

OBSERVATOIRE DE PARIS

SCÉNARIO DU FUTUR D'UN UNIVERS EN EXPANSION

Mémoire de **DIPLÔME D'UNIVERSITÉ**
"Structuration de l'univers"
(Août 2008)

Robert Hagenbucher

Directeur de mémoire: **David Valls-Gabaud**

Table des matières

1 -INTRODUCTION.....	5
1.1Présentation.....	5
1.2L'échelle de temps.....	6
1.3Les cinq ères cosmologiques.....	7
1.3.1L'ère primordiale, $-50 < \eta < 5$	7
1.3.2L'ère stellaire, $6 < \eta < 14$	8
1.3.3L'ère dégénérée, $15 < \eta < 39$	8
1.3.4L'ère des trous noirs, $40 < \eta < 100$	9
1.3.5L'ère sombre, $\eta > 100$	9
1.4L'organisation du document.....	9
2 -UNIVERS FERMÉ, PLAT OU OUVERT?	11
2.1Le destin de l'univers et le paramètre de densité Ω_0	11
2.2La durée de vie d'un univers fermé.....	14
3 -RAPPEL DE L'ÈRE PRIMORDIALE, $-50 < \eta < 5$	15
3.1L'ère de Planck.....	15
3.2L'ère de grande unification.....	16
3.3L'ère hadronique.....	18
3.4L'ère leptonique.....	18
3.5L'ère radiative.....	19
3.6Représentation d'ensemble de l'ère primordiale.....	19
4 -L'ÈRE STELLAIRE, $6 < \eta < 14$	21
4.1Des débuts jusqu'au présent, $6 < \eta < 10$	21
4.1.1L'origine.....	21
4.1.2Les types d'étoiles.....	22
4.1.3Les durées de vie sur la séquence principale.....	26
4.1.4Les résidus stellaires.....	27
4.2La fin de l'évolution conventionnelle des étoiles, $11 < \tau < 14$	29
4.2.1L'évolution des naines rouges.....	30
4.2.2L'effet de l'augmentation progressive de la métallicité des étoiles.....	31
4.2.3La fin de la production d'étoiles dans les galaxies.....	32
4.2.4La fin de l'ère stellaire.....	33
5 -L'ÈRE DÉGÉNÉRÉE, $15 < \eta < 39$	35
5.1La mort des galaxies.....	35
5.1.1La relaxation dynamique au sein des galaxies et des amas de galaxies.....	35
5.1.2Le rayonnement gravitationnel, effet sur les orbites stellaires.....	37
5.2Les collisions entre naines brunes.....	38
5.3L'annihilation de la matière noire, nouvelle source d'énergie.....	39
5.3.1Annihilation directe entre WIMPS.....	39
5.3.2Capture de WIMPS par les objets stellaires.....	40
5.4Le sort des planètes.....	41
5.5La croissance des trous noirs galactiques.....	42
5.6L'hypothèse de la durée de vie finie du proton.....	43

5.7	Les conséquences sur l'évolution des résidus stellaires.....	44
5.7.1	L'échelle de temps de la désintégration du proton / neutron.....	44
5.7.2	La production d'énergie.....	45
5.7.3	L'évolution chimique des naines blanches.....	46
5.7.4	Les phases finales des naines blanches.....	47
5.7.5	L'évolution des étoiles à neutrons.....	49
5.7.6	L'évaporation des planètes.....	49
5.8	Survol de la désintégration du proton d'ordres supérieurs.....	49
5.9	En guise de conclusion de l'ère dégénérée.....	51
6	-L'ÈRE DES TROUS NOIRS, $40 < \eta < 100$	52
6.1	A propos des trous noirs.....	52
6.1.1	Les étapes vers le trou noir.....	52
6.1.2	Qu'est-ce qu'un trou noir?.....	53
6.1.3	Les types de trous noirs.....	55
6.1.4	Les étranges propriétés des trous noirs.....	56
6.2	Une estimation du nombre de trous noirs.....	60
6.3	Le rayonnement gravitationnel à l'ère des trous noirs.....	60
6.4	Le rayonnement de Hawking et l'évaporation des trous noirs.....	62
6.4.1	Comment se crée le rayonnement de Hawking?.....	62
6.4.2	Le temps d'évaporation des trous noirs.....	63
6.5	Les derniers instants d'un trou noir.....	66
6.6	Y aura-t-il toujours des trous noirs?.....	68
7	-L'ÈRE SOMBRE, $\eta > 100$	70
7.1	Un inventaire de l'univers à $\eta = 100$	70
7.1.1	Des particules.....	70
7.1.2	Du rayonnement.....	72
7.1.3	De l'énergie du vide.....	73
7.2	Quelques spéculations sur le futur lointain.....	74
7.2.1	La mort thermique de l'univers.....	74
7.2.2	Le positronium.....	74
7.2.3	Nouvelle phase d'inflation.....	75
7.2.4	Le Big Rip.....	75
7.2.5	Transition de phase par "effet tunnel".....	76
7.2.6	La formation d' "univers-fils".....	78
8	-CONCLUSIONS.....	81
	REMERCIEMENTS.....	84
	BIBLIOGRAPHIE.....	85

Liste des encadrés

Encadré 1 - Matière sombre, énergie noire.....	12
Encadré 2 - Énergie du vide et principe d'incertitude.....	17
Encadré 3 - La matière dégénérée.....	24
Encadré 4 – Différents résultats de durées de vie d'étoiles de très faible masse suivant les sources.	27
Encadré 5 – L'opacité et le stade de géante rouge.....	30
Encadré 6 – Loi de conservation du nombre baryonique.....	44
Encadré 7 – L'histoire d'une étoile naine.....	48
Encadré 8 – Facteur d'échelle, constante de Hubble en fonction du temps.....	64
Encadré 9 – Un astronaute aux abords d'un trou noir de température solaire.....	67
Encadré 10 – La concentration en électrons et positrons de l'univers à $\eta = 100$	71

SCÉNARIO DU FUTUR D'UN UNIVERS EN EXPANSION

1 - INTRODUCTION

1.1 Présentation

Chacun sait que le Soleil va terminer sa vie d'ici cinq milliards d'années, qu'il laissera derrière lui une naine blanche comme résidu, tandis que d'autres étoiles naîtront puis disparaîtront à leur tour en laissant d'autres résidus. Chacun sait aussi que tout ceci se passe au sein de galaxies qui se déplacent, tournoient, se télescopent parfois. Et après?

Est-ce que cette activité va se poursuivre éternellement? Sinon, va-t-elle s'arrêter, quand, pourquoi, par quoi va-t-elle être remplacée? Puis après encore?

En somme, jusqu'où peut-on prédire le futur de l'univers, à quoi ressemblera-t-il, voilà les deux questions essentielles aux quelles ce mémoire est consacré, rien que ça!

Curieusement, ce sujet fascinant est beaucoup moins souvent abordé que le passé de l'univers. Peut être est-ce dû au fait que le passé est long, certes, mais qu'il est limité, "borné" par le big bang. Le futur, quant à lui, n'est borné par rien de connu, et il y a comme un parfum d'infini qui plane quelque part à vouloir en parler, ce qui met mal à l'aise.

La vraie raison est, plus probablement, que le passé étant, par définition, derrière nous, il a laissé des traces que l'on peut étudier. On fait ainsi de la vraie science qui s'appuie sur des *mesures*. Une description du futur ne le peut pas, elle ne peut qu'extrapoler les connaissances théoriques actuelles. Le mot magique "spéculation" est vite prononcé pour caractériser cette démarche.

Nous nous sommes donc fixés comme objectifs impératifs pour ce mémoire de rédiger une description du futur de l'univers qui d'une part découle logiquement des connaissances scientifiques actuelles, et d'autre part limite au maximum les développements à caractère spéculatif.

Le qualificatif "au maximum" signifie que nous serons quand même amenés à envisager des évolutions d'un futur très lointain entre les quelles il n'est simplement plus possible de décider quelle sera la bonne sur la base des connaissances d'aujourd'hui. On peut alors les taxer de "spéculatives". Si on veut! Mais d'abord disons que cela ne concernera que les évolutions les plus lointaines de notre scénario, son horizon, si l'on peut dire (Remarquons qu'il sera très loin de l'infini!). Et puis, après tout, est-ce qu'on ne peut pas en dire autant des scénarios de la formation de l'univers lorsqu'on est tout près du big bang?

Il n'est pas vraiment utile de préciser que nous ne sommes pas arrivés tout seul à produire une telle description.

Ce mémoire s'appuie essentiellement sur les publications de deux physiciens américains, Fred ADAMS (Université du Michigan) et Greg LAUGHLIN (Université de Californie) qui se sont intéressés depuis longtemps à ce sujet¹.

Trois de ces publications nous ont servi de fil directeur:

(1) Nous utiliserons fréquemment dans notre texte l'expression "les auteurs" pour faire référence à Adams et Laughlin.

- **The Future of the Universe** (Figure 1.1), un article paru dans la revue *Sky & Telescope* en août 1998. Cet article a été le déclic de notre intérêt pour le sujet, nous nous souvenons fort bien de l'espèce de stupéfaction que nous avons ressentie à sa lecture. Nous ne l'avions pas oubliée dix ans plus tard, quand nous avons eu à choisir un sujet de mémoire.
- **The Five Ages of the Universe** (Figure 1.2), un livre "grand public curieux" remarquablement clair, didactique, aussi rigoureux qu'il est possible sans utiliser de formules mathématiques, et en plus très bien écrit (Simon and Schuster, 1999).

A propos de ce livre, le *Washington Post* a estimé que "What makes it even better than good science fiction is that it's true"...

- **A dying universe - The long term fate of astrophysical objects** (Figure 1.3), un long article technique paru dans la *Review of Modern Physics*, Avril 1997. À un niveau scientifique nettement plus élevé, il présente les mêmes qualités que *The Five Ages of the Universe*.



Figure 1.1: L'article déclencheur, *Sky & Telescope*

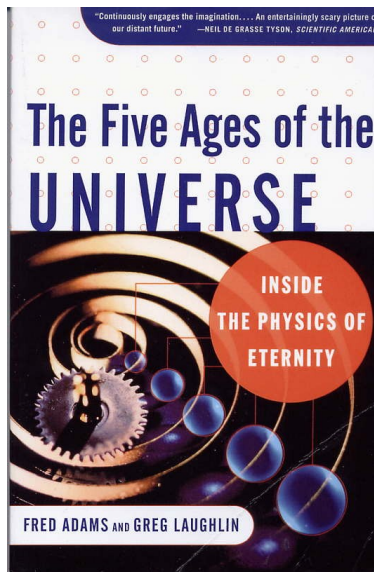


Figure 1.2: Le livre "grand public"

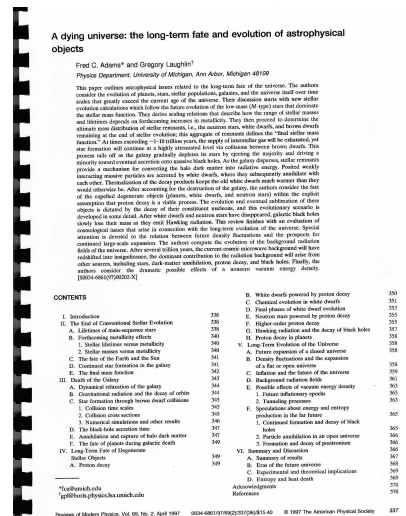


Figure 1.3: L'article de Review of Modern Physics

Ces deux derniers documents ont été parfaitement complémentaires pour notre travail.

Nous avons de plus fait appel à de nombreuses autres sources bibliographiques (cf. Bibliographie en fin de document) pour tenter d'approfondir (ou de découvrir) bon nombre de notions de Physique utilisées par les auteurs dans la description de leur scénario d'évolution de l'univers. D'autres sources nous ont permis de tenir compte de développements intervenus depuis la parution des documents d'Adams et Laughlin. Ils proviennent pour la plupart des résultats obtenus grâce à WMAP.

1.2 L'échelle de temps

Nous aurons besoin d'une échelle de temps pour baliser ce scénario. Nous utiliserons comme unité la "décade cosmologique", qui peut s'exprimer en fonction de l'âge de l'univers τ , en années par la formule suivante:

$$\eta = \log_{10}[\tau]$$

Notre univers a un âge de l'ordre de 15 milliards d'années, soit $10^{10.17}$ ans, ce qui correspond à

$\eta = 0,17$. On dira donc que nous nous trouvons dans la décade cosmologique 10.

En fait η sera utilisé dans le texte aussi bien pour exprimer une *durée* caractéristique d'un processus que l'âge de l'Univers. Pratiquement les deux reviennent au même si le processus a débuté lorsque l'âge de l'Univers était inférieur à cette durée caractéristique. Si par exemple nous trouvons que la durée caractéristique d'un processus est de 10^{22} ans, nous dirons que sa durée caractéristique est $\eta_c = 22$. Que le processus ait débuté aujourd'hui ($\eta = 10$) ou à $\eta = 14$ (fin de l'ère stellaire) ou même à $\eta = 19$, on pourra toujours assimiler la fin de ce processus, avec une erreur insignifiante, à l'âge de l'Univers¹.

Notons aussi que si un processus A de $\eta_c = 37$ se déroule au cours d'un processus B de $\eta_c = 60$ par exemple, il pourra être considéré comme quasi instantané, et n'aura aucune incidence sur la durée caractéristique du processus B. Nous rencontrerons de tels effets à propos de la désintégration des protons créés au moment de la fin de vie des trous noirs (cf. paragraphe 6.5).

Pour information préalable, nous allons voyager jusqu'à des décades cosmologiques supérieures à 100...

1.3 Les cinq ères cosmologiques

L'évolution de la Terre depuis sa formation jusqu'aux temps présents est structurée en ères géologiques, chaque ère correspondant à un état bien identifiable très différent de l'ère précédente, et bien identifiable dans le temps.

De façon analogue, Adams et Laughlin structurent le passé et le futur de l'univers en cinq ères cosmologiques. Chacune correspond à un état et à une évolution radicalement différents des précédents. La période relative à l'évolution de l'univers depuis le Big Bang jusqu'à présent fait l'objet de la cosmologie "conventionnelle" si l'on peut dire, nous la parcourons donc rapidement ne serait-ce qu'au nom du principe que pour pouvoir imaginer le futur il est préférable d'avoir une bonne compréhension du passé!

Mais aussi, pour être tout à fait honnête, pour avoir le plaisir d'aboutir à un panorama complet, de A jusqu'à Z (ou un peu avant), de l'évolution de l'univers...

1.3.1 L'ère primordiale, $-50 < \eta < 5$

C'est la période qui va depuis le tout début jusqu'au moment où, la température ayant suffisamment baissé, les atomes d'hydrogène et d'hélium peuvent se former. Elle est traditionnellement divisée en cinq (sous) ères élémentaires, soit, en remontant le temps, les ères radiative, leptonique, hadronique, de Grande unification, et enfin de gravitation quantique (Ère de Planck). Nous en dirons quelques mots dans le corps du texte. Pour l'instant restons en aux événements principaux survenus sur l'ensemble de cette période, pendant la quelle l'essentiel de l'énergie de l'univers se présentait sous forme de rayonnement, en raison des températures qui y régnaient.

Des événements capitaux, fondateurs de l'univers actuel et futur, s'y sont déroulés. Toujours en remontant dans le temps, voici les principaux, sachant que plus on remonte plus ils sont sujets à débats:

- Formation des noyaux légers, hydrogène, hélium et quelques autres.
- Déroulement de phénomènes physiques complexes menant à l'excès, minime, de la matière baryonique (celle qui nous entoure) sur l'antimatière

(1) L'erreur faite en assimilant les deux valeurs sera de un millième si on fait débiter le processus à $\eta = 19$.

- La phase d' "inflation" de l'univers, d'un facteur 10^{30} et peut être beaucoup plus, en quelques fractions de secondes, à une vitesse considérablement supérieure à la vitesse de la lumière. Cette théorie est basée sur l'existence de l' "énergie du vide" justifiable par des considérations de physique quantique hautement sophistiquées. Elle a été imaginée pour expliquer certaines caractéristiques de notre univers actuel, en particulier le "problème de l'horizon": pourquoi des régions de notre univers qui n'ont pas été en mesure d'avoir eu de "contact causal" entre elles puisque séparées par des distances supérieures à l'âge de l'univers présentent-elles exactement les mêmes propriétés? En particulier le même fond de rayonnement cosmique.

Cette ère se termine lorsque la température a baissé à 3000 K, 380 000 ans après le T_0 . À ce moment a lieu la "recombinaison" électrons – protons en atomes neutres, le rayonnement peut s'échapper de la matière.

1.3.2 L'ère stellaire, $6 < \eta < 14$

Nous vivons au milieu (logarithmique) de cette ère: notre η vaut 10. Si nous l'exprimons en temps linéaire, nous n'en sommes qu'au tout début.

Pendant cette période pratiquement toute l'énergie générée dans l'univers provient des réactions nucléaires au sein des étoiles.

La toute première génération d'étoiles a dû naître peu après la recombinaison, et après un milliard d'années se sont formées les galaxies, en particulier les galaxies à noyaux actifs (AGN), que l'on voit aujourd'hui aux confins de notre univers visible¹, en même temps que les générations suivantes d'étoiles.

Dans le futur, vers la fin de l'ère stellaire, les étoiles les plus modestes aujourd'hui, à savoir les naines rouges, joueront un rôle essentiel. Leur faible masse, bien inférieure à celle du Soleil, leur fait consommer leur hydrogène de façon très parcimonieuse, et elles survivront bien longtemps après que toutes les autres étoiles classiques seront devenues naines blanches ou autres résidus stellaires. Il subsistera aussi les naines brunes, étoiles avortées du fait de leur masse insuffisante pour permettre l'allumage des réactions nucléaires. Elles constitueront ainsi une réserve d'hydrogène pour l'avenir.

L'ère stellaire se terminera lorsque la formation de nouvelles étoiles aura cessé par manque d'hydrogène à l'intérieur des galaxies, et lorsque même les naines rouges se seront éteintes. L'univers aura alors dans les 10^{14} ans.

1.3.3 L'ère dégénérée, $15 < \eta < 39$

Au début de cette ère les cadavres stellaires de l'ère précédente constitueront l'essentiel de la matière, sous des formes "dégénérées". Ce qualificatif caractérise un état permis par la mécanique quantique que prend la matière soumise à des conditions extrêmes de pression et de densité lors de la fin de vie des étoiles.

Les naines brunes, les naines blanches, les étoiles à neutrons et les trous noirs constitueront la population de ces résidus.

L'univers de cette époque apparaîtra complètement différent de ce qu'il est aujourd'hui. Il sera froid et sombre. Les étoiles auront fini de briller, il n'y aura plus de sources de rayonnement lumineux.

En somme on pourrait penser qu'il ne s'y passera pas grand chose. Ça n'est pas le cas, car une

(1) On pense de plus en plus que les objets lointains baptisés quasars, galaxies de Seyfert, etc..., ne sont en fait rien d'autre que des galaxies à AGN.

nouvelle dimension va entrer en jeu, *l'immensité du temps disponible*. C'est ce qui fait que des événements hautement improbables auront quand même lieu, qui aboutiront finalement à une nouvelle transformation radicale menant vers l'ère suivante.

Les collisions entre galaxies modifieront considérablement les orbites des étoiles. S'y ajouteront des collisions directes entre résidus ou surtout des croisements très proches qui modifieront eux aussi les orbites et disperseront ces résidus. Les plus légers auront plus de chances d'être très déviés, et petit à petit ils seront éjectés des galaxies. Les plus lourds par contre seront orientés vers les centres galactiques où d'énormes trous noirs les attendent. On assistera ainsi à une dissolution progressive des galaxies en même temps qu'à l'hyper-développement de leur trou noir central.

Les particules non baryoniques de la masse sombre des halos galactiques (les Wimps) rencontrant la matière baryonique des naines blanches seront annihilées et généreront ainsi une nouvelle source d'énergie jusqu'aux environs de la 30ème décennie cosmologique, puis elle se tarira aussi.

La fin de cette ère commencera avec la fin de la vie des protons et des neutrons (le proton decay) stockés dans les naines blanches et les étoiles à neutrons. L'évaporation du proton va de pair avec l'émission d'un rayonnement qui servira de nouveau de source d'énergie à ces résidus, leur permettant de produire une luminosité typique de l'ordre de ...400 W!

La fin de l'ère dégénérée correspond à l'évaporation totale des protons et des neutrons de l'univers.

1.3.4 L'ère des trous noirs, $40 < \eta < 100$

Les seuls objets qui subsistent dans cet univers sont les trous noirs, qui eux n'ont pas été affectés par l'évaporation du proton.

L'évolution des trous noirs est dictée par le rayonnement de Hawking. C'est un processus quantique qu'on traduit par le fait que les trous noirs ne sont pas complètement noirs! Ils s'évaporent aussi, mais lentement: un trou noir de la masse du Soleil mettra 65 décades cosmologiques pour s'évaporer, et un trou noir massif d'une masse comparable à celle d'une galaxie aura besoin d'une centaine de décades pour disparaître...

Mais, trou noir ou pas, tout doit disparaître. Leur disparition marque la fin de cette ère.

1.3.5 L'ère sombre, $\eta > 100$

Tout ce qui reste dans l'univers de cette époque sont des photons de longueur d'onde colossale, des neutrinos, des électrons et des positrons. On pourrait s'attendre à ce qu'il ne se passe plus rien dans cet univers que l'expansion mènerait inéluctablement vers sa fin, mort thermique ou autre.

Pourtant, plusieurs scénarios d'évolution dramatiques (nouvelle expansion, big rip, formation de nouveaux univers, etc) pourront être imaginés, dépendant essentiellement des caractéristiques de densité de l'énergie du vide qui prévaudront à cette époque. Nous serons alors dans la phase la plus spéculative de notre mémoire!

1.4 L'organisation du document

Le document est globalement organisé suivant l'ordre chronologique du déroulement des événements, après avoir répondu dans le **chapitre 2** à une question préalable: l'univers est-il fermé, plat ou ouvert? La réponse que nous y donnerons apparaît déjà partiellement dans le titre

de ce mémoire: il est en expansion donc ouvert ou, plus probablement, plat. Elle sera justifiée par les derniers résultats issus, entre autre, des mesures de WMAP.

Dans le **chapitre 3** nous "réviserons" l'ère primordiale, qui va du big bang au début de l'ère stellaire. Nous y ferons donc un rapide rappel de la formation de l'univers actuel, en nous intéressant surtout aux processus de formation des différents types d'étoiles.

Le **chapitre 4** traite de l'ère stellaire. Il est divisé en deux parties. La première partie, des débuts jusqu'à aujourd'hui, traite de la phase de grande activité actuelle, création et disparition continues d'étoiles dans toutes les galaxies. La seconde partie décrira quand et comment l'ère stellaire se terminera lorsque tout le gaz interstellaire aura été consommé, ainsi que la nature des résidus stellaires qui subsisteront.

Nous arrivons ainsi à l'ère dégénérée traitée dans le **chapitre 5**. L'univers est peuplé de résidus stellaires, il y a encore des galaxies en tant que telles au début. Nous assisterons à la création d'un petit nombre de nouvelles étoiles par collisions de naines brunes, ainsi, plus tard, qu'à la dissolution des galaxies par éjection de leurs résidus stellaires ou par l'accrétion de ces résidus aux trous noirs galactiques qui, eux, se portent encore très bien. Il faudra bien sûr admettre que ces processus extrêmement improbables auront quand même lieu parce que les durées deviennent gigantesques: un processus très improbable finira quand même par advenir si on lui laisse suffisamment de temps à sa disposition (On ne le répétera jamais assez...).

Nous verrons aussi le mécanisme par lequel la matière noire des halos galactiques fournira de l'énergie thermique à certains résidus stellaires.

Plus loin dans cette ère, après avoir admis que le proton a une durée de vie finie, nous constaterons que l'annihilation des protons (et par voie de conséquence des neutrons) fournira encore une certaine énergie thermique aux résidus qui subsistent.

A la fin de cette ère dégénérée, tous les résidus stellaires se seront évaporés, et il ne restera plus que les trous noirs galactiques

L'ère des trous noirs fait l'objet du **chapitre 6**. Ce sera le règne de la radiation de Hawking, par lequel les trous noirs eux mêmes perdent peu à peu leur masse pour finir par s'évaporer complètement. Évidemment il faudra attendre pas mal de temps. Après les avoir dénombrés, nous essaierons d'imaginer les derniers instants d'un trou noir.

L'ère sombre est l'objet du **chapitre 7**. Elle est vraiment du domaine de la spéculation, on y parle entre autre des possibles conséquences dramatiques de l'énergie sombre.

Enfin les conclusions que nous pouvons tirer de ce travail sont présentées au **chapitre 8**.

Un certain nombre d'"encadrés" parsème notre document. Ils sont là soit pour apporter des informations complémentaires en marge du sujet principal traité, soit pour fournir des justifications quantitatives à des affirmations présentées dans le texte.

2 - UNIVERS FERMÉ, PLAT OU OUVERT?

2.1 Le destin de l'univers et le paramètre de densité Ω_0

Répondre à la question de la courbure de l'univers revient à mesurer le *paramètre de densité* Ω , rapport entre la densité actuelle ρ de l'univers (en kg/m^3) et une certaine densité critique ρ_{crit} faisant intervenir la valeur actuelle de la constante de Hubble H :

- Si $\Omega < 1$, l'univers est fermé: l'expansion va s'arrêter, et l'univers va reconverger. Sa courbure est positive (univers "sphérique")
- Si $\Omega = 1$, l'univers est plat: l'expansion va s'arrêter au bout d'un temps infini. Sa courbure est nulle (espace euclidien)
- Si $\Omega > 1$, l'univers est ouvert: l'expansion de l'univers va continuer indéfiniment. Sa courbure est négative (univers "hyperbolique", en forme de selle de cheval).

Pour illustrer la signification de ce paramètre on peut faire le calcul inverse de la valeur critique H_{crit} de la constante de Hubble pour une densité ρ donnée. Ce calcul est facile si l'on reste dans le cadre de la gravitation newtonienne, bien que l'expansion ne puisse être décrite rigoureusement que par la relativité générale, mais le résultat est le même!

On part de la vitesse de libération v_{lib} d'un objet situé à une distance r du centre d'une masse sphérique M :

$$v_{\text{lib}} = \sqrt{\frac{2G.M}{r}} \quad \text{(a) } G = 6,672 \cdot 10^{-11} \text{ m}^3 \text{ kg}^{-1} \text{ s}^{-2}, \text{ constante de gravitation}$$

Considérons une galaxie A à une distance r de notre galaxie (Figure 2.1). Du fait de l'expansion elle se déplace à une vitesse $v = H.r$.

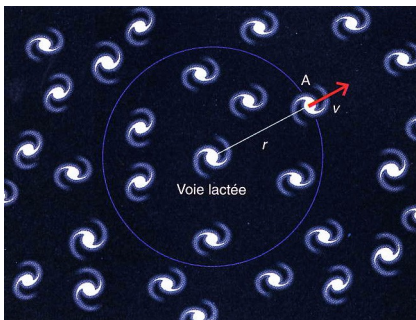


Figure 2.1: Calcul de H critique
Crédit: Astronomie & Astrophysique, Seguin et Villeneuve

On peut montrer que la contribution gravitationnelle de toutes les galaxies en dehors de la sphère de rayon r s'annule par symétrie¹. Tout se passe donc pour A comme si elle était soumise à l'action gravitationnelle de la masse de la sphère de rayon r :

$$M = \frac{4}{3} \pi r^3 \rho$$

ρ étant la densité moyenne de l'univers. Ce qui correspond à une vitesse de libération

$$v_{\text{lib}} = r \sqrt{\frac{8}{3} \pi G \rho}$$

En identifiant avec la relation de Hubble, on voit ainsi que la galaxie A s'éloignera indéfiniment pour H_{crit} telle que

$$H_{\text{crit}} = \sqrt{\frac{8}{3} \pi G \rho}$$

(1) C'est le théorème de Birkhoff.

Si $H \geq H_{\text{crit}}$ l'univers est ouvert ou plat, sinon il est fermé.

Inversement cette dernière formule permet de calculer la densité critique ρ_{crit} pour H connu:

$$\rho_{\text{crit}} = \frac{3H^2}{8\pi G}$$

et de là la valeur de Ω

$$\Omega = \frac{8\pi G\rho}{3H^2}$$

La valeur actuellement admise pour la constante de Hubble est $H = 71 \pm 4$ km/sec/Mpc, sur la base des résultats du satellite WMAP. Ceci correspond à une densité critique de l'ordre de $9 \cdot 10^{-27}$ kg/m³, soit l'équivalent d'environ cinq atomes d'hydrogène par mètre cube.

Aujourd'hui les mesures n'ont pas mis en évidence de courbure de l'univers. Nombreux sont ceux qui pensent actuellement que cette courbure est nulle, et donc que l'univers est plat, ce qui correspond à $\Omega = 1$. Son expansion devrait se poursuivre indéfiniment. Or toutes les mesures de densité soit au niveau d'une galaxie particulière soit d'amas de galaxies donnent un Ω très inférieur à 1: il manque de la matière dont on est pourtant obligé d'admettre l'existence sans pouvoir la déceler, c'est la *matière sombre*.

Par ailleurs un certain nombre de mesures effectuées depuis les années 2000 ont abouti à la conclusion qu'il devait y avoir dans l'univers une *énergie noire* non conventionnelle pour expliquer la vitesse d'expansion accélérée que l'on constate sur des galaxies très lointaines.

Le paramètre de densité $\Omega = 1$ est donc la somme de trois termes correspondant à la matière ordinaire (ou baryonique), à la matière non baryonique et à l'énergie noire.

Le meilleur modèle actuel correspond à $\Omega_{(\text{énergie noire})} = 0,73$, $\Omega_{(\text{matière non baryonique})} = 0,22$, $\Omega_{(\text{matière baryonique})} = 0,05$, la somme de ces trois termes donnant 1.

(Voir l'encadré 1 basé sur un article de Françoise Combes pour plus de détails sur le thème de la matière sombre et de l'énergie noire¹)

Pour être complet, signalons que Adams et Laughlin estiment dans leur article que la mesure de Ω n'est pas forcément déterminante quant à l'avenir de l'univers. Pour eux, la densité que l'on mesure aujourd'hui à l'intérieur de notre univers visible n'est pas forcément identique à celle prévalant dans sa partie inaccessible, au delà de l'horizon dû à la causalité (on ne peut voir au delà de la distance que peut parcourir la lumière en un temps égal à l'âge de l'univers).

Encadré 1 - Matière sombre, énergie noire

La valeur de Ω_v correspondant à la matière baryonique *visible* mesurée sur de grands volumes de l'univers (par estimation de la masse visible d'un grand nombre de galaxies dans un volume donné) est toujours très inférieure à 1, de l'ordre de 0,003.

Or pour comprendre la dynamique des galaxies, il faudrait une densité de matière correspondant à $\Omega \approx 0,03$ pour expliquer l'étalement des vitesses des étoiles dans le disque galactique et le fait qu'elles ne suivent apparemment pas la troisième loi de Kepler.

Pour l'expliquer au niveau de tout l'univers, il faudrait un Ω de l'ordre de 0,2-0,3.

Il manque donc de la matière. C'est l'une des raisons qui a amené à supposer la présence de la *matière sombre* dans une proportion importante pour atteindre des valeurs de Ω de cet ordre.

(1) On trouve parfois dans certains articles l'adjectif "noir" au lieu de "sombre" ou vice-versa.

Mais une partie seulement de cette matière sombre peut être de nature baryonique (matière ordinaire faite de protons et de neutrons) dont il est possible de calculer la proportion, autrement dit la densité et le Ω correspondant. Cette contrainte est imposée par la nucléosynthèse primordiale, en tenant compte des abondances actuelles des premiers éléments hydrogène, hélium, deutérium.

Le reste est donc une matière baryonique invisible qui reste encore l'un des mystères de l'astrophysique moderne. Divers programmes de recherches ont été entrepris pour essayer de détecter des objets compacts, les MACHOS (Massive Compact Halo Objects) autour de notre galaxie qui, bien que invisibles, pourraient dévier la lumière d'étoiles d'arrière plan. Les principaux candidats étaient les naines brunes, mais la masse détectée est largement insuffisante. L'hypothèse la plus probable aujourd'hui est que la matière noire baryonique se présente sous forme de gaz diffus, soit chaud entre les galaxies, ou très froid, moléculaire, associé aux galaxies.

D'un autre côté de la matière noire non baryonique doit obligatoirement exister pour permettre la présence de condensations gravitationnelles dès avant la phase de recombinaison, les seules susceptibles de donner lieu ultérieurement aux grandes structures actuelles de l'univers que sont les galaxies et les amas de galaxies. On pense aujourd'hui qu'elle pourrait être fournie par des particules encore hypothétiques, les WIMPS, ou Weakly Interacting Massive Particules, largement présentes dans les halos galactiques, et sensibles uniquement à la gravitation et à l'interaction faible. On verra plus loin dans le texte qu'elles joueront un rôle comme source possible d'énergie bien après la fin de l'ère stellaire.

La découverte de l'existence de cette matière noire est un résultat des mesures réalisées dans les années 70-80.

Toutefois on supposait à cette époque qu'elle suffisait à assurer à l'univers un Ω de 1. Or de nouveaux résultats fondamentaux ont été obtenus dans la dernière décennie qui battent en brèche cette supposition. Ils proviennent essentiellement de l'analyse des fluctuations du CMB enregistrées par COBE et WMAP, de la mesure de la vitesse d'expansion de galaxies lointaines (via des supernovae de type I servant de chandelles standard), et enfin de l'analyse des lentilles gravitationnelles.

On constate en particulier que l'expansion de l'univers est aujourd'hui accélérée, alors qu'elle était décélérée au moment de la formation des premières galaxies. Le retournement d'accélération aurait eu lieu il y a environ cinq milliards d'années.

Cette évolution de la vitesse d'expansion de l'univers est aussi celle qu'on obtient en ajoutant une densité ρ_{Lambda} constante (indépendante du temps) aux autres contributions (qui elles dépendent du temps) à la densité de l'univers. ρ_{Lambda} a le même effet que la constante cosmologique Λ introduite par Einstein pour, en son temps, assurer un univers stationnaire, d'où la notation utilisée pour cette densité.

La constante cosmologique peut être interprétée comme un fluide totalement homogène, de densité constante, et de pression négative, donc ayant un effet répulsif.

Ces caractéristiques sont qualitativement semblables à celles de l'énergie du vide. On a donc cherché à savoir ce que prédirait la physique quantique. Pour l'instant il y a impasse théorique, puisque on trouve de cette façon une constante supérieure entre 55 et 123 ordres de grandeur à ce qu'il faudrait pour expliquer l'accélération de l'expansion telle qu'elle est mesurée!

Par contre ces propriétés quantiques du vide en font une source possible de l'énergie

phénoménale déployée lors de la phase d'inflation.

Nous reviendrons sur l'énergie du vide dans l'encadré 2 du paragraphe 3.2 ainsi qu'au paragraphe 7.1.3.

2.2 La durée de vie d'un univers fermé

Si $\Omega > 1$, la durée de vie de l'univers sera considérablement plus courte que dans le cas d'un univers plat ou ouvert. L'expansion s'arrêtera, et sera suivie d'un big crunch.

Dans ce cas la durée de vie de l'univers est donnée par la formule suivante:

$$\tau = \Omega(\Omega - 1)^{-3/2} \pi H^{-1}$$

Par définition $\tau \rightarrow \infty$ lorsque $\Omega \rightarrow 1$.

Si l'on prend par exemple $\Omega = 2$, on trouve $\tau \approx 9.10^{10}$ ans, on n'est ainsi que dans la dixième décade cosmologique (!), et la plupart des phénomènes intéressants qui ont lieu dans le cadre d'un univers plat ou ouvert n'auront pas eu le temps de se développer.

On voit que dans ce cas, qui apparaît heureusement comme peu probable, on peut arrêter ici la lecture de ce mémoire...

3 - RAPPEL DE L'ÈRE PRIMORDIALE, $-50 < \eta < 5$

Ce chapitre s'appuie largement sur le contenu des deux sites suivants, tous deux à recommander aux amateurs de cosmologie et de physique:

- <http://media4.obspm.fr/public/amc/bb/big-bang/eres-cosmologiques>
- http://jac_leon.club.fr/gravitation/article-francais/f-21.html

La Figure 3.1 illustre très bien l'échelonnement et les durées des cinq ères identifiables qui forment ce que nous avons appelé l'ère primordiale, ainsi que les principaux événements qui s'y sont déroulés. Elle se poursuit jusqu'à aujourd'hui par le début de l'ère stellaire, dont nous parlerons plus loin au chapitre 4.1. L'échelle de temps étant graduée en secondes, on ne peut pas y lire directement les décades cosmologiques.

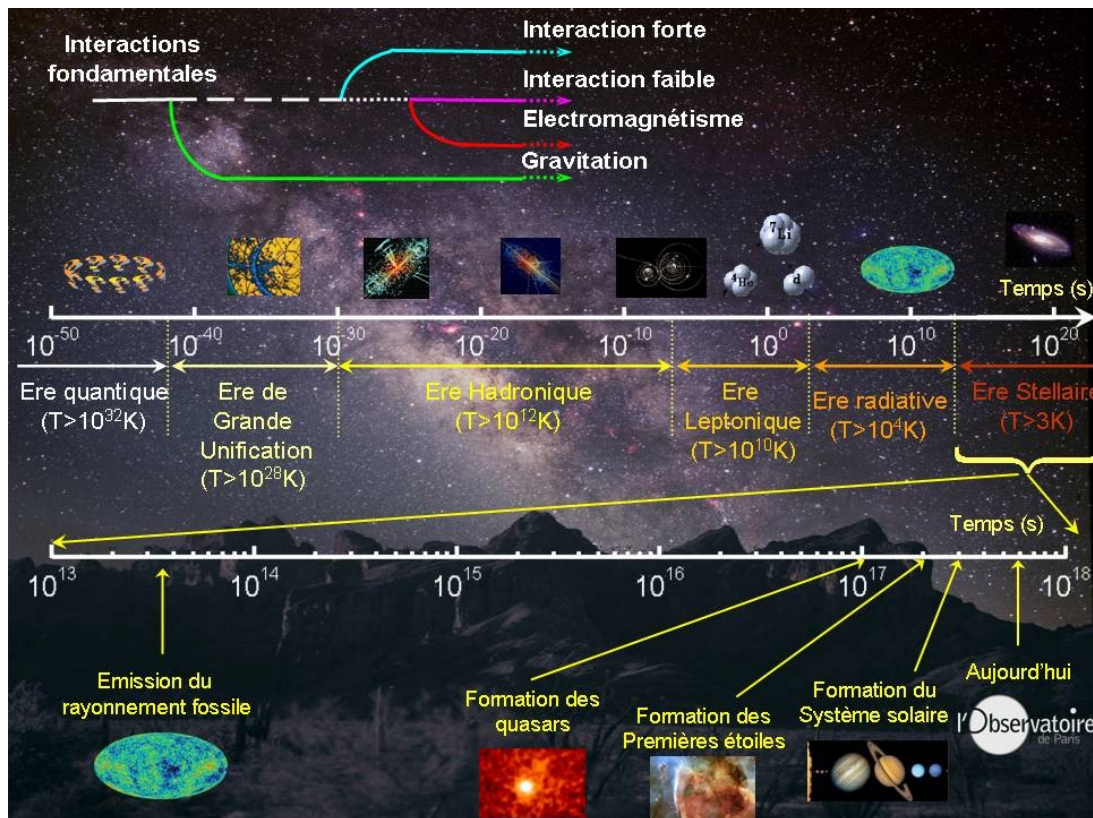


Figure 3.1.: La ligne de temps du big bang jusqu'au début de l'ère stellaire – Crédit: A. Füzfa

En partant du big bang (ou juste un tout petit peu après) on passe en à peu près 400000 ans par les cinq ères qui correspondent à des états et des propriétés de l'univers complètement différents.

3.1 L'ère de Planck

C'est tout ce qui s'est passé entre le big bang (au temps $-\infty$?) et le temps de Planck de 10^{-43} sec, le quantum élémentaire de temps. La température va de 10^{32} K à ... l'infini? On pense qu'à cette époque la densité et la température étaient telles que toutes les forces d'interaction étaient unifiées, y compris la gravitation. Autant dire que cette période nous est totalement inaccessible. Nous passerons donc directement à la suivante.

3.2 L'ère de grande unification

On recense aujourd'hui quatre interactions auxquelles les particules élémentaires sont sensibles (Figure 3.2): les interactions forte, faible, électromagnétique et gravitationnelle¹.

Pourquoi 4 et non pas 10 ou 20? Aucune raison dans la nature ne permet de répondre à cette interrogation. Poussés par un souci de simplicité, les physiciens ont donc recherché s'il était concevable que ces 4 interactions n'en fassent qu'une aux très hauts niveaux d'énergie existant peu après le big bang, et qu'elles se soient différenciées au fur et à mesure que ces niveaux diminuaient.

Un modèle théorique permet de décrire l'unification des interactions électromagnétique, faible et forte, c'est la *Grande Unification* (Grand Unified Theory ou GUT²). Dans ce cadre, l'unification a lieu à partir de niveaux d'énergie de $\sim 10^{14}$ GeV (soit 10^{28} K).

Notons qu'à des niveaux d'énergie encore plus élevés, supérieurs à 10^{19} GeV (ce qui la situerait dans l'ère quantique, avant le temps de Planck), cette interaction se combinerait avec la gravitation, pour enfin ne plus constituer qu'une seule interaction universelle. Les physiciens disposent de plusieurs théories décrivant cette "super-interaction", dont la plus connue est la *théorie des super-cordes*.

C'est lors de cette ère de grande unification que se situe *l'inflation*, phase d'expansion de l'univers d'un facteur d'au moins 10^{30} (et probablement énormément plus) en quelques fractions de secondes³. Cette théorie a été imaginée indépendamment par Alan Guth (1981) et Linde (1983) au début des années 80 pour fournir une explication aux problèmes soulevés par certaines caractéristiques actuelles de notre univers, en particulier:

(<http://www.futura-sciences.com/>)

- *Sa courbure*: notre univers est extraordinairement plat (ou sa courbure est quasi nulle), c'est à dire que son paramètre de densité Ω est très proche de 1 (cf. par. 2.1). Comment l'expliquer ? Car il se trouve que ce paramètre change avec le temps. Pour qu'il soit très proche de 1 aujourd'hui il aurait fallu qu'il soit proche de 1 aux tous premiers instants de l'univers (à $t < 10^{-43}$ sec) avec un degré de précision extraordinaire de l'ordre de 10^{-60} . Un tel ajustement est hautement improbable. Par contre, le caractère plat de l'univers émerge

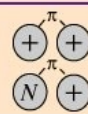
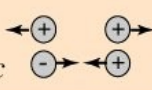
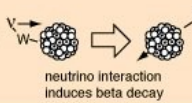
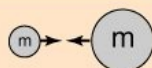
Fundamental Forces				
Strong		Strength 1	Range (m) 10^{-15} (diameter of a medium sized nucleus)	Particle gluons, π (nucleons)
Electro-magnetic		Strength $\frac{1}{137}$	Range (m) Infinite	Particle photon mass = 0 spin = 1
Weak		Strength 10^{-6}	Range (m) 10^{-18} (0.1% of the diameter of a proton)	Particle Intermediate vector bosons W^+ , W^- , Z_0 , mass > 80 GeV spin = 1
Gravity		Strength 6×10^{-39}	Range (m) Infinite	Particle graviton ? mass = 0 spin = 2

Figure 3.2.: Quelques propriétés des forces d'interaction

(1) Il n'est pas impossible qu'il en existe d'autres, mais les moyens expérimentaux dont nous disposons aujourd'hui ne permettent pas de les mettre en évidence.

(2) En réalité il n'y a pas une seule mais de nombreuses GUT.

(3) Le point sur le i gonflant à un volume supérieur à celui de l'univers observable en quelques fractions de seconde!

de l'inflation, de même qu'un élément de surface d'un ballon très gonflé a un rayon de courbure plus grand qu'un ballon peu gonflé.

- *Le problème de l'horizon*: deux objets A et B sont dits en *relation causale* si ce qui se passe en A peut influencer B. Si leur distance, exprimée en a.l., est supérieure à l'âge de l'univers, alors en principe il ne peut pas y avoir eu de relation causale entre eux.

Or, aujourd'hui, lorsqu'on observe le fond diffus cosmologique (CMB, cosmic microwave background), on constate qu'il est isotrope et homogène quelque soit la direction. La température moyenne (hors les microfluctuations) est la même à 10^{-5} près. Comment est-ce possible, alors, que ces zones ne peuvent avoir eu de relation causale entre elles puisque elles sont séparées par une distance supérieure au trajet qu'aurait pu parcourir la lumière depuis le big-bang?

Un moyen de répondre est justement d'imaginer qu'après avoir été en relation directe, peu après le big-bang, elles se sont séparées à une vitesse supérieure à la lumière. C'est exactement ce que propose la théorie de l'inflation.

L'énergie nécessaire à cette phénoménale expansion de l'univers est fournie par "l'énergie du vide". C'est un concept quantique qui résulte des principes d'incertitude énoncés par Heisenberg. (cf encadré 2)

Encadré 2 - Énergie du vide et principe d'incertitude

A l'échelle atomique ce qu'on appelle le « vide » est tout à fait différent de celui auquel nous sommes habitués : en fait, le vide n'existe tout simplement pas. Il est le siège d'une perpétuelle agitation où particules et anti-particules naissent et se désintègrent dans une période de temps extrêmement courte.

Dans son deuxième énoncé, Heisenberg traduit cet état de fait par la seconde forme de l'équation du **principe d'incertitude** : $\Delta E \cdot \Delta t \geq h / (2\pi)$.

(Cette loi s'exprime plus souvent sous la première forme $\Delta p \cdot \Delta q \geq h / (2\pi)$, p = quantité de mouvement, q = position): le produit des précisions avec les quelles on peut connaître la vitesse et la position d'une particule est borné).

Que nous dit cette équation? Tout simplement que l'énergie d'un corps est inversement proportionnelle à la durée de la mesure. Autrement dit, si nous effectuons une mesure sur un système, pendant un temps extrêmement court, le vide est habité par une énergie et cette énergie est d'autant plus grande que le temps de la mesure est bref.

Ce concept implique une violation du principe de la conservation de l'énergie permise par la physique quantique: j'ai le droit de créer de l'énergie "à partir de rien" si je la restitue suffisamment vite de telle sorte que le bilan reste nul sur une durée mesurable.

On appelle ce phénomène fluctuation du vide. Le vide est donc habité par une énergie qui peut prendre des proportions faramineuses sur des échelles de temps très courtes.

Cette énergie du vide, répulsive et donc opposée à l'action de la gravitation, pourrait être une composante majeure de la densité matière-énergie de notre univers actuel (l'énergie sombre), et susceptible d'expliquer une grande partie de la densité manquante pour atteindre la densité critique correspondant à un univers plat (expansion infinie mais dont la vitesse tend vers zéro).

En dessous de 10^{28} K l'interaction unifiée se "brise" en deux interactions: l'interaction forte d'un côté, et l'interaction électrofaible (unifiant les interactions faible et électromagnétique) de l'autre.

3.3 L'ère hadronique

Les hadrons sont des particules composées de quarks qui interagissent principalement par interactions nucléaires fortes.

Vers la fin de l'ère précédente, lorsque la température est descendue vers 10^{13} K, s'est produit l'étape du "confinement des quarks". Jusqu'alors ceux-ci étaient trop agités pour se soumettre à l'action de l'interaction forte. A cette température l'agitation thermique devient suffisamment faible pour que la force nucléaire prenne le contrôle.

Ainsi, lorsque l'univers est âgé d'un milliardième de seconde, l'interaction forte oblige les quarks à s'associer entre eux pour former les deux sortes de hadrons: les baryons (association de 3 quarks), dont les plus connus sont le proton et le neutron, et les mésons (un quark + un antiquark). C'est le début de l'ère hadronique.

Elle est dominée par des réactions qui transforment hadrons en photons. A cette température l'équivalence entre matière et énergie est permanente. Il y a continuellement production puis annihilation de paires neutron-antineutron ou proton-antiproton. Les photons à la température de 10^{13} K ont une énergie qui correspond à peu près à la masse du proton, et il y a donc passage continu, dans les deux sens, entre matière (protons, neutrons) et rayonnement (photons).

Mais, du fait de l'expansion, la température du rayonnement décroît, les photons n'ont plus suffisamment d'énergie pour produire les baryons. Par contre les réactions d'annihilation proton-antiproton ou neutron-antineutron restent possibles puisqu'elles ne nécessitent pas d'énergie. Le résultat est une quasi disparition des particules baryoniques, qui disparaissent sans être reconstituées.

Heureusement, les protons et les neutrons ne disparaissent pas complètement, car les processus physiques ne sont pas totalement symétriques: en physique quantique on parle de "brisure de symétrie". Ainsi, après le confinement des quarks, il y a pour un milliard d'antineutrons un milliard et un neutrons. La particule en trop ne trouve pas de partenaire pour s'annihiler et survit donc. Lorsque l'ère hadronique s'achève, à un dix millième de seconde, les antiprotons et antineutrons ont complètement disparu, mais un milliardième des protons et neutrons originaux ont survécu.

L'excès de la matière par rapport à l'antimatière date de cette époque.

3.4 L'ère leptonique

Les leptons constituent une famille de particules vraiment élémentaires (du moins dans l'état actuel de nos connaissances) à laquelle appartiennent les électrons et les neutrinos, ainsi que leurs cousins les muons et les taus. Ce sont des particules plus légères que les hadrons: l'électron est 2000 fois plus léger que le proton, et peut donc être créé par des photons 2000 fois moins énergétiques.

Il se produit un premier événement important durant cette période, c'est le découplage des neutrinos, à $T \sim 10^{10}$ K. Au dessus de cette température, ils avaient été constamment en interaction avec le reste des particules, proches les unes des autres, par le biais de l'interaction faible. L'univers était alors opaque aux neutrinos.

Du fait de l'expansion, la densité de matière baisse, et la distance entre particules augmente. Les neutrinos perdent alors tout lien avec la matière car l'interaction faible qui les liait est à très courte portée. L'univers leur devient quasi transparent.

Le deuxième événement important est l'annihilation des électrons et des anti-électrons. Comme

pour les protons lors de la phase précédente, la température descend à une valeur telle que les photons n'ont plus suffisamment d'énergie pour recréer des électrons. L'annihilation électron-antiélectron n'est plus compensée, il y a disparition totale des anti-électrons, et survie d'un faible excédent d'électrons, pour les mêmes raisons d'asymétrie des processus que dans le cas des protons.

Enfin, c'est également de cette époque que date la prédominance des protons par rapport aux neutrons, du fait de leur différence de stabilité lorsqu'ils sont isolés.

L'univers ne contient plus dorénavant que de la matière ordinaire formée de protons, de neutrons et d'électrons.

3.5 L'ère radiative

Avec la disparition des électrons et de leurs anti-particules commence l'ère du rayonnement.

Lorsque la température est descendue en dessous de 10^{10} K commence une étape capitale, la nucléosynthèse primordiale, c'est à dire la formation de noyaux à partir de protons et de neutrons libres jusqu'alors.

Protons et neutrons ont tendance à vouloir s'associer sous l'action de l'interaction forte. Les premiers noyaux simples formés, comme le deutérium, sont cependant rapidement cassés par les photons encore très énergétiques, et sont donc instables.

Lorsque la température descend sous le milliard de Kelvins (l'univers est alors âgé d'une centaine de secondes), les photons n'ont plus suffisamment d'énergie pour briser les liaisons internes des noyaux. A partir de ce moment se forment des configurations de plus en plus complexes, deutérium, hélium-3, hélium-4.

La complexification n'ira pourtant pas plus loin. En effet la synthèse de noyaux plus complexes implique que les conditions requises (de température, de densité) soient assurées suffisamment longtemps. Or elles ne peuvent pas l'être en raison de l'expansion rapide de l'univers. Elles le seront, beaucoup plus tard, au coeur des étoiles.

A la fin de la nucléosynthèse primordiale, l'univers comporte essentiellement des noyaux d'hydrogène (les protons) et d'hélium-4. Leur abondance relative dépend directement des proportions de protons et de neutrons juste avant cette période, à savoir 2 neutrons pour environ 14 protons. Cette proportion entraîne la présence dans l'univers d'une proportion, en masse, de 75% d'hydrogène et de 25% d'hélium.

C'est l'un des grands succès de la théorie du big bang que de prédire des abondances de ces éléments remarquablement en accord avec les mesures qui ont pu être faites dans des galaxies très anciennes ou dans des amas globulaires de notre galaxie.

L'ère stellaire commence avec la fin de l'ère radiative. C'est celle pendant laquelle nous vivons.

3.6 Représentation d'ensemble de l'ère primordiale

Les figures 3.3 et 3.4 représentent de façon très synthétique les principales étapes de l'ère primordiale et du début de l'ère stellaire. Elles s'appuient sur des figures tirées du site <http://nrumiano.free.fr/Findex.html> aux quelles nous avons ajouté les indications en italique.

Ces figures (surtout la première) nous ont paru intéressantes et complémentaires de la figure 3.1 du fait de la représentation Température – Temps qu'elles fournissent des événements.

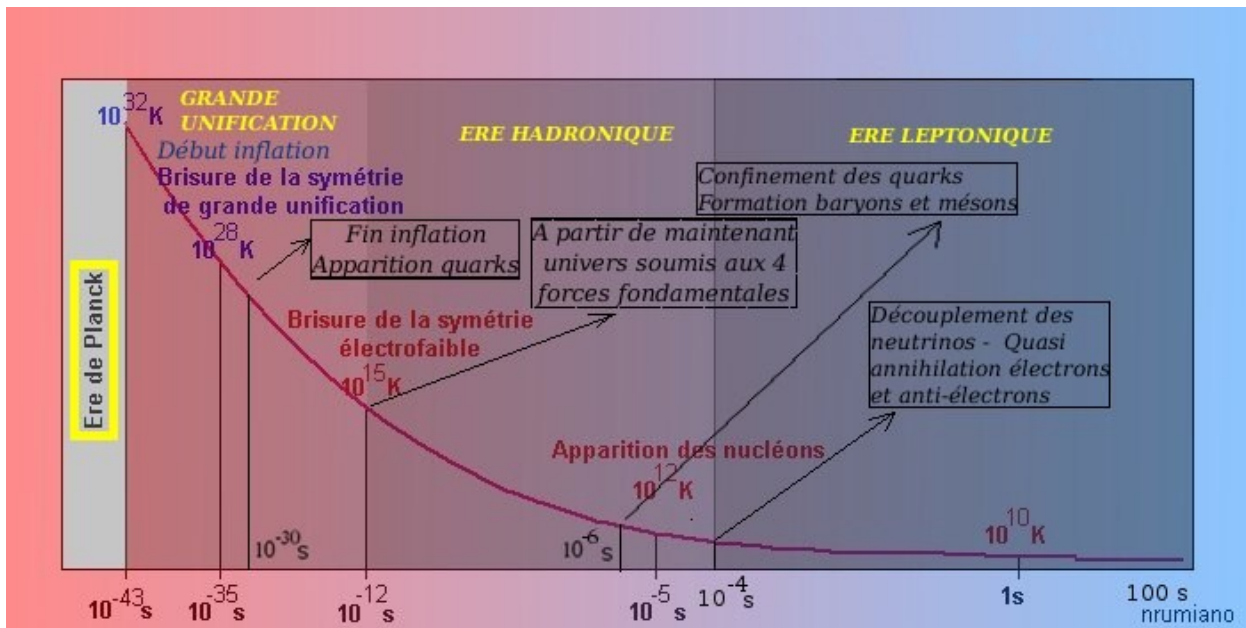


Figure 3.3.: La première seconde après le big bang

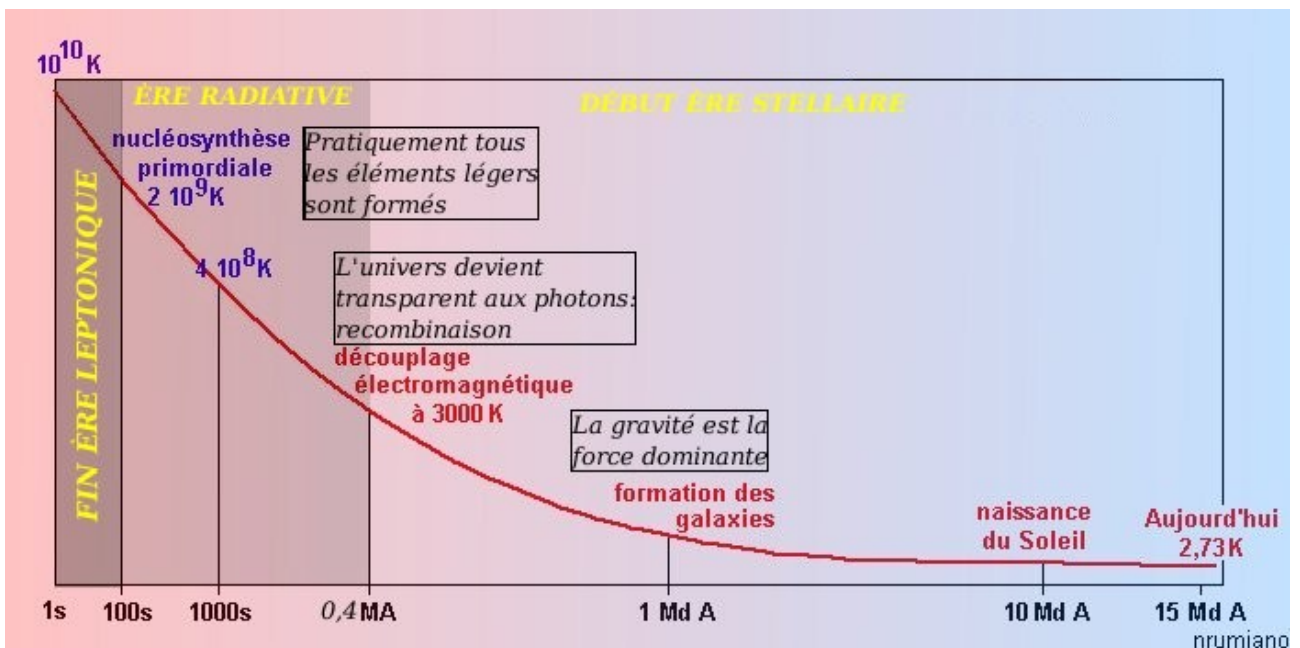


Figure 3.4.: Après la première seconde

Signalons que nouvel accélérateur du CERN, le LHC, qui va être mis en service prochainement, permettra de reproduire les conditions de l'univers régnant vers 10^{-12} seconde après le big bang, c'est à dire au début de l'ère hadronique.

4 - L'ÈRE STELLAIRE, $6 < \eta < 14$

4.1 Des débuts jusqu'au présent, $6 < \eta < 10$

4.1.1 L'origine

Elle commence 380000 ans après le Big-Bang, lorsque la température atteint 3000 K. Juste avant l'univers n'était constitué que d'une soupe de noyaux H et He, d'électrons et de photons, soumise tranquillement à l'expansion et au refroidissement. Ce plasma était en équilibre thermique (interaction continue entre matière et rayonnement), sans structure aucune autre que de très légères ondulations de la densité.

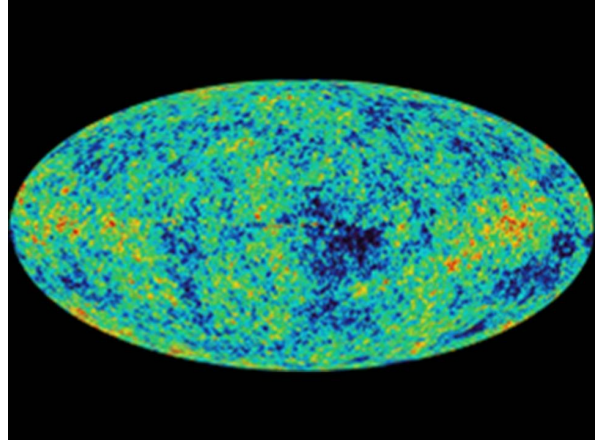


Figure 4.1: WMAP, le rayonnement fossile

Brusquement, à ce moment de l'expansion, les photons n'ont plus suffisamment d'énergie pour maintenir séparés les noyaux, chargés, des électrons. Il y a *recombinaison* en atomes neutres d'H et He. Il n'y a dès lors plus d'interaction entre le rayonnement et la matière, qui devient donc transparente au flux des photons. C'est l'origine du fond cosmique que l'on mesure aujourd'hui et qui était alors à 3000 K (Figure 4.1).

La pression radiative ayant disparu, la matière baryonique est soumise à la seule action de la gravitation, et certaines zones plus denses que d'autres commencent à s'effondrer. Cette contraction va être à l'origine de la formation des galaxies et des étoiles.

On montre que, pour des conditions de densité ρ et de température T (et donc de pression P) données, de vastes structures gazeuses, qui se comportent comme des gaz parfaits, ne pourront amorcer un effondrement que si leur masse est supérieure à la masse de Jeans. Cette masse critique suit la relation suivante:

$$M_{\text{Jeans}} \propto T^{3/2} \rho^{-2}$$

Au delà de cette masse critique, l'attraction gravitationnelle est supérieure à la pression thermique due à l'énergie cinétique des particules, et l'effondrement commence.

Les étoiles naissent de l'effondrement de nuages de gaz dont la masse de Jeans est comprise entre $30 M_{\text{soleil}}$ (pour des nuages moléculaires froids) et $3000 M_{\text{soleil}}$ (cas de nuages atomiques). Cet effondrement entraîne un accroissement de la température au sein du nuage, et donc une pression thermique qui le contrecarre mais sans pouvoir le stopper. Il se poursuit donc jusqu'à ce que la température en son centre atteigne les 10^7 K. A ce moment peut démarrer la première réaction nucléaire, à savoir la fusion de l'hydrogène en hélium¹. Celle-ci permet de maintenir une température au coeur de l'étoile qui correspond à une pression² en mesure de stopper la

(1) Comme le noyau d'hydrogène ne contient qu'un seul proton, cette réaction est celle qui nécessite le moins d'énergie pour vaincre la force de répulsion coulombienne et permettre la collision des noyaux.

(2) A ces températures toute l'étoile y compris son noyau est dans un état gazeux qui obéit à l'équation d'état des gaz parfaits $P = \frac{\rho R T}{\mu}$, avec ρ masse volumique, R constante des gaz parfaits, μ

contraction due à l'action de la gravitation.

La fusion de l'hydrogène est la plus exothermique de toutes les réactions de fusion nucléaire possibles. Comme le combustible ne manque pas, l'étoile va passer la plus grande partie de sa vie dans cette phase, qui est celle de la séquence principale du diagramme HR.

4.1.2 Les types d'étoiles

On peut dire que tous les caractères des étoiles tels que luminosité, température, taille, densité, durée de vie ainsi que la nature de leurs résidus à la fin de leur vie, sont déterminés essentiellement par leur masse initiale. Leur composition chimique peut aussi jouer un rôle dans ces caractères, comme on le verra plus loin, mais d'une façon secondaire car les étoiles sont constituées surtout d'hydrogène et d'hélium.

Toutes les étoiles parcourent le même parcours de base: Nuage moléculaire → Stade T Tauri → Séquence principale → Géante rouge → Nébuleuse planétaire ou Supernova → Résidu stellaire. Le temps qu'elles passent à chacune de ces étapes, leur fin en tant que supernova ou nébuleuse planétaire, et le type de leur résidu stellaire dépendent de leur masse initiale.

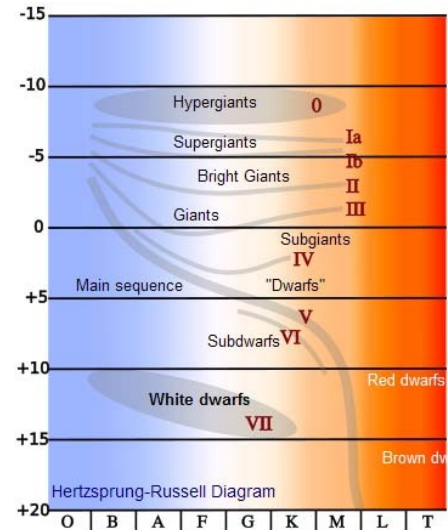


Figure 4.2.: Diagramme HR. Axe X: Classe spectrale. Axe Y: Magnitude absolue - Crédit: Wikipedia

La position d'une étoile sur le diagramme HR permet d'identifier ses principales caractéristiques, et à quelle étape de sa vie elle se trouve actuellement. La Figure 4.2 représente l'allure du diagramme HR le plus général sur lequel peuvent être placées et classées toutes les étoiles suivant leur classe spectrale et leur luminosité avec, comme paramètre, leur classe de luminosité. Seules les naines brunes, qui sont des étoiles avortées, n'apparaissent pas sur ce diagramme. Comme leur nom l'indique ce ne sont pas de "vraies" étoiles puisqu'elles ont une masse insuffisante pour déclencher la combustion de l'hydrogène. On verra ultérieurement qu'elles jouent un rôle important dans l'évolution future de l'univers.

Les étoiles peuvent être classées suivant leur masse initiale, c'est à dire celle qu'elles ont lorsqu'elles se trouvent sur la séquence principale du diagramme HR. Leur évolution, une fois qu'elles ont quitté la séquence principale, ainsi que les résidus qu'elles laissent après qu'elles ont épuisé leurs sources d'énergie, sont résumés ci-après (les masses sont données en fonction de la masse du Soleil M_{Soleil} .)

- $M^* < 0,07 M_{\text{Soleil}}$

La température centrale de l'étoile est inférieure à la température de fusion de l'hydrogène. La densité au coeur de l'étoile atteint le seuil entraînant l'apparition d'une pression de dégénérescence suffisante pour résister à la gravitation. En effet si on extrapole la courbe de fusion de l'hydrogène de la figure 4.4 de l'encadré 3, on voit que, pour une masse initiale inférieure à 0,08 masse solaire, le centre de l'étoile est dégénéré peu avant que la température de fusion de l'hydrogène ne soit atteinte. Elle reste donc en équilibre sans avoir besoin de faire appel à l'énergie de fusion thermonucléaire.

L'objet est une étoile avortée : une *naine brune*.

- $0,07 M_{\text{Soleil}} < M^* < 0,5 M_{\text{Soleil}}$

masse moléculaire du gaz.

Lorsque l'hydrogène disponible dans le cœur est épuisé, l'équilibre entre gravitation et pression résultant des réactions nucléaires est rompu, et la gravitation l'emporte.

Le cœur de l'étoile reprend alors sa contraction, augmentant le densité et dégageant de l'énergie gravitationnelle. Cet apport d'énergie entraîne une augmentation de la température. Cette hausse se propage dans tout le cœur de l'étoile, et certaines couches proches voient leur température atteindre les 10 à 15 millions de degrés nécessaires à la fusion de l'hydrogène. Alors que le centre même de l'étoile, constitué totalement d'hélium, est devenu inerte, son enveloppe proche est une nouvelle source d'énergie.

Dans le cœur de l'étoile, la matière est à très haute température (quelques dizaines de millions de degrés). Dans ces conditions, elle est ionisée, et se présente sous une forme particulière, qu'on appelle *matière dégénérée* (cf. encadré 3). Dans cet état le cœur n'a plus un comportement de gaz parfait mais plutôt celui d'un solide.

Le déplacement de la fusion vers l'extérieur du cœur va se poursuivre jusqu'à ce que, la masse étant trop faible, la pression électronique du cœur dégénéré bloque définitivement la contraction. L'étoile a atteint un nouvel équilibre, sans production d'énergie. Son diamètre est devenu très petit, de l'ordre de 10.000 km (proche du diamètre de la Terre). C'est une *naine blanche à cœur d'hélium* (l'hélium qui a été produit par la fusion de l'hydrogène au cours de la séquence principale).

Ces étoiles sont parfois appelées *naines froides*.

- $0,5M_{\text{Soleil}} < M^* < 8M_{\text{Soleil}}$

Le processus commence comme pour la catégorie précédente mais cette fois la masse est suffisante pour comprimer le cœur dégénéré à tel point que la température centrale atteigne les 100 millions de degrés.

A ce moment a lieu le "flash de l'hélium": il se produit lorsque la fusion de l'hydrogène démarre dans un milieu dégénéré, dans lequel la pression reste constante malgré l'énergie dégagée par la fusion. Le mécanisme autorégulateur d'expansion du noyau et refroidissement correspondant qui stabilise la réaction de fusion n'a donc pas lieu, elle s'emballe.

Ceci a pour résultat de faire "redescendre" l'étoile dans le diagramme HR (par contraction et réchauffement de l'étoile). De plus la dégénérescence est levée. L'étoile retrouve son équilibre hydrostatique, l'hélium qui a été produit sur la séquence principale va commencer à fusionner pour produire du carbone et de l'oxygène.

En même temps intervient une importante perte de masse de l'étoile pour former une nébuleuse planétaire. Pour une étoile de une masse solaire le noyau stellaire où se passe la combustion d'hélium contient 55% de la masse de l'étoile. Pour une masse initiale de 7 masses solaires, le noyau représentera seulement 1,2 masse solaire.

Le reste de l'étoile deviendra une naine blanche, maintenue en équilibre par la pression de dégénérescence des électrons si sa masse est inférieure à 1,4 masses solaire (limite de Chandrasekhar). La fusion de l'hélium aura produit un cœur de carbone et oxygène, baignant dans un gaz d'électrons dégénérés. Un tel objet est une *naine blanche à cœur de carbone*.

Sirius B en est un bon exemple (Figure 4.5)

- $M^* > 8M_{\text{Soleil}}$

On voit sur la Figure 4.4 (encadré 3) qu'au delà de 8 masses solaires une étoile ne passe plus par un stade dégénéré une fois qu'elle a quitté la séquence principale, la combustion se passera donc sans épisodes catastrophiques, à la combustion de l'hydrogène succédera celle de l'hélium, puis le carbone sera fusionné en magnésium-24, etc... jusqu'à la fusion du Silicium 28 en Fer. A ce moment cessera la possibilité de fournir de l'énergie par fusion pour résister à la compression gravitationnelle. L'étoile aura alors une structure en "pelures d'oignons" (voir figure 4.3).

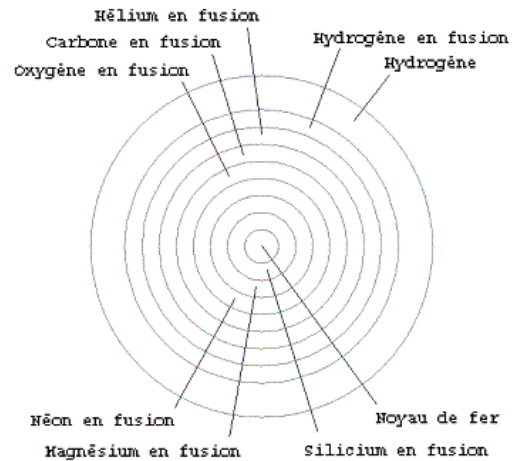


Figure 4.3.: Structure en pelures d'oignon –
Crédit: O. Esslinger

Le noyau continue à se contracter et arrive à une densité telle que ses électrons forment un gaz dégénéré. Mais comme sa masse est supérieure à la limite de Chandrasekhar, son implosion est inévitable, et transforme sa matière en un gaz dégénéré de neutrons par absorption des électrons par les protons: c'est la formation d'une *étoile à neutrons*. Le phénomène se passe en moins d'une milliseconde. Il va de pair avec la formation d'une onde choc en rebond, qui souffle les couches successives de matière entourant le noyau pour donner lieu à une supernova de type II.

L'étoile à neutrons ainsi créée peut soutenir son propre poids jusqu'à environ deux masses solaires. Lorsque la masse initiale de l'étoile est supérieure à environ 25 masses solaires, l'onde choc ne suffit plus à souffler les couches extérieures de l'étoile. Alors même la pression neutronique ne peut plus résister à leur poids, tout s'écroule, et il y a formation d'un *trou noir*.

Encadré 3 - La matière dégénérée

L'état de l'intérieur d'une étoile est gazeux, et donc obéit à la loi des gaz parfaits pour les quels la pression exercée par ce gaz augmente lorsqu'on diminue son volume. Cette loi implique que les particules du gaz ne sont pas en interaction entre elles, c'est à dire qu'elles disposent chacune d'un espace libre comparable à leur distance de libre parcours moyen.

Lorsque le volume du coeur de l'étoile diminue beaucoup (sous l'action du poids des couches supérieures) les particules disposent de moins en moins d'espace, et sont soumises à des collisions de plus en plus nombreuses. Arrive le moment où les orbites des électrons des atomes sont "brisées", les électrons se promènent dans toutes les directions comme les atomes d'un gaz.

Or la mécanique quantique nous apprend que les électrons ne peuvent avoir n'importe quelle énergie dans un système donné, ils doivent occuper des niveaux bien définis. De plus, d'après le *principe d'exclusion de Pauli*, deux électrons ne peuvent occuper le même état quantique. On ne peut y trouver au maximum que deux électrons, de spins (\approx moments cinétiques) opposés, avec un même niveau d'énergie.

Ainsi, les électrons de ce "gaz d'électrons" vont occuper les états quantiques disponibles, ceux correspondant aux niveaux d'énergie les plus bas en priorité. Une partie d'entre eux seront obligés, faute de bas niveaux d'énergie disponibles, d'accéder à des niveaux d'énergie élevés encore libres, qu'ils ne pourront atteindre qu'à condition d'avoir les énergies (c'est à dire les vitesses) suffisantes.

On peut dire alors que, lorsque la contraction de l'étoile augmente, les électrons ne peuvent compenser leur manque d'emplacements disponibles que par une augmentation de leur vitesse. Il en résulte une pression électronique, la "pression de dégénérescence", qui ne dépend plus de la température ambiante (comme c'est le cas pour un gaz parfait) mais seulement de la densité. La température tend d'ailleurs à s'uniformiser sur l'ensemble de la zone dégénérée.

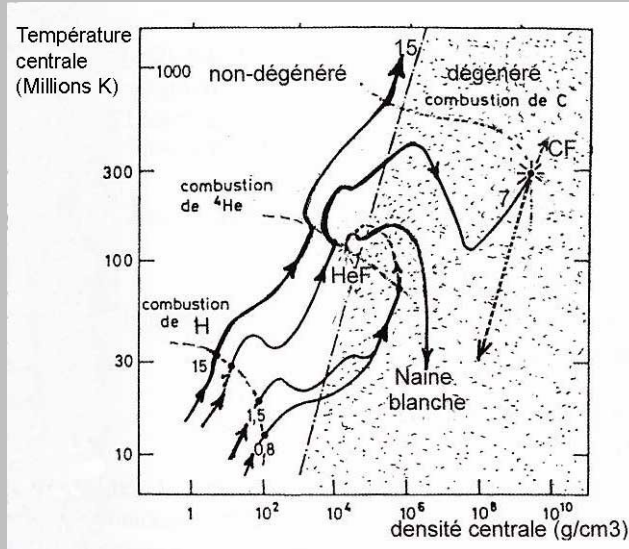


Figure 4.4.: Etat non-dégénéré et dégénéré en fonction de la masse initiale de l'étoile. Crédit: Agnès Acker, Astronomie et Astrophysique

Le diagramme de la Figure 4.4Erreur : source de la référence non trouvée montre le tracé évolutif des étoiles suivant leur masse, ainsi que la ligne de démarcation entre milieu dégénéré ou pas. On y voit en particulier que pour une densité donnée, la dégénérescence intervient en dessous d'une certaine température: en effet à température plus basse il y a moins de niveaux d'énergie disponibles.

On peut évaluer le Δ de vitesse entre deux électrons forcés de se rapprocher d'une distance Δx en utilisant le principe d'incertitude de Heisenberg: $\Delta x \cdot p_x > h$, où h est la constante de Planck, et p_x est la quantité de mouvement $m v_x$ de l'électron. Plus Δx est petit, plus v_x augmente et plus la pression augmente.

Ainsi les naines blanches voient leur tendance à s'effondrer contrecarrée par la pression des électrons dégénérés. Or plus leur masse est grande plus elles ont tendance à s'effondrer, et plus la pression électronique augmente, grâce à la diminution du Δx entre les électrons.

Ceci entraîne une propriété curieuse, à savoir que plus la masse de la naine blanche est élevée, plus elle est petite! La relation exacte entre le rayon R et la masse M d'une naine blanche satisfait l'expression suivante:

$$R \propto M^{-1/3}$$

Comme la pression de dégénérescence augmente avec la vitesse des électrons dégénérés, elle atteint sa limite lorsque la vitesse moyenne de ces électrons est égale à la vitesse de la lumière.

4.1.3 Les durées de vie sur la séquence principale

La durée du séjour d'une étoile sur la séquence principale va dépendre de façon critique de sa masse.

En effet cette durée dépend:

- de la pression qui doit être assurée pour résister à la pression gravitationnelle, donc de la température interne du coeur de l'étoile (autrement dit de l'énergie à fournir),
- de la quantité de combustible disponible.

Les étoiles massives exigent évidemment une pression interne, et donc une température, plus élevée qu'une étoile de faible masse pour compenser la compression gravitationnelle. C'est l'énergie fournie par la fusion de l'hydrogène qui le permet.

Eddington a montré en 1926 que la luminosité L d'une étoile en équilibre, et donc sa dépense en énergie, est à peu près proportionnelle à $M^{3,5}$, M étant sa masse. Or la réserve de combustible étant bien entendu proportionnelle à la masse de l'étoile, on peut prédire que la durée de vie d'une étoile diminue très rapidement lorsque la masse initiale augmente.

La masse et la luminosité d'une étoile sont reliées par la relation moyenne suivante:

$$\frac{L^*}{L_0} = \left(\frac{M^*}{M_0} \right)^\gamma \quad \text{(a)}$$

L_0 et M_0 sont relatifs au Soleil.

γ est un coefficient qui prend les valeurs suivantes (cf. Astronomie Astrophysique, Agnès Acker):

- $\gamma = 4$ pour $M_0 < M^* < 30 M_0$
- $\gamma = 2.5$ pour $M^* < 0,8 M_0$
- $\gamma = 2$ pour M^* très grand

Par ailleurs on considère que 10% de la masse de l'étoile (essentiellement constituée d'hydrogène) sont impliqués dans les réactions de fusion dans le coeur. On peut donc calculer le temps qu'il faudra pour fournir une énergie L avec cette quantité d'hydrogène, en tenant compte du rendement de la réaction de fusion $H \Rightarrow He$, 0.7%, et de la relation d'Einstein $E = mc^2$.

On aboutit ainsi à la relation suivante:

$$D \text{ (ans)} = 10^{10} \frac{M^*/M_0}{L^*/L_0} \quad \text{(b)}$$

le coefficient 10^{10} représentant la durée de vie du Soleil, en années. En tenant compte de (a), on peut ainsi exprimer la durée de vie en fonction de M^* , exprimée en décade cosmologique η^1 :

$$\eta = \log(D) = 10 - (\gamma - 1) \log \left(\frac{M^*}{M_0} \right) \quad \text{(c)} \quad D \text{ en années}$$

Cette formule n'est pas applicable aux étoiles de très faible masse, disons telles que $M < 0,2 M_{\text{soleil}}$, parce que ces étoiles sont entièrement convectives: ce n'est pas 10% mais quasiment la totalité de leur masse qui peut participer aux réactions de fusion nucléaire. Ceci entraîne une durée de vie multipliée par 10 par rapport à ce que donne la formule (c).

(1) qui va devenir de plus en plus notre unité de temps habituelle...

Nous rajouterons donc la formule suivante, applicable aux naines rouges de masse inférieure à $0,2 M_{\text{soleil}}$:

$$\eta = \log(D) = 11 - (\gamma - 1) \log\left(\frac{M^*}{M_0}\right) \quad \text{(d) } D \text{ en années}$$

Cette formule aboutit aux durées suivantes de séjour sur la séquence principale:

Masse (M_{soleil})	Coef. γ	Durée de vie (ans)	Formule utilisée
0,08	2,5	4460 milliards	(d)
0,1	2,5	3160 milliards	(d)
0,25	2,5	80 milliards	(c)
0,8	2,5	14 milliards	(c)
8	4	20 millions	(c)

On constate que les étoiles dont la masse est inférieure à 0,8 masse solaire ont des durées de vie largement supérieures à l'âge de l'univers, elles n'ont pratiquement pas évolué depuis leur formation.

Encadré 4 – Différents résultats de durées de vie d'étoiles de très faible masse suivant les sources

La formule utilisée par Adams et Laughlin dans leur article (A dying universe, p. 339) pour les étoiles de très faible masse (les naines rouges) est la suivante:

$$\tau_* = 10^{10} \left[\frac{M_*}{M_{\text{Soleil}}} \right]^{-\alpha}, \text{ avec } \alpha \approx 3 - 4$$

Pour une masse $M = 0,1 M_{\text{soleil}}$ cette formule fournit une durée de vie de 10^{13} ans (en prenant $\alpha = 3$), ce qui est plus de trois fois plus que ce qu'on trouve avec la formule (d) précédente.

Par ailleurs, dans un article plus récent, ils trouvent, à partir de leur "stellar evolution code" une durée de combustion de l'hydrogène de $5,7 \cdot 10^{12}$ ans. Nous admettrons que l'écart avec la valeur de $3,2 \cdot 10^{12}$ ans fournie par (d) est acceptable, et nous continuerons donc dans la suite d'utiliser les valeurs de Adams et Laughlin.

Disons tout de suite que ces différences au niveau des durées de vie des naines rouges actuelles n'ont pratiquement aucun impact sur le calendrier (à venir) des ères suivantes, exception faite, éventuellement, de l'ère stellaire elle-même.

4.1.4 Les résidus stellaires

Les plus anciennes étoiles que l'on peut trouver aujourd'hui ne peuvent pas être plus âgées que l'âge actuel de notre univers, à savoir à peu près 13 milliards d'années.

Les résidus stellaires existant sont donc ceux d'étoiles dont la durée de vie est notablement plus courte, et qui, de plus, sont nées tôt dans l'histoire de la formation stellaire. A partir de la formule (c) ci-dessus, en tenant compte des différentes valeurs possibles du coefficient γ , on constate que seules les étoiles de masse $M > 0,8 M_{\text{soleil}}$ ont eu le temps d'avoir une évolution complète¹, et donc de laisser des résidus stellaires identifiables aujourd'hui.

Au fur et à mesure que le temps passe, l'univers se peuple d'objets inertes, difficiles à observer, de petite taille, se refroidissant lentement. Ce sont ces objets qui détermineront l'histoire de la prochaine ère cosmologique, l'"ère dégénérée".

On peut donc s'attendre à trouver:

- Des **naines blanches** à coeur dégénéré d'hélium ou de carbone, résidus d'étoiles de masse initiale comprise entre 0,1 et 8 masse solaire.

Ce sont des objets ayant un diamètre de l'ordre de 10000 km, avec une densité de 10^9 kg/m^3 , et une température supérieure à 10000 K. Leur masse est limitée par la masse de Chandrasekhar, 1,44 masse solaire. Du fait de leur très faible luminosité, on n'en connaît que quelques centaines situées relativement près de nous. La figure 4.5 montre une photographie de Sirius prise par Hubble qui montre à la fois l'étoile principale Sirius A et la naine blanche Sirius B. Les magnitudes apparentes respectives sont -1,46 et 8,44.

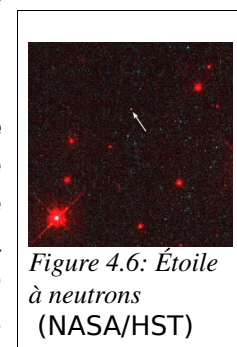


- Des **étoiles à neutrons**, résidus d'étoiles de masse initiale comprise entre 8 et 25 x masse solaire.

On a vu plus haut que c'étaient des résidus d'étoiles massives dont la masse dépasse 1,44 masse solaire. Le rayon typique d'une étoile à neutrons est de 10 km, et sa densité d'environ 10^{17} kg/m^3 . Du fait de la conservation du moment cinétique de l'étoile initiale au moment de l'effondrement, une étoile à neutrons tourne très rapidement sur elle-même, sa période est de l'ordre de la seconde.

Par ailleurs, le champ magnétique de l'étoile initiale se trouve comprimé dans l'étoile à neutrons, et atteint ainsi des valeurs énormes, de l'ordre de 10^{12} fois le champ terrestre.

C'est l'existence de ce champ magnétique intense qui permet de déceler les étoiles à neutrons. Son axe est incliné par rapport à l'axe de rotation de l'étoile, et en se déplaçant il se crée un champ électrique intense qui accélère les électrons se trouvant à la surface de l'objet, à des vitesses proches de celle de la lumière. Le faisceau de lumière ainsi formé peut, dans certains cas, balayer la Terre: on a ainsi affaire à un *pulsar*, repéré grâce à la réception d'une impulsion périodique extrêmement stable. C'est la première méthode à avoir permis d'identifier les étoiles à neutrons.



La Figure 4.6 montre une étoile à neutrons capturée par Hubble située à moins de 400 années-lumière de la Terre. Cette étoile avait au préalable été repérée par son émission dans le domaine des rayons X, traduisant sa température de surface de l'ordre de 700.000 K. Sa taille est inférieure à 28 km de diamètre.

(1) Par simplification nous assimilons la durée de vie d'une étoile, et donc le temps nécessaire à la formation d'un résidu, à la durée de son séjour sur la séquence principale.

- Des **trous noirs**, qui se forment lorsque la masse du résidu stellaire de fer, résultat d'une explosion de type supernova (type II) dépasse 3 x masse solaire. C'est le seuil à partir duquel même la pression de la matière dégénérée neutronique ne peut plus résister à la pression de gravitation du corps.

Une caractéristique classique d'un trou noir est son rayon de Schwarzschild: c'est la distance depuis le point singulier en lequel se trouve théoriquement concentrée toute la masse (donc point de densité infinie...) pour laquelle la vitesse de libération est égale à la vitesse de la lumière.

Cette vitesse est donnée par la formule (a) du chapitre 2.1. En faisant $v_{lib} = c$, vitesse de la lumière, on en tire le rayon de Schwarzschild R_s :

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

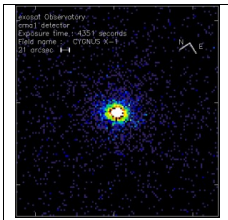


Figure 4.7.:
Cygnus X-1

Comme un trou noir n'émet aucune lumière, on ne peut le détecter que par les effets qu'il produit au delà de son rayon de Schwarzschild, dans des systèmes d'étoiles doubles. Sa présence peut se traduire de deux façons:

- soit par l'éclipse périodique de l'une des étoiles du système par le trou noir lui-même
- soit par le rayonnement X généré par un disque d'accrétion de matière provenant de l'étoile compagne tombant en tournoyant sur le trou noir.

La photo de la figure 4.7 montre un système binaire dont on pense que l'une des composantes, marquée d'une flèche, est un trou noir, Cygnus X-1. Il a été identifié comme tel à partir du fort rayonnement X émis par le système.¹

Nous reviendrons plus en détail sur les différents types de trous noirs dans le chapitre 6 "L'ère des trous noirs".

- Les **naines brunes**. Il ne s'agit pas de résidus stellaires à proprement parler, puisque ces étoiles n'ont jamais séjourné sur la séquence principale. Mais elles font aussi partie de ces objets inertes qui peuplent l'univers, et qui joueront un certain rôle au cours de la prochaine ère cosmologique, au cours de laquelle elles représenteront les seules réserves d'hydrogène encore disponibles.

Comme on l'a vu au paragraphe 4.1.2. elles sont constituées d'un coeur de gaz d'hydrogène dégénéré, dont la pression de dégénérescence a été suffisante pour stopper la contraction gravitationnelle avant que la température centrale n'atteigne la valeur permettant la fusion de l'hydrogène.

4.2 La fin de l'évolution conventionnelle des étoiles, 11 < τ < 14

Nous allons maintenant examiner la suite et la fin de notre ère stellaire dans laquelle l'évolution des étoiles, depuis leur naissance jusqu'à leur mort, joue encore le rôle central.

Nous allons revenir sur le sort des étoiles de faible masse, disons celles de masse $M < 0,5 M_{soleil}$, qui, comme on l'a vu plus haut, démarrent à peine leur vie. Nous verrons aussi l'effet de l'accroissement progressif de la "métallicité" des étoiles nouvellement créées sur leurs

(1) La masse de cet objet, calculée à partir de la période de révolution du compagne visible, étant de l'ordre de $6 M_{soleil}$, il ne peut s'agir d'une étoile à neutrons.

caractéristiques. Nous terminerons par une estimation de la fin de la production d'étoiles au sein des galaxies.

4.2.1 L'évolution des naines rouges

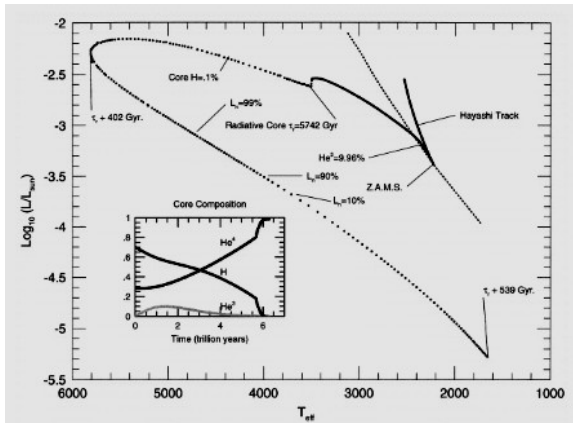


Figure 4.8.: DHR pour $M = 0,1 M_{\text{soleil}}$

Crédit: F. Adams, G. Laughlin, G. Graves

Les naines rouges¹ constituent la vaste majorité des étoiles. Elles ont une masse comprise entre 0,5 et 0,08 M_{soleil} . Le transport de l'énergie de fusion de leur cœur vers leur surface s'effectue intégralement par convection, car leur opacité interne bloque le transfert d'énergie par rayonnement. Ceci a comme conséquence d'homogénéiser complètement leur intérieur et permet à leur cœur actif d'accéder à l'intégralité de leur réserve d'hydrogène, et non pas seulement à 10% comme c'est le cas pour des étoiles plus massives comme le Soleil. Une étoile de $0,1 M_{\text{soleil}}$ a la même quantité d'hydrogène à brûler que le Soleil.

La Figure 4.8 représente l'évolution d'une naine rouge de $0,1 M_{\text{soleil}}$.

Le diagramme en insert représente la variation de la composition chimique de l'étoile au cours du temps. Elle brûle son hydrogène suivant une réaction proton-proton pendant $5,7 \cdot 10^{12}$ ans en produisant du ^4He et une faible proportion de ^3He .

Le diagramme HR principal montre également que l'étoile ne passe pas par le stade de géante rouge (cf. encadré 5). Sa luminosité et sa température de surface continuent d'augmenter, elles passent toutes deux par un maximum, puis l'étoile continue de refroidir progressivement. 540 milliards d'années après avoir terminé sa combustion, sa température de surface est encore de 1600 K.

Si l'on examine ce qui se passe pour des étoiles légèrement plus massives, jusqu'à $0,2 M_{\text{soleil}}$, on voit également que leurs niveaux de luminosité augmentent au cours de leur vie, et deviennent comparables à celui du Soleil, avant de commencer à chuter. Ceci entraînera que les galaxies de cette époque auront des luminosités globales respectables, pas très différente de celles qu'elles ont aujourd'hui.

Encadré 5 – L'opacité et le stade de géante rouge

Une étoile qui arrive en fin de séjour sur la séquence principale voit sa luminosité augmenter progressivement. C'est le résultat de l'accumulation d'hélium inerte dans son noyau, qui gêne la combustion de l'hydrogène: moins d'énergie y est produite, la pression de radiation interne diminue, la force de gravitation prend provisoirement le dessus et le noyau se contracte, entraînant l'augmentation de sa température. Le rendement des réactions de fusion nucléaire augmentant avec la température, les couches d'hydrogène périphériques du noyau qui se rapprochent du centre s'échauffent également, et se mettent aussi à brûler.

Le résultat est que l'étoile produit plus d'énergie au fur et à mesure que l'hélium inerte s'accumule en son centre. Cette énergie doit être évacuée en surface. La luminosité de surface est donnée par la formule suivante:

(1) on les appelle également souvent les naines classe M, ou naines M, parce qu'elles sont du type K supérieur et surtout M

$$L_* = 4\pi R_*^2 \sigma T_*^4, \quad \sigma = \text{Cte de Stefan-Boltzmann}$$

Pour permettre à L d'augmenter deux solutions sont possibles:

- Soit le rayon de l'étoile augmente, à température (à peu près) constante
- Soit la température de surface augmente, à rayon approximativement constant.

Le choix est dicté essentiellement par l'opacité des couches périphériques de l'étoile.

L'opacité κ_v d'un milieu mesure la transparence de ce milieu au rayonnement. Elle dépend de la fréquence du rayonnement, ainsi que de la température et de la densité du milieu. C'est un nombre compris entre 0 et l'infini.

Pour les étoiles de faible masse ($< 6 M_{\text{soleil}}$) l'opacité est suffisamment élevée pour que l'énergie ne puisse être évacuée que par une augmentation du rayon. Lorsque le processus décrit ci-dessus s'accélère, l'étoile devient une géante rouge.

Pour les naines rouges, qui sont des étoiles de très faible masse, $< 0,2 M_{\text{soleil}}$ l'opacité de la photosphère a une valeur telle que le surplus d'énergie peut être évacué grâce à l'augmentation de la température de surface. Elles deviennent ainsi des "naines bleues".

4.2.2 L'effet de l'augmentation progressive de la métallicité des étoiles

Pour les astronomes, tous les éléments plus lourds que l'hélium entrent dans la catégorie des "métaux". La métallicité Z d'une étoile est la proportion, en masse, des atomes plus lourds que He qu'elle contient¹.

On définit aussi X et Y comme les proportions des masses d'hydrogène et d'hélium dans l'étoile. On a donc $X + Y + Z = 1$.

Dans le futur la métallicité des galaxies va augmenter régulièrement au fur et à mesure que les étoiles ayant terminé leur vie disperseront des éléments lourds résultant de la fusion de l'hydrogène et de l'hélium. Les nouvelles étoiles qui naîtront deviendront donc progressivement plus "métalliques". C'est pourquoi on peut se poser la question de l'incidence de l'augmentation de Z sur la durée de vie et la masse de ces nouvelles étoiles.

- Effet de Z sur la durée de vie

Partant de la formule générale de calcul de la durée de vie d'une étoile

$$\tau \sim M \cdot X / L$$

où M, X et L sont la masse, la proportion de masse d'hydrogène, et la luminosité de l'étoile, les auteurs expriment L en fonction de l'opacité κ_0 et du poids moléculaire moyen μ de l'étoile.

Les termes κ_0 et μ peuvent eux-mêmes s'écrire sous forme d'expressions faisant intervenir Z, moyennant les nécessaires hypothèses simplificatrices.

De même X peut s'exprimer en fonction de Z moyennant des hypothèses sur la relation

(1) Remarquons que bien souvent le terme "métallicité" est utilisé pour caractériser le contenu en fer d'une étoile.

entre la proportion de la masse d'hélium et la métallicité.

Ils trouvent finalement que la durée de vie τ est proportionnelle à l'expression suivante de Z :

$$\tau \sim Z (1 - 4Z) \left(1 - \frac{64}{27}Z\right)^{7,5} \quad \text{(a)}$$

Cette formule aboutit au résultat intéressant que la durée de vie passe par un maximum lorsque Z varie: les étoiles avec $Z = 0,04$ ont la durée de vie la plus longue.

Finalement, les auteurs se réfèrent à des calculs relatifs à l'évolution chimique des galaxies (Timmes, 1996) montrant que l'abondance galactique tendra, à l'horizon de mille milliards d'années ($\eta = 12$) vers une composition constante ($X \sim 0.2$, $Y \sim 0.6$ et $Z \sim 0.2$).

On en déduit que avec un $Z \sim 0.2$, les générations d'étoiles nées après $\eta = 12$ auront une durée de vie nettement plus brève que celle correspondant au maximum impliqué par (a).

Leur durée de vie sera également très réduite par rapport à celle du Soleil, pour lequel $Z \sim 0,02$ (et $X \sim 0,8$, $Y \sim 0,18$).

- Effet de Z sur les masses stellaires

Les auteurs partent du principe que la masse maximum des étoiles de la séquence principale est atteinte lorsque la pression de radiation générée par les réactions de fusion est égale à la pression thermique du gaz.

Cette condition leur permet d'écrire la masse maximum sous la forme suivante:

$$M \approx 114 \cdot M_0 (1 - 2,4Z)^2$$

où M_0 est la masse du Soleil.

On voit que la masse maximum diminue lorsque Z augmente. Par ailleurs, pour la valeur à long terme de $Z = 0,2$ mentionnée précédemment, on trouve que la masse maximum des étoiles formées vers $\eta = 12$ sera de l'ordre de $30 M_{\text{soleil}}$.

L'augmentation de la métallicité aura aussi un impact sur la masse minimum possible des étoiles sur la séquence principale, en raison d'effets dûs à l'augmentation de l'opacité. Les auteurs évaluent à $0,04 M_{\text{soleil}}$ cette masse minimum possible. Leur longévité serait évidemment encore accrue et pourrait atteindre les 10^{13} ans (si l'on se base sur les durées déterminées au paragraphe 4.1.3).

De telles étoiles auraient une température de surface de 273 K, et leur atmosphère pourrait être parcourue par d'épais nuages glacés...

4.2.3 La fin de la production d'étoiles dans les galaxies

Les galaxies existeront aussi longtemps qu'elles contiendront des étoiles. Il faut donc se poser la question suivante: jusqu'à quand les galaxies pourront-elles créer de nouvelles étoiles?

Qualitativement, on peut certainement affirmer que le taux de formation d'étoiles (Star Formation Rate, ou SFR, en anglais, c'est le sigle que nous utiliserons dans la suite) dans une galaxie dépend de la masse de gaz disponible M_{gaz} . Les auteurs font de plus l'hypothèse raisonnable que le SFR est proportionnel à cette masse de gaz.

Par ailleurs des étoiles naissent mais d'autres meurent, et leur matière est donc *en partie* recyclée en tant que gaz intra-galactique qui devient de nouveau disponible pour participer à la formation de nouvelles étoiles. Nous avons mis le terme *en partie* en italique pour tenir compte du fait que ce

recyclage ne peut être que partiel, ne serait-ce que parce que une étoile qui meurt laisse un résidu inerte qui n'est évidemment pas recyclé.

Le problème peut être rendu plus compliqué si l'on tient compte de l'apport extérieur possible de gaz "frais" dans une galaxie donnée, par exemple à la suite d'une collision de galaxies. De même la loi reliant le SFR à la masse de gaz disponible dans une galaxie n'est peut être pas linéaire.

Ce qui apparaît en tout cas comme inévitable c'est qu'il arrivera un temps où une dernière galaxie produira les dernières étoiles.

Les auteurs estiment qu'il n'y aura plus de gaz galactique disponible pour la formation de nouvelles étoiles quelque part dans les décades cosmologiques 12 à 14. Ils retiennent la valeur supérieure de 14 comme valeur de référence.

On a vu au au paragraphe 4.2.2 que la durée de vie maximum d'une étoile est de l'ordre de 10^{13} ans, en tenant compte des effets de la métallicité. C'est celle des naines rouges d'une masse inférieure à $0,1 M_{\text{soleil}}$. Si une dernière étoile de ce type naît dans une galaxie au début de l'ère cosmologique 14, elle terminera sa vie toujours dans la même décade, qui aura à peine démarré!

Nous admettrons donc, avec les auteurs, que la fin de l'ère stellaire se situera dans la décade cosmologique $\eta = 14$. A cette époque, l'univers change de caractère de façon abrupte. On passe d'un univers énergétique dans lequel les étoiles se créent et brillent à un univers sans étoiles et peuplé de leurs seuls résidus.

4.2.4 La fin de l'ère stellaire

Lorsque formation et évolution stellaires auront cessé, l'univers ne sera plus peuplé que de naines brunes (BD pour Brown Dwarf), de naines blanches (WD pour White Dwarf), d'étoiles à neutrons (NS pour Neutron Star) et de trous noirs (BH pour Black Hole)¹. On sera arrivé à la fin de l'ère stellaire.

Les figures 4.9 et 4.10 ci-dessus représentent les distributions finales de résidus stellaires, en masse et en nombre, que l'on peut s'attendre à trouver à cette époque.

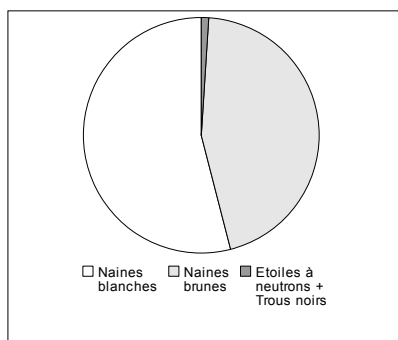


Figure 4.9: Répartition en nombre des résidus stellaires

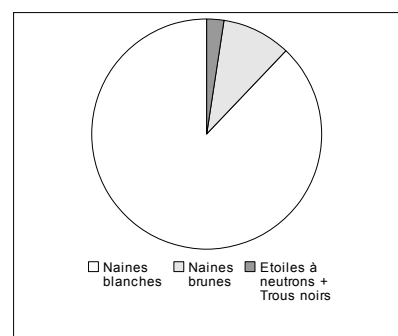


Figure 4.10: Répartition en masse des résidus stellaires

Les naines brunes, de masse $0,01 M_{\text{soleil}}$ à $0,08 M_{\text{soleil}}$ représentent environ 45% du nombre des résidus, et environ 10% de la masse totale. Les naines blanches, qui sont les résidus de toutes les

(1) Les abréviations anglaises permettent d'éviter les doublons entre Naines Brunes et Naines Blanches. Par ailleurs elles sont généralement bien comprises des astronomes (y compris les astronomes amateurs).

étoiles de masse inférieure à $8 M_{\text{soleil}}$, représentent la population la plus nombreuse avec 55% des résidus, et près de 90% de leur masse. Le secteur réservé aux étoiles à neutrons et aux trous noirs a été exagéré pour qu'il soit visible. Cette population représente en fait moins de 3% de la masse totale.

5 - L'ÈRE DÉGÉNÉRÉE, $15 < \eta < 39$

L'ère dégénérée porte ce nom parce que les résidus stellaires qui en constituent la population sont faits de gaz dégénéré soit de type électronique pour les naines brunes et blanches, soit neutronique pour les étoiles à neutrons. Quant aux trous noirs, ils constituent une population à part, qui sera la seule à subsister bien au delà de l'ère dégénérée.

Au début de cette ère, les galaxies existent encore, ainsi que les amas de galaxies, les anciennes étoiles étant maintenant remplacées par leurs résidus. Mais ces structures vont commencer une lente évolution inéluctable qui va se terminer par leur disparition pure et simple, avec comme seul reste leur gigantesque trou noir de leur noyau d'origine. On verra d'ailleurs que cette évolution a déjà démarré lors de l'ère stellaire (elle se manifeste déjà à notre époque).

Quant aux résidus stellaires ils survivront très longtemps aux galaxies. La fin de l'ère dégénérée arrivera lorsque ces résidus eux-mêmes se seront "évaporés" en raison de l'annihilation du proton et du neutron.

Tout cela se fera au rythme d'une horloge qui se sera extraordinairement ralentie. L'univers aura du temps devant lui (incomparablement plus que derrière lui...). Cette disponibilité d'un temps illimité est une composante essentielle qu'il faut vraiment essayer d'intégrer pour admettre les évolutions radicales qu'il va y avoir durant cette ère.

5.1 La mort des galaxies

Les deux principaux processus qui vont gouverner l'évolution puis la disparition des galaxies sont leur *relaxation dynamique* d'une part, et l'*influence du rayonnement gravitationnel* sur les orbites de leurs étoiles d'autre part.

A l'origine de ces deux processus on trouve le même principe "de haut niveau": Tout système isolé présentant un mécanisme interne qui dissipe de l'énergie a tendance à évoluer vers un état d'énergie minimum tout en conservant son moment cinétique. Si on l'applique à une galaxie, cette tendance fondamentale mène à une configuration dans laquelle l'essentiel de la masse se concentre au centre, alors que les corps de faible masse sont rejetés en périphérie lointaine.

Les deux processus annoncés plus haut agissent en sens inverse en ce qui concerne l'effet sur les étoiles: la relaxation dynamique a tendance à éloigner du centre les étoiles de faible masse, ou même à les éjecter purement et simplement, alors que le rayonnement gravitationnel tend à comprimer les orbites stellaires vers le centre de la galaxie.

Mais avant que ces processus aient commencé à agir, les galaxies auront déjà été modifiées et réorganisées à la suite des collisions au sein des amas de galaxies.

5.1.1 La relaxation dynamique au sein des galaxies et des amas de galaxies

- Au coeur des galaxies, la probabilité pour que deux résidus stellaires passent à proximité l'un de l'autre n'est pas nulle. Lors de ces croisements, l'énergie cinétique du couple $\frac{1}{2} m_1 v_1^2 + \frac{1}{2} m_2 v_2^2$ a tendance à se distribuer entre les deux corps: les résidus de faible masse acquièrent une vitesse importante, et s'éloignent vers l'extérieur de la galaxie, tandis que les plus massifs migrent vers le centre¹ (cf. Figure 5.1). Cela s'appelle la *ségrégation en masse*.

(1) Le même processus agit dans les amas stellaires, qui font l'objet de nombreuses études sur ce sujet.

Parfois le résidu dont la masse est la plus faible peut acquérir une vitesse telle qu'il peut s'échapper de la galaxie. On parle alors d'évaporation.

Les auteurs s'appuient sur des travaux sur le même sujet, mais appliqués aux amas globulaires. Sur ces bases ils arrivent à l'évaluation suivante du temps caractéristique de l'évaporation d'une galaxie, exprimée en décade cosmologique:

$$\eta_{evap} = 19 + \log_{10}[R/10 \text{ kpc}] + \log_{10}[N/10^{11}] \quad (a),$$

R et N étant respectivement la dimension et le nombre d'étoiles de la galaxie.

Cette durée, très approximative, est estimée sur la base d'une population d'étoiles isolées. Elle peut être modifiée, et plutôt allongée du fait de la présence d'étoiles binaires et triples.

- Les galaxies, et la nôtre en particulier, vivent en groupe au sein d'amas. Ces systèmes à grande échelle seront eux aussi soumis à des processus de relaxation dynamique.

Mais ce qui les attend bien avant, ce sont des collisions entre elles à l'intérieur d'un même amas. En effet un amas est maintenu par la gravitation, et chaque galaxie poursuit une trajectoire qui lui est propre. Lorsqu'elles se rapprochent, elles subissent une sorte de frottement qui a tendance à les tirer vers le centre de l'amas. On constate effectivement une plus grande densité de galaxies vers le centre de l'amas qu'en périphérie.

Les collisions entre galaxies seront largement avancées dès avant la fin de l'ère stellaire, et un grand nombre ont déjà eu lieu (figure 5.2). Le résultat d'une telle collision est une galaxie "somme" irrégulière (On pense d'ailleurs que les galaxies elliptiques ont été formées à la suite d'une collision de deux galaxies spirales).

Un bon exemple est la future collision entre la Voie Lactée et Andromède. Leurs orbites sont difficiles à déterminer, mais les

mesures qui ont pu être faites permettent de penser qu'elles se rencontreront d'ici 5 ou 6 milliards d'années (soit pour $\eta = 10,3$). De toutes façons, même si elles ne font que passer à proximité l'une de l'autre cette fois-ci, elles se rencontreront une autre fois.

Car ce qui apparaît comme inévitable c'est que toutes les galaxies d'un même amas finiront à terme à ne plus en former qu'une seule, énorme: les amas d'aujourd'hui seront donc les galaxies de demain. D'après les auteurs, toutes les galaxies de l'amas local n'en feront qu'une vers $\eta = 11$ ou 12, c'est à dire très tôt dans notre échelle de temps.

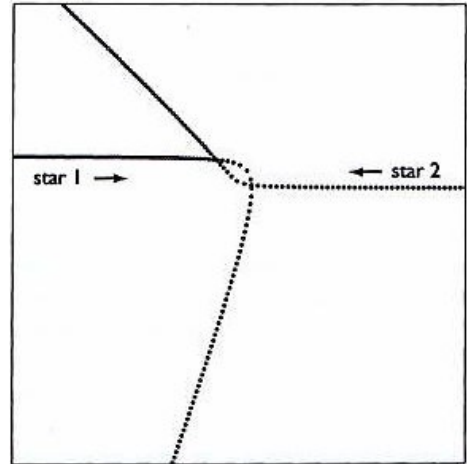


Figure 5.1.: Effet de la relaxation sur 2 étoiles qui se frôlent.

Crédit: Adams & Laughlin

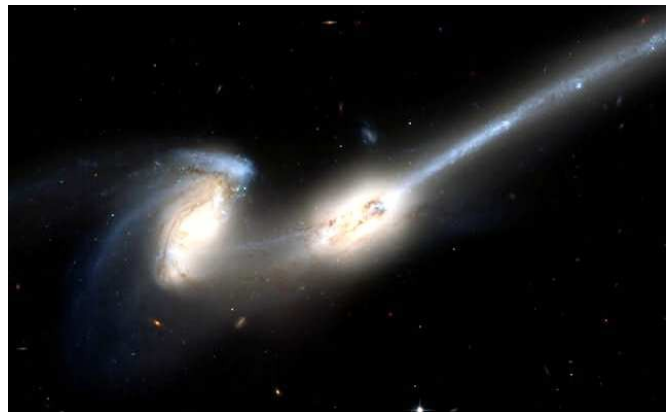


Figure 5.2: Collision de galaxies. Crédit: HST

5.1.2 Le rayonnement gravitationnel, effet sur les orbites stellaires

- *Le rayonnement gravitationnel en quelques mots...*

L'existence du rayonnement gravitationnel est une retombée directe de la Relativité Générale.

Une onde gravitationnelle est une fluctuation de la courbure de l'espace-temps se propageant comme une onde. Elle est généralement émise par tout objet ou système en mouvement accéléré, sous réserve que le mouvement ne présente pas une symétrie sphérique.

Un bon exemple d'une source importante de rayonnement gravitationnel serait une petite montagne sur une étoile à neutrons tournant rapidement. La courbure d'espace-temps engendrée par cette montagne se propagerait à la vitesse de la lumière à travers l'univers.

Le rayonnement gravitationnel correspondant à ce type d'ondes possède une énergie. Un observateur pourra évaluer cette énergie en mesurant les variations de distances qu'elle entraîne sur des corps éclairés par ce rayonnement¹.

On n'a pas encore réussi à faire cette mesure directement. Pourtant l'existence de ce rayonnement a été démontrée grâce aux mesures faites en 1974 par Hulse et Taylor sur le pulsar binaire PSR B1913+16 (ce qui leur a valu le prix Nobel en 1993). La régularité des signaux émis par le pulsar permet de déterminer les paramètres orbitaux du système avec une précision extrême, au point qu'il est possible d'observer l'infime accélération² de la période orbitale du système, signe que son extension diminue au cours du temps. La décroissance de l'orbite (orbit decay) correspond exactement à ce que prévoit la Relativité Générale.

- *Conséquences sur l'évolution des galaxies*

Une galaxie étant une source de rayonnement gravitationnel, on doit s'attendre à un raccourcissement progressif des orbites de ses étoiles.

Les auteurs donnent la formule suivante permettant d'évaluer une échelle de temps caractéristique de ce phénomène:

$$\eta_{GR} = 24 + \log_{10}[R/10 \text{ kpc}]$$

R étant la dimension de référence de la galaxie. Cette valeur correspond à 10^{16} orbites autour du centre galactique.

Il est à noter que cette durée est beaucoup plus longue que la valeur $\eta_{\text{evap}} \approx 19$ trouvée au paragraphe 5.1.1. L'évolution des galaxies sera donc largement plus déterminée par le processus d'évaporation entraîné par les rencontres sans collision entre résidus stellaires que par la contraction gravitationnelle des orbites.

- *Conséquences possibles sur les binaires de naines brunes*

Il est possible que le rayonnement gravitationnel entraîne un raccourcissement progressif de la distance séparant deux naines brunes d'un système binaire, jusqu'à les faire se rencontrer. Si l'on se souvient que ces objets sont des réservoirs d'hydrogène, cette

(1) On calcule que l'ensemble Terre + Soleil émet environ 300 Watts sous forme de rayonnement gravitationnel.

(2) La période orbitale diminue de $0,765 \cdot 10^{-3}$ seconde par an.

rencontre pourra donner lieu à une nouvelle étoile brûlant de l'hydrogène, si la masse totale des deux composantes dépasse la limite de $0,08 M_{\text{soleil}}$.

La durée caractéristique évaluée par les auteurs est la suivante:

$$\eta_{OD} = 19,4 + 4 \log_{10}[R_0/(1 \text{ AU})] - 3 \log_{10}[M_*/1 M_{\text{Soleil}}] \quad \text{(a)}$$

où l'indice OD signifie "orbital decay", R_0 est la distance initiale entre les deux composantes, et M^* est la masse initiale des étoiles.

On peut rêver et imaginer que ce type d'étoiles pourra être parfois entouré de planètes de type terrestre sur lesquelles des êtres vivants auront largement le temps de se développer et de contempler l'univers de l'époque...

5.2 Les collisions entre naines brunes

Nous venons de voir que le rayonnement gravitationnel pourra être à l'origine de la formation d'étoiles viables à partir d'un système binaire de naines brunes.

Une autre source de génération de nouvelles étoiles viables à partir des naines brunes sera la collision directe.

On peut calculer le taux de telles collisions dans un volume de galaxie V :

$$\Gamma = \frac{N \sigma v}{V} = -\frac{1}{N} \frac{dN}{dt} ,$$

où σ est la section efficace et v la vitesse d'une naine rouge. N est le nombre de naines brunes qui subsistent à un instant t donné.

L'intégration d'une équation de cette forme donne

$$N(t) = N_0 e^{-\Gamma t}$$

où N_0 est le nombre initial typique de naines rouges, Γ^{-1} est le temps caractéristique τ_c au bout duquel il reste N_0/e naines rouges.

Pour $t \ll \tau_c$ on peut écrire:

$$N(t) = \frac{N_0}{1 + t/\tau_c} , \text{ avec } N_0 \approx 10^{11}$$

En utilisant des valeurs typiques dans l'expression de Γ , à savoir $v = 200 \text{ km/s}$ et $V \approx 20 \text{ (kpc)}^3$ les auteurs trouvent que $\tau_c = \Gamma^{-1} \approx 10^{22}$ ans, soit en décade cosmologique

$$\eta_c = 22 + \log_{10}[V/(20 \text{ kpc}^3)] - \log_{10}[v/200 \text{ km/s}] \quad \text{(a)}$$

Pour évaluer le nombre d'étoiles créées qui brilleront à un instant donné, faisons le raisonnement approximatif suivant¹:

- Pendant le temps $\tau_c = 10^{22}$ ans le nombre de naines brunes est passé de N_0 à N_0/e , il y a donc eu $N_0(1 - 1/e)$ collisions, soit environ $0,6 N_0$.
- Il y a donc en gros $0,6 N_0/\tau_c$ collisions par an, soit $0,6 \cdot 10^{-11}$ collisions/an
- Or chaque collision donne naissance à une étoile de type naine rouge dont la durée de vie

(1) Je détaille ce raisonnement car en fait je n'ai pas parfaitement saisi l'explication de l'article de Adams et Laughlin page 345.

est de l'ordre de 10^{13} ans. Durant cette durée, on aura ainsi $0,6 \cdot 10^{-11} \cdot 10^{13}$ créations d'étoiles de ce type, soit une soixantaine.

On peut donc dire qu'à chaque instant il y aura une soixantaine d'étoiles qui brilleront pour des valeurs de $\eta < \eta_c$.

On peut conclure que ce mécanisme de formation de naines rouges sera plutôt plus fréquent que le mode de création par "orbital decay" décrit précédemment. La formule (a) du paragraphe 5.1.2 aboutit en effet, pour $M = 0,08 M_{\text{soleil}}$, à une valeur caractéristique

$$\eta_{OD} \sim 22,7 + 4 \log_{10}(R/1 \text{ AU})$$

supérieure à celle correspondant aux collisions.

5.3 L'annihilation de la matière noire, nouvelle source d'énergie

Nous avons déjà mentionné plus haut (cf. Encadré 1, chapitre 2.1) que les halos galactiques pourraient être constitués largement de particules non baryoniques, les WIMPS (Weakly Interacting Massive Particules).

Ces particules, si elles existent, ont la particularité d'être leur propre antiparticule. Elles sont 10 à 100 fois plus massives que le proton, et ne sont sensibles qu'à la gravitation et à l'interaction faible. Comme elles ne sont pas chargées, elles sont insensibles à l'interaction électromagnétique. Par ailleurs elles ne peuvent être piégées dans les noyaux atomiques puisqu'elles ne réagissent pas à l'interaction forte. Elles sont donc très difficiles à détecter. Diverses expériences sont en cours pour prouver leur existence. Citons l'expérience EDELWEISS¹ en cours dans le Laboratoire Souterrain de Modane (LSM, laboratoire mixte CNRS-CEA), dans le tunnel du Fréjus.

Elles circulent librement à travers l'univers sans pratiquement jamais rencontrer d'obstacle, sauf très exceptionnellement.

Car, malgré ces caractéristiques, ces particules finiront quand même tôt ou tard par interagir avec la matière, et à s'annihiler les unes les autres.

Cette annihilation pourra se dérouler suivant deux processus distincts:

- soit par annihilation directe, les particules entrant en collision alors qu'elles sont encore dans le halo galactique,
- soit à la suite d'une interaction faible avec un noyau atomique d'un résidu stellaire.

L'important est que l'annihilation de WIMPS fournit de l'énergie, à côté d'une riche variété de particules (ou même sparticules?) dont des électrons, positrons, protons (qui eux mêmes se désintègreront plus tard) ainsi que des photons et des neutrinos.

5.3.1 Annihilation directe entre WIMPS

Comme ces particules n'interagissent que via l'interaction faible, la probabilité de collisions directes dans le halo est extrêmement faible.

La densité des Wimps est estimée à $n_w \approx$ une particule par cm^3 , et leur vitesse v est de l'ordre de 200 km/s. Sur cette base, les auteurs déterminent la section efficace σ des particules (de l'ordre de $\sigma \sim 10^{-37} \text{ cm}^2$), et calculent une durée caractéristique de ce processus d'annihilation directe:

$$\tau_w = \frac{1}{n_w \langle \sigma v \rangle} \sim 3 \cdot 10^{22} \text{ ans}$$

(1) Expérience pour DEtecter Les Wimps En Site Souterrain

La décade cosmologique correspondante est alors

$$\eta_W = 22,5 - \log_{10} \left[\frac{\langle \sigma v \rangle}{10^{-30} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}} \right] - \log_{10} \left[\frac{n_w}{1 \text{ cm}^{-3}} \right]$$

On constate que cette "décade caractéristique" est très supérieure à celle trouvée pour l'évaporation stellaire (cf. paragraphe 5.1.1, formule (a)). Cela veut dire que les galaxies auront perdu leurs étoiles bien avant leur halo.

5.3.2 Capture de WIMPS par les objets stellaires

Lorsqu'un WIMP percute un noyau de matière (quelques collisions par an et par kilogramme de matière, d'après une description d'EDELWEISS), le noyau recule¹, et la vitesse du WIMP diminue. Si cette vitesse devient plus faible que la vitesse de libération de l'objet, le WIMP se voit ainsi piégé par la gravité, et reste capturé dans cet objet.

Les auteurs font une évaluation de la durée caractéristique de la capture des WIMP par une naine blanche de la façon suivante:

- Compte-tenu des caractéristiques typiques d'une naine blanche ($\phi \sim 10000 \text{ km}$, $\rho \sim 10^9 \text{ kg/m}^3$) la vitesse de libération à sa surface est de l'ordre de 3000 km/s. Etant donné que la vitesse moyenne des WIMPS dans le halo est de 200 km/s, on peut admettre que pratiquement tous les WIMPS qui rencontreront une naine blanche y seront capturés.
- Le taux de capture par seconde est alors:

$$\Gamma_{W*} = n_W \cdot \sigma_{WD} \cdot v_{rel} \sim 10^{25} \text{ s}^{-1}$$

- De cette valeur on déduit qu'une naine blanche typique capture une quantité de WIMPS équivalant à sa propre masse en $\sim 10^{24}$ ans.
- Si l'on suppose que la masse initiale totale des WIMPS dans le halo d'une galaxie est environ 10 fois supérieure à la masse totale des résidus stellaires qu'elle contient, et que la masse de ces résidus sera essentiellement constituée de naines blanches (cf. figure 4.9), on en tire que tous les WIMPS auront été capturés au bout de $\tau \sim 10^{25}$ ans soit pour $\eta = 25$.

Remarque sur cette hypothèse: S'il est vrai que les naines blanches représentent l'essentiel de la masse des résidus stellaires présents dans une galaxie (cf. figure 4.9), elles ne représentent, en nombre, qu'un peu plus de la moitié (Figure 4.10). Or les naines brunes, très nombreuses également, ont une section efficace nettement plus importante que celle des naines blanches. Par contre leur masse étant beaucoup plus faible, la vitesse de libération l'est aussi. Il pourrait donc être intéressant d'évaluer le taux de capture des WIMPS par les naines brunes et de corriger, éventuellement, la valeur trouvée pour η .

Ce mécanisme a des conséquences importantes aussi bien au niveau des galaxies elles-mêmes qu'au niveau des naines blanches.

- *Au niveau des galaxies:* Les collisions des WIMPS du halo produisent des particules plus légères à des vitesses relativistes, supérieures à la vitesse de libération: elles peuvent donc s'échapper, si bien que les galaxies perdent petit à petit de leur masse sous forme d'énergie rayonnée.

Ce mécanisme d'évaporation des WIMPS contribue à la "destruction" des galaxies, et s'ajoute donc aux deux mécanismes de destruction rencontrés précédemment, à savoir l'évaporation et le rayonnement gravitationnel (cf. paragraphe 5.1).

(1) C'est ce recul qu'on cherche à mesurer pour détecter l'arrivée éventuelle d'un WIMP.

- *Au niveau des naines blanches:* La concentration des WIMPS capturés augmente graduellement, ainsi donc que leur taux d'annihilation. Il s'établit un équilibre entre le taux de capture et le taux d'annihilation, et l'étoile dispose alors d'une source d'énergie à long terme qui va lui procurer une luminosité évaluée par les auteurs à $L_{WD} \sim 4 \times 10^{-12} L_{\text{soleil}}$ et une température de surface de $T = 63K$.

5.4 Le sort des planètes

Sur le long terme, les planètes qui n'auront pas déjà été vaporisées lors de la fin de vie de leur étoile mère seront exposées successivement à la décroissance de leur orbite en raison du rayonnement gravitationnel, et plus tard aux effets de la désintégration de leurs protons.

Nous avons déjà rencontré l'effet du rayonnement gravitationnel sur les orbites de deux corps gravitant l'un autour de l'autre, à propos des couples de naines brunes (cf. paragraphe 5.1.2). Le phénomène s'applique de la même manière à une planète orbitant autour d'une étoile. Par exemple, le couple Soleil – Terre émet sous forme de rayonnement gravitationnel une puissance infime de l'ordre de 300 W qui va, à la longue, entraîner une diminution continue des dimensions de l'orbite de la Terre.

Si l'on se donne une étoile de masse M^* et une planète orbitant à une distance R de cette étoile, les auteurs donnent pour la durée caractéristique τ de la réduction de cette distance l'expression suivante:

$$\tau = \frac{2\pi R}{v} \left(\frac{v}{c}\right)^{-5} = 2,6 \cdot 10^{19} \left(\frac{R}{1 \text{ AU}}\right)^4 \left(\frac{M^*}{1 M_{\text{Soleil}}}\right)^{-3} \text{ ans} \quad \text{(a)}$$

ou, en décades cosmologiques:

$$\eta = 19,4 + 4 \log_{10}[R/1 \text{ AU}] - 3 \log_{10}[M^*/1 M_{\text{Soleil}}]$$

Évidemment, une planète aura pu être délogée de son orbite bien avant cette issue à la suite d'un phénomène de relaxation similaire à celui décrit au paragraphe 5.1.1 à propos des galaxies. Si une étoile intruse croise l'étoile mère à l'intérieur de l'orbite de la planète, alors cette planète a beaucoup de chances d'être complètement éjectée du système.

La durée caractéristique de ce phénomène est alors

$$\tau = 1,3 \cdot 10^{15} \left(\frac{R}{1 \text{ AU}}\right)^{-2} \text{ ans} \quad \text{(b)}$$

ou, en décades cosmologiques

$$\eta = 15,1 - 2 \log_{10}[R/1 \text{ AU}]$$

Si l'on compare les durées données par les expressions (a) et (b), on constate qu'elles sont égales pour un rayon $R \sim 0,2 \text{ AU}$, c'est à dire environ la moitié du rayon de l'orbite de Mercure. Si le rayon est plus petit que cette valeur, la planète sera absorbée par son étoile avant d'en être délogée.

En fait, les durées trouvées pour l'un et l'autre de ces phénomènes sont beaucoup plus longues que la durée d'évolution des étoiles de type solaire, qui seront donc passées bien avant par la dangereuse phase de géante rouge.

On peut ainsi conclure que seules les planètes en orbite lointaine autour de naines rouges de très faible masse auront des chances de voir leur fin retardée au maximum, sous l'effet du

rayonnement gravitationnel.

5.5 La croissance des trous noirs galactiques

Les grands trous noirs au centre des galaxies tendent à avaler étoiles et gaz, et donc à augmenter leur masse. Le temps d'accrétion d'un trou noir central est le temps caractéristique nécessaire pour absorber le reste de la galaxie.

Si l'on ne tient pas compte des effets de relaxation et de rayonnement gravitationnel, ce temps caractéristique est

$$\tau = \frac{V}{\sigma v}$$

où V est le volume de la galaxie, σ est la section efficace du trou noir, et v est la vitesse moyenne des objets de la galaxie ($v \sim 200$ km/s).

La section efficace peut être évaluée connaissant le rayon de Schwarzschild $R_s = GM/c^2$ du trou noir et un coefficient de "focalisation gravitationnelle" Λ (qui augmente la surface apparente de la section efficace du fait de la forte courbure des lignes d'espace-temps à son voisinage):

$$\sigma = \Lambda \pi R_s^2$$

On trouve alors

$$\tau = 10^{30} [M/10^6 M_{\text{Soleil}}]^{-2} [R/10 \text{ kpc}]^3 \Lambda^{-1} \text{ ans}$$

(M masse du trou noir, R rayon caractéristique de la galaxie)

et, en décades cosmologiques

$$\eta_{\text{accrétion}} = 30 - 2 \log_{10} [M/10^6 M_{\text{Soleil}}] + 3 \log_{10} [R/10 \text{ kpc}] - \log_{10} [\Lambda]$$

Cette durée est beaucoup plus longue que celles calculées dans les deux paragraphes 5.1.1 et 5.1.2 pour l'évaporation ($\eta \sim 19$) et pour l'"annihilation" des orbites par rayonnement gravitationnel ($\eta \sim 24$). Cela veut dire que vers $\eta \sim 30$ toutes les étoiles d'une galaxie se seront soit évaporées soit auront été avalées par le trou noir central. Évidemment en réalité le temps d'accrétion diminue au fur et à mesure que la masse du trou noir augmente.

Les auteurs estiment très grossièrement que environ 1 à 10% des étoiles de la galaxie auront été avalées par le trou noir, le reste s'étant évaporé. Ceci permet d'estimer que la masse finale d'un trou noir galactique sera $M_{\text{BH}} \sim 10^9$ à $10^{10} M_{\text{soleil}}$.

Les auteurs extrapolent cette évolution aux amas de galaxies. On peut en effet imaginer un ensemble de trous noirs de masse de 10^9 à $10^{10} M_{\text{soleil}}$ éparpillés dans un volume équivalent à celui de l'amas d'origine. Occasionnellement ils absorberont des étoiles isolées dans l'espace intergalactique qui auront été éjectées de leurs galaxies d'origine.

Là encore on peut estimer une durée caractéristique au bout de laquelle un trou noir géant au centre de l'amas avalera les trous noirs galactiques. Les formules sont similaires à celles trouvées pour une galaxie, en faisant les changements d'unités nécessaires:

$$\eta_{\text{accrétion}} = 33 - 2 \log_{10} [M/10^9 M_{\text{Soleil}}] + 3 \log_{10} [R/10 \text{ Mpc}]$$

Mais les trous noirs galactiques de l'amas seront eux aussi soumis aux effets gravitationnels d'annihilation des orbites. Les auteurs estiment qu'à terme l'évolution d'un amas mènera vers une configuration comprenant un énorme trou noir central entouré à grande distance par ceux des

trous noirs qu'il n'aura pas engloutis et par les étoiles évaporées par la relaxation.

5.6 L'hypothèse de la durée de vie finie du proton

La durée de vie finie du proton est l'une des deux hypothèses majeures sur lesquelles s'appuient les auteurs pour bâtir leur calendrier d'évolution de l'univers futur, la seconde étant le rayonnement de Hawking des trous noirs, qui permettra de mettre un terme à l'"ère des trous noirs" (cf. chapitre 6).

On a pensé pendant longtemps que le proton avait une durée de vie infinie. En effet jusqu'à il y a encore quelques années, certaines symétries ou principes de conservation régissant la physique quantique n'étaient pas remis en cause. C'était le cas en particulier de la loi de conservation du nombre baryonique, qui conduisait à la conclusion que le proton était stable (cf. encadré 6).

Or cette conclusion est remise en question depuis le développement des Théories de Grande Unification, ou GUT. Ces théories cherchent à donner une description unifiée de la force électromagnétique et des forces nucléaires faible et forte telle qu'elle a dû exister peu après le Big Bang, lorsque la température était supérieure à 10^{28} K.

L'une des théories les plus en vogue est connue sous le nom de SU(5) (Symétrie Unitaire 5). D'après celle-ci, l'unification se fait à l'aide de 24 particules différentes, dont huit nouvelles particules appelées bosons-X dont les propriétés sont probablement à l'origine de l'asymétrie entre matière et antimatière. Cette asymétrie a permis à la première de prendre le dessus sur la seconde, ainsi qu'on le constate dans notre univers actuel.

Les bosons-X sont des particules très massives¹ capables en particulier de transformer un quark en lepton (par exemple un électron) et vice versa, ce qui n'est possible avec aucune autre interaction. Cette possibilité de transformation a entraîné les physiciens à penser que le proton n'est pas éternel. En effet un proton est un assemblage de trois quarks, et il suffit que l'un de ces quarks se désintègre en se transformant en lepton pour que l'assemblage devienne instable et se désintègre (voir la figure 5.3). La probabilité d'un tel événement est cependant extrêmement faible, et entraîne une durée de vie minimum très élevée. Elle correspond à une violation de la conservation du nombre baryonique.

On peut accepter purement intuitivement, si l'on se rappelle du principe de Noether², qu'il puisse y avoir une corrélation entre symétrie matière – antimatière et loi de conservation du nombre baryonique. Dans ce cas on saisira plus facilement l'inverse, à savoir que la loi de conservation du nombre baryonique puisse être violée si la symétrie est brisée...

Il est à noter que si le proton a une durée de vie finie, il en sera de même pour le neutron. Le neutron isolé a une demi vie d'environ dix minutes, il se désintègre en donnant un proton, un électron et un antineutrino (désintégration beta). Par contre, lorsqu'il est lié à l'intérieur d'un noyau, ou lorsqu'il se trouve dans le gaz dégénéré neutronique d'une étoile à neutrons, il sera soumis lui aussi à un processus de désintégration analogue à celui du proton.

Aujourd'hui la désintégration du proton (ou proton decay) n'est encore qu'une hypothèse. Aucune expérience n'a pu la mettre en évidence. Les seuls résultats qu'on ait obtenus permettent seulement de fixer une valeur minimum au temps de demi vie du proton, à savoir 10^{33} ans. Les plus récents ont été obtenus avec le détecteur de radiation Cherenkov de Super Kamiokande, au

(1) Leur masse est 10^{15} eV, ce qui les rend plus proches d'une poussière que d'une particule quantique!

(2) A chaque symétrie continue correspond une loi de conservation et réciproquement

Japon.

Signalons que d'autres théories de grande unification prédisent qu'un neutron pourrait, mais avec une probabilité extrêmement faible, se transformer spontanément en antineutron. Des expériences sont effectuées avec les neutrons émis par le réacteur à haut flux de l'institut Laue-Langevin à Grenoble.

Encadré 6 – Loi de conservation du nombre baryonique

Lors du développement du modèle standard des particules, on a constaté que certains types d'interactions et de désintégration sont habituels, tandis que d'autres paraissent interdits. L'étude des interactions a amené à énoncer des lois de conservation propres au monde des particules, venant s'ajouter aux lois de conservation classiques, comme la loi de conservation de l'énergie, de la charge, etc... auxquelles les particules sont également soumises.

L'une des ces lois de conservation les plus importantes est la loi de conservation du nombre baryonique. A chaque particule baryonique est assigné un nombre baryonique $B = 1$, et -1 à l'anti-particule. On peut aussi considérer que cela revient à assigner le nombre baryonique $1/3$ à un quark, et $-1/3$ à un anti-quark (ce qui entraîne qu'un méson, qui est constitué d'un quark et d'un anti-quark, a un nombre baryonique $B = 0$). Il n'y a aucun processus connu de désintégration de particule qui modifie le nombre baryonique.

Le proton est le baryon qui a la masse la plus faible. Il est immédiatement suivi par le neutron, de masse à peine supérieure, puis par une dizaine d'autres baryons de masse croissante. Le neutron isolé ainsi que les autres particules plus massives se désintègrent en créant un proton parmi les produits variés de la désintégration. Dans tous les cas le nombre baryonique est préservé.

Par contre, le proton n'a nulle part où aller, puisque il est le plus léger. C'est ce qui a amené à penser qu'il ne pouvait se désintégrer et que donc il avait une durée de vie infinie.

5.7 Les conséquences sur l'évolution des résidus stellaires

Les conséquences de la durée de vie finie du proton et du neutron sur l'évolution des résidus stellaires sont examinées dans la suite du document "A Dying universe" sous différents aspects, présentés ci-après avec pas mal de simplifications et de court-circuits. A aucun moment nous nous sommes hasardés à mettre en doute leurs estimations (ils le font d'ailleurs eux-mêmes fréquemment).

5.7.1 L'échelle de temps de la désintégration du proton / neutron

Dans le paragraphe 5.6 il a été mentionné une durée de vie *minimum* du proton de 10^{33} ans. Le fait que ce soit une durée minimum résulte de la nature des expérimentations mises en oeuvre: on cherche à compter le nombre de désintégrations sur par exemple une année pour un nombre N_0 de protons contenus dans un réservoir. Si on considère que $\tau_c = 10^{33}$ ans est la durée caractéristique du processus de désintégration du proton, le nombre de désintégrations $N_{\text{Désint}}$ au temps $t \ll \tau_c$ est

$$N_{\text{Désint}} = N_0(1 - e^{-t/\tau_c}) \sim N_0 \cdot \frac{t}{\tau_c}$$

Si le réservoir contient $N_0 = 10^{33}$ protons¹ on devrait donc détecter en moyenne une désintégration par an. Si on n'en détecte pas, on ne pourra qu'en tirer la conclusion que le temps de désintégration est supérieur à τ_C , c'est à dire que τ_C est une valeur minimum. C'est ce qui s'est passé jusqu'à présent.

Les auteurs ont cherché à estimer une fourchette de durées de désintégration du proton. Ils trouvent ainsi (en décades cosmologiques):

$$32 < \eta_p < 41$$

Comme valeur représentative ils conservent finalement $\eta_p = 37$.

5.7.2 La production d'énergie

Le diagramme de Feynman suivant (Figure 5.3) est représentatif de la désintégration du proton, sachant que bien d'autres processus sont possibles:

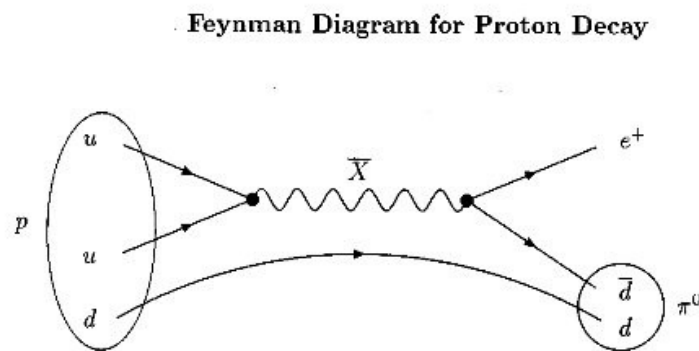


Figure 5.3.: Désintégration du proton – Crédit: Adams & Laughlin

Sous l'action d'un boson-X le proton se désintègre en produisant un positron e^+ et un méson π^0 . Après 10^{-15} seconde, le positron s'annihile avec un électron en produisant une paire de photons γ . Quant au méson π^0 il se désintègre également en une autre paire de photons γ en 10^{-16} seconde. L'énergie typique par photon est ainsi $E_\gamma \sim m_p/4 \sim 235 \text{ MeV}$, c'est à dire le quart de l'énergie de masse du proton ($E_p = m_p \cdot c^2$, et $m_p = 1,67 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$), l'énergie totale produite étant de l'ordre de 1 GeV.

Ces photons ont une distance de libre parcours moyen relativement faible à l'intérieur de l'étoile, et vont en sortir au bout d'un temps caractéristique de l'ordre de 10^5 ans, temps très court comparé au temps d'évolution de l'ensemble. Ils vont ainsi contribuer à la luminosité de l'étoile.

Cette luminosité peut se calculer facilement en fonction du temps à partir du taux de désintégrations par an $\Gamma_p = 1/\eta_p$, de l'énergie E_γ fournie par une désintégration, et du nombre N_p de protons contenus dans une naine blanche typique, environ 10^{57} :

$$L_*(t) = F N_p E_\gamma \Gamma_p e^{-\Gamma_p t} \sim F M(t) \Gamma_p$$

F est un facteur qui tient compte du fait qu'une partie des désintégrations de protons résultant d'autres processus que celui de la figure 5.3 fournit des neutrinos qui s'échappent immédiatement, et ne contribuent pas à la luminosité. Il est évalué à 2/3 par les auteurs. M(t) est la masse restante de l'étoile à l'instant t, puisqu'elle perd continuellement sa masse.

(1) A peu près 2000 m^3 d'eau

On trouve avec ces valeurs $L_* \sim 10^{-24} L_{\text{soleil}}$, au début du processus de désintégration, ce qui correspond à peu près à **400 W**.

En appliquant la loi de Stefan à une naine blanche de diamètre 10000 km on trouve une température de surface $T_* \sim 0,06 \text{ K}$.

Au fur et à mesure que la masse de l'étoile diminue, la luminosité et la température de surface de l'étoile diminuent également, et sont reliées par la relation suivante:

$$L_* = 10^{-24} L_{\text{Soleil}} \left[\frac{T_*}{0,06 \text{ K}} \right]^{\frac{12}{5}}$$

Cette naine blanche produisant de l'énergie, on peut l'appeler "étoile". Jusqu'à quand pourra-t-on la considérer comme une étoile?¹. Les auteurs fixent le seuil à $N_p = 10^{48}$ protons. On trouve alors que la naine blanche vivra en tant qu'étoile pendant $\eta_* \sim \eta_p + 1,3 = 38,3$

5.7.3 L'évolution chimique des naines blanches

Pendant la phase de désintégration de ses protons, la naine blanche voit sa composition chimique complètement altérée.

Bien sûr, globalement l'évolution va vers des noyaux plus légers jusqu'à ce que l'étoile ne contienne plus que de l'hydrogène. Mais cette évolution ne va pas se faire directement, elle va être perturbée par deux types de réactions nucléaires: les réactions pycnonucléaires et les réactions de spallation nucléaire.

- Les réactions pycnonucléaires

Pycno vient du grec *puknos*, qui signifie épais, dense.

Ce sont des réactions de *fusion* nucléaire qui ne se produisent que dans des milieux très denses et froids. Cela les distingue radicalement des réactions thermonucléaires qui se déroulent au coeur des étoiles, milieux peu denses (la densité au coeur du soleil n'a rien à voir avec celle qui règne au sein d'une naine blanche) et chauds, de type "gaz parfait".

Dans la matière stellaire ultra dense, le taux des réactions nucléaires de fusion est considérablement accru par le fait que le milieu environnant de gaz électronique fait écran à la répulsion électrostatique de Coulomb entre deux noyaux en réaction.

Comme référence quant au rendement de ce type de réactions, on peut noter que la durée caractéristique de la fusion pycnonucléaire de l'hydrogène en hélium est de 10^5 ans pour une densité $\rho \sim 10^6 \text{ g/cm}^3$, à comparer à 10^{10} ans dans le Soleil pour la réaction proton – proton.

Le taux de ces réactions de fusion décroît extrêmement vite lorsque le produit $A \times Z$ des noyaux de départ augmente, A étant le nombre de masse et Z le numéro atomique. Cela entraîne que la fusion n'aura en général pas lieu au delà du noyau de l'hélium.

Le résultat net des réactions pycnonucléaires sera donc de maintenir plus longtemps une composition interne de l'étoile à dominante d'hélium.

- La spallation nucléaire

La spallation nucléaire est une réaction nucléaire de *fission* d'un noyau atomique en nucléides de masse atomique plus petite, par choc avec une particule incidente de grande

(1) Si on attend trop longtemps, il ne restera plus qu'un seul proton, et il sera difficile de parler d'étoile!

énergie (de 100 MeV à quelques GeV). On a vu que les photons issus de la désintégration du proton avaient une énergie de l'ordre de 250 MeV, ils sont donc des candidats tout indiqués pour déclencher ce type de réactions.

Le plus souvent cette réaction se traduit par l'émission d'un neutron libre, mais il peut également y avoir émission de particules chargées (protons) ainsi que des photons gamma.

Les neutrons ainsi libérés seront rapidement capturés par d'autres noyaux. Quant aux protons ils peuvent de nouveau intervenir dans des réactions pycnonucléaires pour former des éléments plus lourds. Les deux processus favorisent donc la formation d'éléments plus lourds, bien qu'à un taux très lent et en très faible quantité.

Le résultat net de la spallation nucléaire est donc une redistribution des nombres et masses atomiques des noyaux de l'étoile.

Les auteurs ont effectué une simulation sur une étoile d'une masse solaire, constituée de carbone pur ^{12}C . La figure 5.4 ci-dessous montre l'évolution de la composition chimique de l'étoile en fonction du temps, mesuré ici par la diminution de la masse. L'axe vertical indique les fractions de la masse totale des éléments principaux constituant l'étoile.

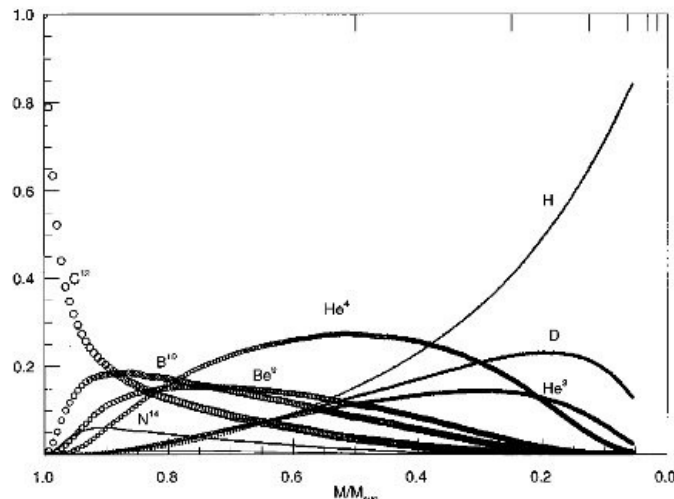


Figure 5.4.: Évolution chimique d'une naine blanche en fonction du temps. Crédit: Adams & Laughlin

5.7.4 Les phases finales des naines blanches

Lorsque l'étoile a perdu la plus grande partie de sa masse par désintégration des protons, deux nouveaux phénomènes surviennent qui vont conclure définitivement l'évolution de l'étoile:

- La fin de l'état dégénéré de la matière de la naine blanche. Lorsque la masse de l'étoile atteint $0,001 M_{\text{soleil}}$, la matière dont elle est constituée quitte son état dégénéré. Sa densité est $\rho \sim 1 \text{ g/cm}^3$, son rayon $R \sim 0,1 R_{\text{soleil}}$. Ces caractéristiques sont à peu près celles de Jupiter.

C'est une conséquence de la curieuse propriété (cf. encadré 3, paragraphe Erreur : source de la référence non trouvée) qui veut que le rayon d'une naine blanche faite de matière dégénérée augmente lorsque sa masse diminue (et vice versa). La densité de la matière stellaire diminue donc, jusqu'à sortir de son état dégénéré.

- Lorsque la masse descend aux environs de 10^{24} g , la matière de l'étoile devient transparente à son propre rayonnement entraîné par la désintégration des derniers

protons.

À $\eta \sim 39$ l'étoile a terminé son évolution, elle ne dispose plus d'aucune source d'énergie. C'est un bloc d'hydrogène pur optiquement transparent, qui va continuer peu à peu à se désintégrer. A terme, il n'en restera ... RIEN, toute sa masse aura été transformée en rayonnement perdu dans l'espace.

Nous reproduisons sur la figure 5.5 de l'encadré 7 un diagramme HR de l'article "A Dying universe" représentant l'ensemble de l'évolution d'une naine blanche, depuis sa naissance jusqu'à sa disparition complète. Il est associé à une légende résumant cette histoire, dont nous présentons une traduction partielle.

C'est un excellent panorama de l'histoire de ce type d'étoile, auquel appartient notre Soleil.

Encadré 7 – L'histoire d'une étoile naine

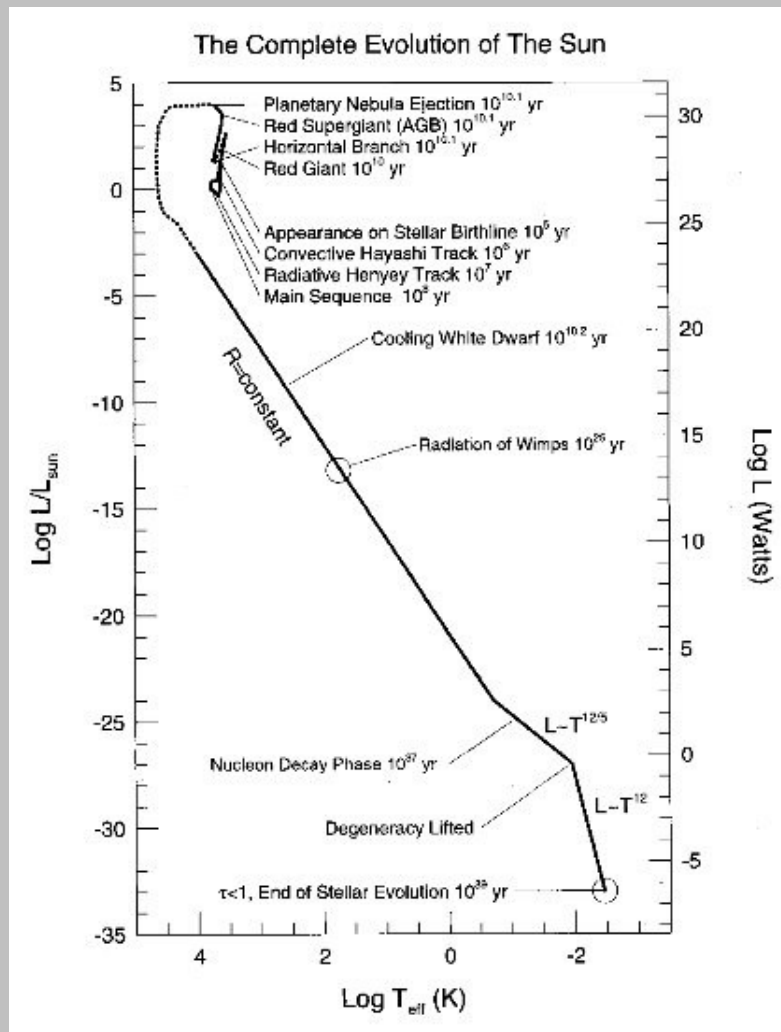


Figure 5.5.: Évolution complète du Soleil ou d'une étoile $M=1 M_{\text{soleil}}$
 Crédit: Adams & Laughlin

Après avoir quitté la séquence principale, l'étoile passe par les phases habituelles de géante rouge, Branche Horizontale, super géante rouge et nébuleuse planétaire, puis l'étoile devient une naine blanche et se refroidit à rayon constant.

L'étoile séjourne alors pendant les décades cosmologiques $\eta = 11$ à 25 sur un point proche du

centre du diagramme ($L = 10^{14}$ W, $T = 63$ K), où elle tire son énergie de l'annihilation des WIMPS provenant du halo galactique.

Lorsque cette source d'énergie s'est épuisée, elle se refroidit relativement rapidement, sa seule source d'énergie ($L \sim 400$ W) étant alors fournie par la désintégration des protons.

Lorsque sa masse a diminué jusqu'à atteindre $M \sim 0,001 M_{\text{soleil}}$, elle sort de son état dégénéré, et se déplace alors dans le diagramme suivant une loi $L \sim T^{12/5}$.

A $\eta = 39$, l'étoile devient optiquement transparente, et toute évolution stellaire est terminée.

5.7.5 L'évolution des étoiles à neutrons

L'évolution des étoiles à neutrons est similaire à celle des naines blanches, et leur luminosité est également comparable à masse identique. Par contre leur température de surface est beaucoup plus élevée et atteint 3 K au lieu des 0,06 K pour une naine blanche (cf. paragraphe 5.7.2), dans le rapport inverse de la racine carrée de leurs diamètres.

Une étoile à neutrons termine son évolution de façon un peu différente d'une naine blanche. Au fur et à mesure que sa masse diminue, son rayon et donc son volume augmentent, et la densité interne diminue. Arrive alors un moment où la dégénérescence neutronique de la matière disparaît. Selon les calculs des auteurs cela se passe lorsque la masse de l'étoile atteint 1/10ème de la masse solaire, et que son rayon a augmenté pour atteindre 164 km.

La densité de la matière est cependant suffisante pour qu'elle se trouve encore dans un état de dégénérescence électronique. En fait elle ressemble maintenant tout à fait à une mini naine blanche.

Le neutron se désintègre alors en proton, électron et antineutrino, jusqu'à ce que, la densité de la matière continuant à diminuer, cette dégénérescence électronique disparaisse aussi.

On se retrouve maintenant dans les mêmes conditions que celles décrites au paragraphe 5.7.4, L'ex-étoile à neutrons devient une sorte de bloc de glace d'hydrogène, qui va petit à petit s'évaporer en même temps que ses derniers protons.

Les auteurs calculent que la durée totale de cette évolution sera 2,7 fois plus longue que pour les naines blanches. Cela ne change pas la décade cosmologique finale adoptée $\eta \sim 39$.

5.7.6 L'évaporation des planètes

Les seules planètes susceptibles de finir évaporées du fait de la désintégration de leurs protons sont celles qui auront été éjectées de leur orbite initiale par la relaxation dont il a été question au paragraphe 5.4. Les autres auront disparu depuis très longtemps soit au moment de la phase géante rouge de leur étoile mère, soit plus tard sous l'effet du rayonnement gravitationnel.

La décade cosmologique évaluée par les auteurs est $\eta \sim 38$ pour qu'une planète initialement constituée de fer ait été convertie en hydrogène. Pour une planète d'une masse terrestre, sa luminosité due au rayonnement de désintégration est de l'ordre de 0,4 mW.

5.8 Survol de la désintégration du proton d'ordres supérieurs

Le processus de désintégration du proton pris en compte jusqu'à présent est un processus de "premier ordre", c'est à dire qu'il met en cause un et un seul proton, comme illustré sur le diagramme de la figure 5.3. Il correspond à une violation du nombre baryonique de 1 unité, on écrit $\Delta B = 1$. Ce processus est autorisé par certaines Théories de Grande Unification.

Il existe d'autres théories qui n'autorisent que des processus d'ordre supérieur, c'est à dire des processus impliquant au moins deux protons ou neutrons pour entraîner la désintégration. On voit sur le diagrammes de Feynman de la figure 5.6 un processus d'ordre 2, correspondant à $\Delta B = 2$: un proton et un neutron se désintègrent en un pion π^0 et un pion π^+ sous l'action de deux bosons- \bar{Y} .

Il est clair que de tels processus vont conduire à des durées caractéristiques beaucoup plus longues que si un seul proton / neutron est impliqué puisque la désintégration n'aura lieu que lorsque deux nucléons se trouveront suffisamment proches l'un de l'autre.

Le temps caractéristique d'une telle désintégration est dans le cas de la figure 5.6

$$\tau_{P2} \sim 10^{101} \left[\frac{M_X}{10^{16} \text{ GeV}} \right]^8 \text{ ans}$$

ou, en décade cosmologique

$$\eta_{P2} \sim 101 + 8 \log_{10} [M_X / 10^{16} \text{ GeV}]$$

où M_X est la masse du boson-Y intermédiaire.

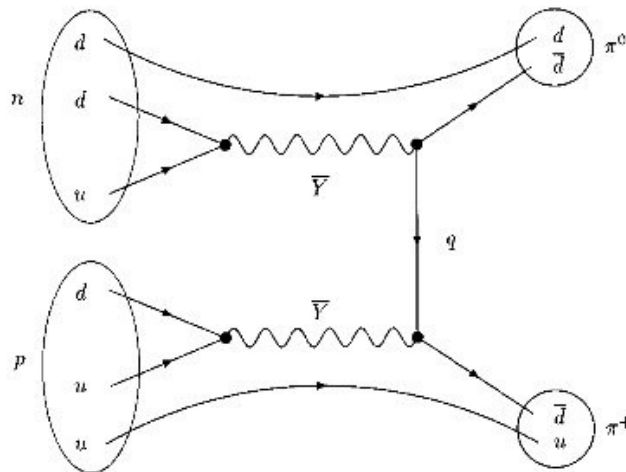


Figure 5.6.: Processus de désintégration d'ordre 2 – Crédit: Adams & Laughlin

Ce processus, qui impose que les deux nucléons soient extrêmement proches, pourrait avoir lieu dans des naines blanches de carbone ou dans des étoiles à neutrons, mais ne concerneraient pratiquement jamais des particules libres dans l'espace.

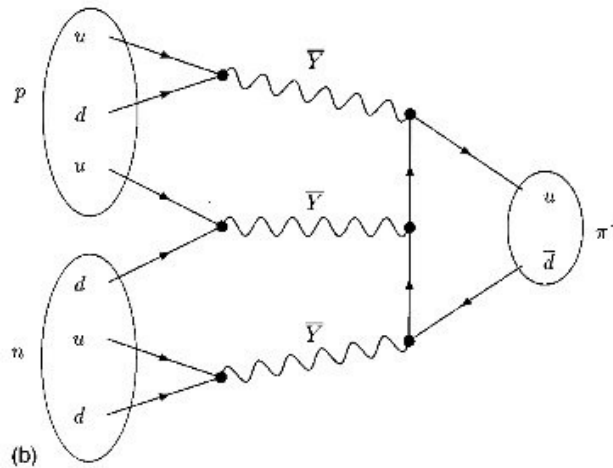


Figure 5.7.: Processus de désintégration d'ordre 3 – Crédit: Adams & Laughlin

Les auteurs citent d'autres mécanismes possibles d'ordre supérieur pouvant conduire à une violation du nombre baryonique et donc à la désintégration du proton. Par exemple un processus d'ordre 3 est illustré dans la figure 5.7 : 1 proton et un neutron se désintègrent en un méson π^+ sous l'action de $\Delta B = 3$ interactions de bosons Y. La constante cosmologique caractéristique de ce processus est alors de $\eta = 165...$

5.9 En guise de conclusion de l'ère dégénérée

A la fin de l'ère dégénérée, pratiquement tous les protons et neutrons de l'univers se sont évaporés. Il n'y a plus aucun des résidus de matière dégénérée que l'ère stellaire avait laissés, ils ont été transformés en un rayonnement diffus contenant essentiellement des photons et des neutrinos avec en plus quelques électrons et positrons.

L'univers va prendre un nouveau caractère. Il ne sera plus ponctué que par des régions isolées d'extrême courbure de l'espace-temps, les trous noirs. Nous entrons dans l'ère des trous noirs.

6 - L'ÈRE DES TROUS NOIRS, $40 < \eta < 100$

Par rapport aux ères précédentes, l'ère des trous noirs est incomparablement plus longue, nous en verrons la fin vers la centième décennie cosmologique. Mais elle est aussi beaucoup plus simple. A bien y regarder (si l'on ose dire) il ne s'y passe pas grand chose, il suffit d'être patient et d'attendre que ses seuls habitants les trous noirs veuillent bien s'évaporer sous l'effet du rayonnement de Hawking.

Cette population est constituée d'innombrables objets étranges, mais simples eux aussi et faciles à caractériser, résidus des anciennes étoiles et galaxies qui parsemaient l'univers à ses débuts vers la dixième décennie cosmologique, peu après le Big Bang. Ils sont séparés par des distances gigantesques résultant de son expansion continue.

6.1 A propos des trous noirs

6.1.1 Les étapes vers le trou noir

Jusqu'au début du 20^{ème} siècle, les physiciens n'envisageaient même pas la possibilité que la matière puisse présenter des états de densités beaucoup plus élevées que celles que l'on connaît sur la Terre, c'est à dire quelques grammes par cm^3 . C'est l'avènement de la physique quantique qui a permis de comprendre la raison profonde des valeurs de densité de la matière usuelle, ainsi que de prédire la possibilité d'états dégénérés de la matière présentant des densités phénoménales, dont les trous noirs représentent un extrême absolu puisque la densité y devient infinie en un point (ce qui, évidemment, est un problème pour les physiciens qui, en général, n'apprécient guère les singularités).

Le premier état de matière dégénérée est rencontré dans les naines blanches. On a vu au paragraphe 4.1.4 qu'une naine blanche est le résidu laissé en fin de vie par une étoile de masse inférieure à $8 M_{\text{soleil}}$. Son noyau qui vient de s'éteindre est essentiellement formé de carbone et d'oxygène. Du fait qu'il ne s'y produit plus de réactions nucléaires, la pression interne qui stabilisait jusque là l'étoile n'est plus en mesure d'accomplir sa tâche. L'étoile commence à s'effondrer sous son propre poids, sa taille diminue et sa densité se met à augmenter fortement.

Arrive un moment où la densité est tellement forte que le principe d'incertitude d'Heisenberg entre en jeu. A cause de la compression de la matière, chaque électron est confiné dans un espace minuscule et sa position est en conséquence très bien définie. Mais, d'après ce principe, le prix à payer est une grande incertitude sur la vitesse de la particule, ce qui n'est possible que si cette vitesse est elle-même grande. Les électrons sont donc animés de mouvements très rapides et leur agitation donne naissance à la pression de dégénérescence, d'origine purement quantique, complètement indépendante de la température¹. Cette pression s'oppose à l'effondrement de l'étoile et rétablit l'équilibre avec la force de gravité. La densité atteinte est d'environ 10^6 g/cm^3 .

Chandrasekhar a montré que cette forme de pression pouvait résister à une force de gravité maximum correspondant à 1,4 fois la masse du Soleil.

Un second état de dégénérescence de la matière est atteint par le résidu laissé par une étoile de masse supérieure ($M < 25 M_{\text{soleil}}$), après son stade de supernova. Une fois terminée la succession de réactions nucléaires menant au fer, le résidu obtenu a en général une masse supérieure à la limite de Chandrasekhar: la pression de dégénérescence électronique est insuffisante pour

(1) Autrement dit elle existe même si la matière est une à une température de 0 K, puisqu'elle ne dépend que de la densité de cette matière.

s'opposer à son effondrement sous son propre poids, qui ne va stopper que lorsque électrons et protons se seront combinés pour donner des neutrons serrés les uns contre les autres, eux aussi agités violemment en raison du principe d'incertitude et générant la pression de dégénérescence neutronique. Celle-ci est maintenant en mesure de mettre fin à l'effondrement, et le processus est terminé: le résidu est devenu un énorme noyau atomique, la densité ρ est de 10^{14} g/cm³.

Il existe ici aussi une masse limite jusqu'à laquelle la pression de dégénérescence neutronique est capable de résister, la limite de Tolman-Oppenheimer-Volkoff (TOV). Elle n'est pas aussi précisément déterminée que la limite de Chandrasekhar parce que les équations d'état de la matière à ces niveaux extrêmes de densité sont mal connues. On estime actuellement qu'elle se trouve aux alentours de $3 M_{\text{soleil}}$.

Lorsque la masse du cœur de l'étoile dépasse cette valeur critique, plus aucune force connue ne permet de maintenir l'équilibre: l'objet s'effondre complètement, toute la masse se trouve concentrée en un point appelé *singularité gravitationnelle*. Ce phénomène survient pour des étoiles de masse initiale d'au moins $15 M_{\text{soleil}}$ et plus.

Les trous noirs sont des objets tellement étranges qu'ils ont été longtemps considérés comme relevant de la science fiction. Aujourd'hui l'existence des trous noirs est une certitude pour la quasi totalité des astrophysiciens.

En tout cas, en tant que seuls habitants de l'ère des trous noirs dans laquelle se trouve maintenant l'univers, ils méritent d'être présentés plus en détail.

6.1.2 Qu'est-ce qu'un trou noir?

On pourrait dire que c'est un objet astrophysique défini par une certaine région de l'espace entourant une masse d'au moins $3 M_{\text{soleil}}$ réduite à un point, la singularité centrale.

On est incapable de décrire la singularité centrale dans l'état actuel des théories physiques. Il faudrait pour cela disposer d'une théorie quantique de la gravitation. Par contre on sait décrire les propriétés physiques de son entourage immédiat ainsi que la façon dont elle influence son environnement.

Cette singularité est le centre d'une sphère immatérielle dont la surface est appelée l'horizon du trou noir, ou aussi "horizon des événements". À l'intérieur, la vitesse de libération qui y prévaut est supérieure à la vitesse de la lumière. Aucun rayonnement, aucune matière, en fait aucune information ne peuvent s'en échapper. L'horizon des événements est ainsi une frontière infranchissable entre l'intérieur du trou noir et le reste de l'univers.

Si l'on est gêné d'appliquer la notion de vitesse de libération à des photons dont la masse est nulle¹, il est plus satisfaisant de considérer que l'espace-temps est tellement recourbé à l'intérieur de cette sphère que le trajet des photons se referme vers l'intérieur, et qu'ils ne peuvent donc s'échapper.

Le rayon de la sphère de l'horizon est le rayon de Schwarzschild qui a été calculé au paragraphe

(1) Le calcul d'une vitesse de libération à la distance R d'un corps de masse M fait intervenir la masse m du corps "s'échappant", par le biais de son énergie cinétique $\frac{1}{2}mv^2$. On écrit en effet que pour qu'un corps de masse m s'échappe définitivement de l'influence gravitationnelle d'un corps de masse M , il faut qu'il soit lancé avec une vitesse telle qu'il puisse atteindre le point où la somme de son énergie cinétique et de son énergie potentielle est nulle. Soit $E = \frac{1}{2}mv^2 - \frac{GMm}{R} = 0$ Il est vrai que la masse m disparaît du calcul, mais pourtant il faut passer par elle. Dans le cas d'un photon, $m = 0$, et la notion d'énergie cinétique n'a pas vraiment de sens...

4.1.4. Il est proportionnel à la masse du trou noir.

A une distance suffisante au delà de l'horizon des événements, le trou noir n'exerce pas plus d'effet que n'importe quel autre corps de même masse. Par exemple si le Soleil se trouvait remplacé par un trou noir de même masse (son rayon ne serait alors que de trois kilomètres), les orbites des planètes resteraient inchangées. De même, si la Terre se trouvait concentrée dans une sphère de rayon 1 cm, alors elle serait un trou noir!

Un trou noir défini par sa sphère d'horizon est en fait un objet très simple si on le compare à une étoile ou même une planète. Il est complètement défini par trois paramètres:

- sa masse
- son moment cinétique
- sa charge

L'explication pour laquelle ces trois paramètres sont suffisants date de 1967, elle fait l'objet du "théorème de calvitie" (le "no hair theorem" anglo-saxon). Celui-ci explique que les seules interactions fondamentales à longue portée étant la gravitation et l'électromagnétisme, les seules propriétés mesurables des trous noirs sont données par les paramètres décrivant ces interactions, à savoir la masse, le moment cinétique et la charge électrique.

Pour un trou noir, la masse et la charge électrique sont des propriétés habituelles que décrit la physique classique (*i.e.* non-relativiste): le trou noir possède un champ gravitationnel proportionnel à sa masse et un champ électrique proportionnel à sa charge. L'influence du moment cinétique est par contre spécifique à la relativité générale. Celle-ci stipule en effet qu'un corps en rotation va avoir tendance à « entraîner » l'espace-temps dans son voisinage.

Plusieurs mécanismes peuvent donner lieu à la formation de trous noirs, chacun correspondant à une gamme de masses différente:

- *Les trous noirs stellaires.* Ils ont une masse de quelques masses solaires. Ils résultent de l'effondrement d'étoiles massives, comme on l'a vu dans le paragraphe précédent. On estime que entre un et dix pour cent des supernovae donnent lieu à un trou noir.
- *Les trous noirs galactiques, ou supermassifs.* Leur masse va de quelques millions à quelques milliards de masses solaires. Leur formation est un sujet à débat entre astrophysiciens. On connaît trois mécanismes susceptibles de les engendrer:
 - A partir de trous noirs primordiaux. En effet, pourquoi ne pas envisager que les fluctuations de densité de cette pâte, dont on admet qu'elles ont été à l'origine de la formation des galaxies, aient été parfois suffisantes pour aboutir directement à un trou noir massif?
 - Du fait de la tendance au grossissement irréversible, qui est l'une des propriétés des trous noirs. On peut alors concevoir qu'un trou noir supermassif se soit formé à partir d'un germe d'un trou noir stellaire, à condition que son environnement soit suffisamment riche en objets astrophysiques pour l'alimenter.
 - Formation directe par effondrement gravitationnel d'un amas d'étoiles.

- *Les trous noirs intermédiaires.* D'une masse entre 100 et 10000 masses solaires, ils ont été découverts récemment en tant que sources de rayons X ultralumineuses (Ultra luminous X ray source, ou ULX) non situées au centre d'amas globulaires, et dont le rayonnement est trop important pour pouvoir provenir d'un trou noir stellaire.
- *Les trous noirs primordiaux.* Ce sont des trous noirs (hypothétiques) qui se seraient formés par condensation de "grumeaux" dans la pâte de l'univers primitif. Aucune contrainte de masse minimum n'existant dans ce cas, des trous noirs de toute taille et de toute masse, aussi bien microscopiques que géants, auraient pu se former à cette époque.

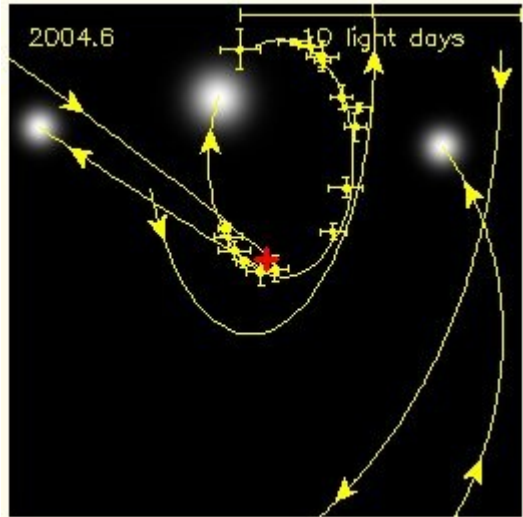


Figure 6.1.: Orbits d'étoiles mesurées autour du trou noir central de la Galaxie. Crédit: Max-Planck-Institute for extraterrestrial physics

On dispose d'observations nombreuses (bien qu'indirectes) de plus en plus précises sur les trous noirs stellaires et galactiques. La figure 6.1 représente l'une des manifestations les plus convaincantes de l'existence d'un trou noir supermassif.

On y voit un certain nombre d'orbites mesurées pendant une dizaine d'années autour du corps marqué d'une croix rouge, Sagittarius A*, au centre de notre galaxie, qui n'est détectable directement qu'en tant que source radio intense. On a pu déduire de ces trajectoires¹ que le corps central avait une masse de 3,3 millions de masses solaires, et une taille de 20 minutes-lumière.

Cette image est un "instantané" extrait d'une spectaculaire animation que l'on peut voir sur le site http://www.einstein-online.info/en/spotlights/milkyway_bh/index.html.

6.1.3 Les types de trous noirs

On distingue quatre types de trous noirs suivant les valeurs que peuvent prendre leur charge électrique Q et leur moment cinétique J , sachant que leur masse M est évidemment toujours positive.

Ils sont rassemblés dans le tableau ci-après:

	$J = 0$	$J \neq 0$
$Q = 0$	Schwarzschild	Kerr
$Q \neq 0$	Reissner-Nordström	Kerr-Newman

Les deux seuls types qui présentent un véritable intérêt astrophysique sont les trous noirs de Schwarzschild et les trous noirs de Kerr.

(1) On ne voit ici que leur projection sur un plan perpendiculaire à la ligne de visée observateur – trou noir, mais elles ont bien entendu été déterminées en trois dimensions.

- Le trou noir de Schwarzschild présente d'abord un intérêt théorique car il a été identifié comme une solution possible des équations de Einstein dès 1916 par Karl Schwarzschild, qui a déterminé la valeur R_s du rayon de la sphère des évènements baptisé Rayon de Schwarzschild en son honneur.

Par ailleurs il est probablement représentatif de bon nombre de trous noirs réels à moment cinétique très faible.

- Le trou noir de Kerr présente quant à lui un intérêt astrophysique considérable. En effet les modèles de formation et d'évolution des trous noirs indiquent que ceux-ci ont tendance à absorber la matière environnante par l'intermédiaire d'un disque d'accrétion dans lequel la matière tombe en spiralant toujours dans le même sens dans le trou noir. Ainsi, la matière communique du moment cinétique au trou noir qui l'engloutit.

Les trous noirs de Kerr sont donc ceux qu'on s'attend à trouver le plus fréquemment dans l'univers.

Les deux autres types présentent une charge électrique non nulle. Actuellement, on pense que la probabilité pour qu'un trou noir conserve durablement une charge électrique significative est extrêmement faible.

On verra pourtant plus loin que de tels trous noirs seraient les seuls susceptibles de survivre à la future évaporation des trous noirs du fait du rayonnement de Hawking, et donc d'avoir une durée de vie indéterminée sinon illimitée.

6.1.4 Les étranges propriétés des trous noirs

Les propriétés d'un trou noir ne peuvent être décrites qu'en faisant appel à la relativité générale. Elles sont essentiellement déterminées par la courbure de l'espace-temps entraînée au voisinage de sa masse de densité "infinie".

L'aide traditionnelle pour essayer de visualiser la déformation entraînée par une masse sur l'espace-temps environnant est celle d'une bille sur un tissu élastique tendu, d'autant plus creusé que la masse est importante. Un trou noir serait alors une bille tellement lourde qu'elle aurait déformé le tissu au point d'y disparaître complètement.

La figure 6.2 est une simulation d'un trou noir dans la Galaxie avec, en arrière plan, les nuages de Magellan ainsi que, presque exactement derrière lui, une étoile de très faible luminosité. Elle montre très bien, en plus du trou noir proprement dit, l'énorme distorsion de son environnement par le biais d'anneaux d'Einstein (ici le dédoublement des nuages de Magellan en arrière plan), ainsi que l'amplification et le dédoublement de l'étoile. On y voit aussi l'"anneau d'Einstein" qui entoure le trou. C'est une zone qui apparaît lorsque un objet comme une étoile ou les nuages de Magellan, comme sur la figure, sont parfaitement alignés avec l'observateur. A titre de curiosité, son rayon angulaire θ_E est donné par la formule suivante: (http://fr.wikipedia.org/wiki/lentille_gravitationnelle):

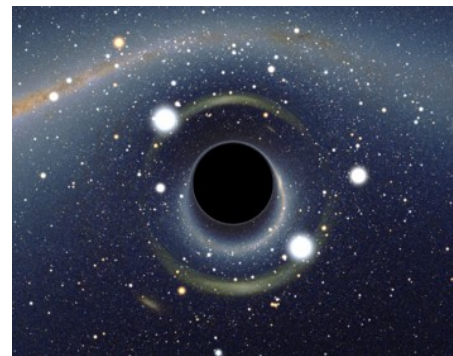


Figure 6.2.: Simulation d'un trou noir stellaire (Crédit: Wikipedia)

$$\theta_E = \left(\frac{4GM}{c^2} \frac{d_{LS}}{d_L d_S} \right)^{\frac{1}{2}} \text{ en radians, où}$$

d_L est la distance entre l'observateur et le trou noir

d_s est la distance entre l'observateur et la source

d_{LS} est la distance entre la source et le trou noir

- *La distorsion de l'espace-temps*

Imaginons deux astronautes, OBSPM et DU-ECU, navigant vers le trou noir de la figure 6.2. OBSPM, plus malin, reste à distance respectueuse de l'horizon des événements du trou noir, tandis que DU-ECU, inconscient, s'en rapproche, il veut voir ce qui se passe. Chacun d'eux porte une montre que l'autre peut lire en permanence (par des moyens non identifiés). A fur et à mesure que DU-ECU se rapproche, OBSPM constate que la montre de son collègue ralentit jusqu'à s'arrêter complètement lorsque DU-ECU atteint l'horizon¹. En même temps, il a de plus en plus de mal à l'apercevoir, son image rougit, devient de plus en plus faible, puis disparaît.

Pendant ce temps, DU-ECU ne remarque rien de particulier en ce qui le concerne lui-même (exception faite d'une certaine tension désagréable entre sa tête et ses pieds, voir ci-dessous "Les effets de marée"). Par contre, il constate que le temps affiché par la montre d'OBSPM défile de plus en plus vite. Lorsqu'il arrive au voisinage de l'horizon, elle tourne un million de fois plus vite, puis un milliard de fois, etc... Il voit alors le futur d'OBSPM, puis celui de tout l'univers lorsqu'il atteint l'horizon des événements.

Lorsqu'il franchit l'horizon, il ne constate rien encore de particulier. Mais il sait qu'il commence un dernier parcours sans espoir de retour.

- *Le décalage vers le rouge de la lumière*

Un autre effet vient se superposer à la décélération du temps. OBSPM a constaté que l'image de DU-ECU devenait de plus en plus brouillée et pâle lorsque celui-ci se rapprochait de l'horizon. Il a tout de suite compris qu'il s'agissait de l'"effet Einstein": les photons émis d'un objet proche de l'horizon des événements sont affaiblis, ou étirés, comme on voudra, car ils perdent leur énergie à vaincre le champ gravitationnel et donc leur longueur d'onde augmente, ils rougissent, puis sortent du domaine visible. Les photons émis depuis l'horizon même voient leur longueur d'onde devenir infinie. Il n'y a plus rien à voir, tout est noir.

En fait c'est un effet lié au ralentissement du temps dont il a été question au paragraphe précédent.

- *Les forces de marée*

Avant même d'avoir franchi l'horizon des événements, DU-ECU, qui a décidé de plonger les pieds en avant vers la singularité, a commencé à se sentir comme étiré entre tête et pieds. Peu après avoir franchi l'horizon, il constate qu'il commence à s'amincir sérieusement: il est victime de la "spaghettisation", un effet des forces de marée exercées par le trou noir. Cet effet dépend du gradient du champ gravitationnel, plus fort aux pieds qu'à la tête. Il est plus élevé à l'approche d'un petit trou noir que d'un gros dont le champ, certes beaucoup plus fort, est relativement plus homogène à distance de l'horizon.

L'important, dans les forces de marée, est moins le sort d'astronautes éventuels que le fait qu'elles sont en mesure de disloquer n'importe quelle particule, si elles sont suffisantes. On verra au paragraphe 6.4 qu'elles permettent d'expliquer le rayonnement de Hawking.

- *Les trous noirs en rotation*

(1) Nous supposons que le trou noir en question a une masse suffisante pour que DU-ECU ne soit pas "spaghettisé" par les forces de marée dès avant son entrée dans la sphère de l'horizon.

Lorsqu'un trou noir est en rotation rapide, ce qui est le cas le plus fréquent, de nouveaux phénomènes apparaissent, en tant que solutions aux équations de la relativité générale¹.

Tout d'abord, la singularité centrale n'est plus ponctuelle mais prend la forme d'un anneau. Cet anneau n'est plus alors un noeud d'espace-temps inexorable vers lequel toute la matière doit converger. Il devient possible de voyager à l'intérieur d'un trou noir en rotation en évitant l'anneau, soit en le survolant soit en passant à travers! C'est la porte ouverte aux spéculations les plus extravagantes sur les voyages spatiaux-temporels et passages d'un univers à un autre via un "trou de ver"... (Crédit: Jean-Pierre LUMINET, Les Troux Noirs).

Par ailleurs, l'influence du trou noir sur la géométrie de l'espace-temps est très forte. La rotation de l'astre doit donc se répercuter sur cette géométrie, mais également sur le mouvement des corps passant à proximité. Il existe d'ailleurs une analogie profonde entre un trou noir en rotation et un tourbillon, comme l'explique Jean-Pierre LUMINET.

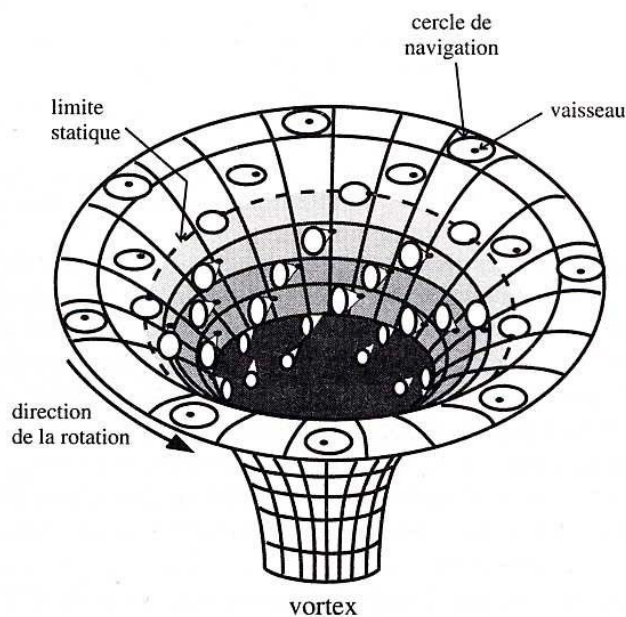


Figure 35 : Le trou noir maelström. Le puits gravitationnel d'un trou noir en rotation ressemble à un tourbillon marin. Un vaisseau spatial entraîné dans les parages du trou noir est aspiré comme un bateau dans un maelström. Dans la région extérieure à la limite statique (en blanc), il peut naviguer à son gré. Dans la zone intermédiaire (en gris), comprise entre la limite statique et l'horizon, il est obligatoirement entraîné dans le sens de rotation du trou noir, ses possibilités de navigation s'amenuisent à mesure qu'il s'enfonce, mais il peut encore s'échapper en naviguant selon une trajectoire en « spirale sortante ». La zone sombre délimitée par l'horizon est le trou noir lui-même ; le vaisseau qui s'y aventure n'a plus aucune chance d'en réchapper même en voyageant à la vitesse de la lumière.

Figure 6.3.: Analogie entre trou noir et tourbillon, par J.P. LUMINET

Ainsi, un observateur immobile à proximité de l'astre va se mettre à légèrement dériver dans le sens de la rotation. Il peut très facilement contrer ce mouvement en se déplaçant

(1) Ces solutions n'ont été trouvées que dans les années 1960, ce qui prouve, s'il en était besoin, la complexité des équations d'Einstein.

lui-même (Zone blanche de la figure 6.3). Mais en se rapprochant du trou noir, il va entrer dans une région, appelée l'*ergosphère*, dans laquelle il est impossible de rester au repos car la vitesse du milieu y est supérieure à sa vitesse propre (Zone grise). Il pourra cependant en sortir en choisissant une trajectoire en spirale en fonction des directions permises par son cercle de navigation, à savoir les directions comprises dans l'angle formé par lui-même, comme sommet de l'angle, et les tangentes à ce cercle.

- *Trou noir et information*

On a vu qu'un trou noir était *complètement* déterminé par seulement trois paramètres, sa masse, son moment cinétique et sa charge. Cette simplicité est à comparer avec le nombre invraisemblable de données qu'exigerait la description complète d'une étoile normale, qui devrait prendre en compte toutes les particules mises en jeu, leur nature, leur énergie, leur position etc..

Or lorsqu'une particule franchit l'horizon du trou noir, toutes ces informations qui la caractérisent sont perdues.

En thermodynamique classique, le fait de rajouter aléatoirement une particule à un système isolé en équilibre ne peut qu'augmenter le désordre du système. En d'autres termes l'entropie de ce système va croître, puisque cela entraîne une augmentation des micro-états possibles correspondant à son l'équilibre, conformément à la définition de l'entropie S donnée par Boltzmann $S = k_B \ln W$, où W est le nombre de micro-états possibles, et k_B est la constante de Boltzmann.

Lorsqu'une particule franchit l'horizon du trou noir, elle est perdue pour l'univers extérieur comme pour le trou noir (puisque celui-ci a anéanti ses caractéristiques), et donc l'entropie totale du système univers + trou noir a diminué puisqu'il y a moins de micro-états possibles, moins de désordre. Il y a donc viol du second principe de la thermodynamique.

Ce problème a occupé un certain nombre de physiciens, en particulier Stephen Hawking, Roger Penrose, Jacob Beckenstein. Ce dernier, s'appuyant sur une démonstration de Hawking suivant laquelle l'aire d'un trou noir ne pouvait qu'augmenter, a montré qu'on pouvait sauver le second principe si l'on acceptait de relier l'entropie S d'un trou noir à la surface de son horizon A .

Hawking a confirmé et développé cette approche¹ en combinant mécanique quantique et relativité générale: l'entropie S est proportionnelle à la surface A du trou noir suivant la formule

$$S = \frac{A k c^3}{4 h G} ,$$

où k , c , h , G sont les constantes fondamentales classiques.

Or tout système qui possède une entropie possède également une température et donc rayonne comme un corps noir à cette température.

D'où la conséquence extraordinaire de l'existence de cette entropie du trou noir: un trou noir a une température, il n'est pas donc pas complètement noir!

Ce résultat peut paraître parfaitement contradictoire avec la définition même du trou noir, dont rien ne peut s'échapper. En fait il ne peut être compris qu'au moyen de la mécanique quantique. C'est un des rares effets calculables du domaine de la gravitation quantique.

(1) Après avoir parié qu'elle était fausse, puis admis qu'il avait perdu son pari!

Le rayonnement de Hawking correspondant est évidemment déterminant dans l'évolution de l'ère des trous noirs. Nous reviendrons sur une explication extrêmement basique du processus générant ce rayonnement au paragraphe 6.4.

6.2 Une estimation du nombre de trous noirs

Quelle sera la population de trous noirs à l'aube de l'ère des trous noirs? Les auteurs tentent l'estimation "à la louche" suivante:

- On peut admettre que toutes les galaxies existant aujourd'hui hébergent en leur centre un trou noir supermassif, de quelques millions à quelques milliards de masses solaires.

On sait également qu'il y a peu de chances pour qu'il existe quantité de tels trous noirs errant dans les halos galactiques. Ils auraient en effet entraîné des dégâts sévères aux disques galactiques en perturbant les orbites stellaires.

Résultat: un trou noir supermassif par galaxie

- Les trous noirs stellaires issus d'explosions de supernovae constituent une population plus nombreuse que les trous noirs galactiques. Environ 3/1000 des étoiles sont nées avec une masse suffisante pour aboutir à un noyau de fer et terminer en supernova. De un à dix pour cent d'entre elles sont estimées donner lieu à un trou noir.

On peut donc évaluer grossièrement à un million le nombre de trous noirs stellaires contenus dans une galaxie, leur masse s'étageant de trois à cent masses solaires, la moyenne se situant plutôt vers la limite basse.

- Vers la 40ème décade cosmologique, les galaxies sont complètement détruites. Il n'y a plus ni gaz ni poussières galactiques, intégrées bien avant dans des étoiles disparues depuis longtemps. Les autres résidus stellaires, les naines brunes et les planètes se seront évaporées par désintégration du proton. Chaque galaxie lègue donc à l'ère des trous noirs de l'ordre de 10^6 trous noirs stellaires dont un supermassif de masse 10^{10} à $10^{11} M_{\text{Soleil}}$.

On peut aussi supposer qu'un certain nombre de trous noirs se rencontreront durant leur mouvement au sein des anciens amas de galaxies, et fusionneront pour former de gigantesques trous noirs "hypermassifs", d'une masse pouvant dépasser $10^{13} M_{\text{Soleil}}$.

- Les auteurs évaluent à $3 \cdot 10^{10}$ le nombre de galaxies peuplant notre univers observable actuel. Il contribuera donc pour environ $3 \cdot 10^{10}$ trous noirs supermassifs et $3 \cdot 10^{16}$ trous noirs stellaires à la population du début de l'ère des trous noirs.
- Mais l'univers observable de la 40ème décade cosmologique sera considérablement plus vaste que l'univers présent, puisque son horizon sera à peu près 10^{30} fois plus éloigné qu'il ne l'est maintenant. En effet, chaque année nous pouvons recevoir la lumière d'objets éloignés de une année-lumière de plus que l'année précédente: l'horizon de l'univers observable augmente de une année-lumière par an. Entre les décades 10 et 40, il se sera effectivement éloigné dans un rapport 10^{30} .

Note: Cette expansion de l'horizon correspond à un volume 10^{90} plus grand, ce qui devrait entraîner 10^{90} plus de trous noirs que maintenant. Ce n'est pas le résultat de Adams et Laughlin, pour qui il y en a 10^{30} fois plus...

6.3 Le rayonnement gravitationnel à l'ère des trous noirs

Nous avons déjà rencontré l'influence du rayonnement gravitationnel sur les orbites stellaires au

début de l'ère dégénérée (cf. paragraphe 5.1.2). Revenons quelques instants sur ce phénomène.

Une bonne façon d'avoir une sorte d'intuition de sa nature (à défaut d'en maîtriser la physique) est d'utiliser de nouveau l'analogie du tissu élastique déjà utilisée précédemment. Fixons ce tissu bien tendu dans un cadre circulaire de grand diamètre, et plaçons y au centre une masse suffisante pour le déformer en y créant un creux. Si nous lançons avec une vitesse convenable une petite bille tangentiellement à la périphérie de ce creux, elle va se mettre à tourner autour du centre. Nous pouvons considérer qu'elle simule dans un espace à deux dimensions la révolution d'un corps autour d'un autre corps plus massif.

Petit à petit, sous l'action des forces de friction entre la bille et le tissu, la bille va entamer un parcours en spirale qui va la faire se rapprocher de la masse principale puis s'immobiliser au fond du creux. La friction que rencontre la bille lui fait *perdre de l'énergie*, elle ne peut plus maintenir son orbite initiale.

La situation est similaire à celle de deux objets astrophysiques tournant autour de leur centre de gravité commun. Pour simplifier, supposons que ces deux corps ont des masses très différentes, comme une planète et une étoile.

L'espace-temps est courbé et creusé par l'étoile, et force la planète à tourner autour de l'étoile. Or ce système accéléré (puisque les orbites sont des ellipses) émet des ondes gravitationnelles, c'est à dire des perturbations périodiques de l'espace-temps¹, qui lui font perdre de l'énergie. La période de révolution de la planète va progressivement diminuer, en même temps que le rayon de son orbite qui va finir par s'annuler.

La durée caractéristique de ce rétrécissement d'orbite (orbital decay en anglais) est donné par la formule suivante:

$$\eta_{OD} = \frac{\pi}{2} \frac{c^5 R_0^4}{G^3 M_*^3}$$

où M_* est la masse du système et R_0 est la distance initiale entre les deux corps.

Exprimée en décade cosmologique, la formule devient

$$\eta_{OD} = 19,4 + 4 \log_{10}[R_0/(1 \text{ AU})] - 3 \log_{10}[M_*/1 M_{\text{Soleil}}] ,$$

formule déjà rencontrée dans le paragraphe 5.1.2.

On peut utiliser cette formule pour calculer la distance maximum séparant deux trous noirs aujourd'hui afin qu'ils fusionnent pendant l'ère des trous noirs sous l'effet du rayonnement gravitationnel.

On arrive alors aux résultats suivants, rassemblés dans le tableau ci-dessous:

Si la distance séparant aujourd'hui deux trous noirs est au maximum de:	Ils pourront fusionner sous l'effet du rayonnement gravitationnel lors de la décade
2 années lumière	# 40
650 années lumière	# 50

(1) de même que des particules chargées, des électrons par exemple, mises en mouvement alternatif donc accéléré par une antenne, créent une perturbation du champ électromagnétique qui se propage en tant qu'onde radio.

100 000 années lumière, soit le diamètre de notre Galaxie	# 60
Séparation \sim rayon de notre univers observable	# 80

6.4 Le rayonnement de Hawking et l'évaporation des trous noirs¹

6.4.1 Comment se crée le rayonnement de Hawking?

Le rayonnement de Hawking est généré à partir de l'énergie du vide, qui est d'origine purement quantique.

Comme nous l'avons déjà mentionné au paragraphe 3.2 (encadré 2), il est possible de violer la loi de la conservation de l'énergie pendant un temps inversement proportionnel à la quantité d'énergie temporairement créée, grâce à l'inégalité temps – énergie de Heisenberg.

Ceci entraîne que le vide peut être considéré comme perpétuellement agité par la création et la destruction de paires de particules, comme des électrons et des positrons, des quarks et des anti-quarks et même des photons (qui sont leurs propres anti-particules).

Examinons une paire de particules virtuelles qui vient de se créer au voisinage de l'horizon d'un trou noir. Il est possible que, durant sa brève existence, une des composantes franchisse l'horizon et gagne suffisamment d'énergie pour être promue, en même temps que son anti-particule, au rang de particule réelle. Cet apport d'énergie-masse se fait aux dépens de l'énergie gravitationnelle du trou noir.

La seconde anti-particule devenue réelle peut à son tour franchir l'horizon fatal, dans ce cas le bilan énergétique de l'opération est nul. Mais elle peut aussi s'échapper, et le trou noir a finalement rayonné de l'énergie.

Une autre façon d'envisager la production de particules réelles consiste à faire intervenir les forces de marée régnant à proximité de la surface d'un trou noir. Si elles sont suffisamment fortes, elles peuvent séparer les deux composantes virtuelles. Le travail des forces produit par cette séparation fournit précisément l'énergie nécessaire pour créer les particules sans violer la loi de conservation de l'énergie, mais aux dépens de la masse du trou noir. Tous calculs faits, une des particules de la paire tombe dans le trou noir tandis que l'autre peut s'échapper à l'infini, loin de l'horizon.

Cette seconde façon de présenter le rayonnement de Hawking a l'avantage de faire comprendre immédiatement qu'un trou noir de faible masse s'évaporerait plus rapidement qu'un trou noir supermassif. On a vu en effet au paragraphe 6.1.4 (alinéa "Forces de marées") que les forces de marées étaient beaucoup moins fortes au voisinage de l'horizon pour des trous noirs très massifs que pour des trous noirs de faible masse.

Le résultat final est strictement un rayonnement de corps noir comportant tous les types de particules possibles et dont la température s'élève, avec la luminosité, au fur et à mesure que le trou noir diminue et s'évapore.

La surface de l'horizon du trou noir diminuant en même temps que la taille, l'entropie du trou noir baisse aussi et cela semble contredire le second principe de la thermodynamique. Il n'en est rien.

(1) On trouve un bon dossier Futura-Sciences qui traite de ce sujet, "Du corps noir au trou noir", voir la bibliographie

Le rayonnement du corps est lui-même très désordonné et possède aussi une entropie. Hawking a démontré que, au total, entre la formation et l'évaporation du trou noir, l'entropie de l'univers avait bien augmenté.¹

6.4.2 Le temps d'évaporation des trous noirs

Puisqu'il rayonne comme un corps noir, le trou noir a une température. Pour un trou noir de masse M , la température vaut

$$T_{BH} = \frac{\hbar c^3}{8\pi kGM} \quad (a),$$

où k , c , \hbar , G sont les constantes fondamentales classiques.

Un trou noir d'une masse solaire a une température de 10^{-7} K. La température du trou noir central de notre galaxie, dont la masse est d'environ trois millions de masses solaires, est de 10^{-13} K.

La thermodynamique impose que la chaleur aille du plus chaud vers le plus froid. Or, à l'heure actuelle, le fond du rayonnement cosmique est à 2,73 K, il est donc beaucoup plus chaud que les trous noirs: en ce moment les trous noirs absorbent de l'énergie, leur masse augmente de ce fait, même si c'est dans des proportions infinitésimales.

Un trou noir d'une masse solaire ne pourra commencer à s'évaporer que lorsque la température du fond cosmique sera descendue en dessous de 10^{-7} K du fait de l'expansion de l'univers. On peut facilement calculer cette date si l'on connaît l'évolution du "facteur d'échelle" de l'univers en fonction du temps (cf. encadré 8). En effet, dire que la température du fond cosmique a baissé de 2,73 K à 10^{-7} K signifie que les longueurs d'ondes se sont étirées dans le rapport $2,73/10^{-7} = 2,73 \cdot 10^7$, ce qui n'est autre que le facteur d'échelle à cette époque.

On trouve, à partir de la formule (b) de l'encadré 8 qu'il faudra attendre la décade cosmologique 21 pour que cette température soit atteinte et que démarre le rayonnement de Hawking des trous noirs de une masse solaire.

La durée caractéristique d'évaporation d'un trou noir augmente avec le cube de sa masse. Elle est calculée par les auteurs selon la formule suivante:

$$\eta_{BH} = 83 + 3 \log_{10} [M_{BH} / 10^6 M_{Soleil}]$$

Selon ce processus, un trou noir d'une masse solaire aura donc disparu à $\eta_{BH} = 65$. Un trou noir supermassif de 10^{11} masses solaires se sera évaporé vers $\eta_{BH} = 98$.

La figure 6.4 illustre les différentes phases de l'évaporation d'un trou noir d'une masse solaire. L'échelle sur la gauche de la figure indique le diamètre de Schwarzschild suivant les étapes.

(1) Nous admettons "sur parole" cette conclusion faute de pouvoir la "sentir".

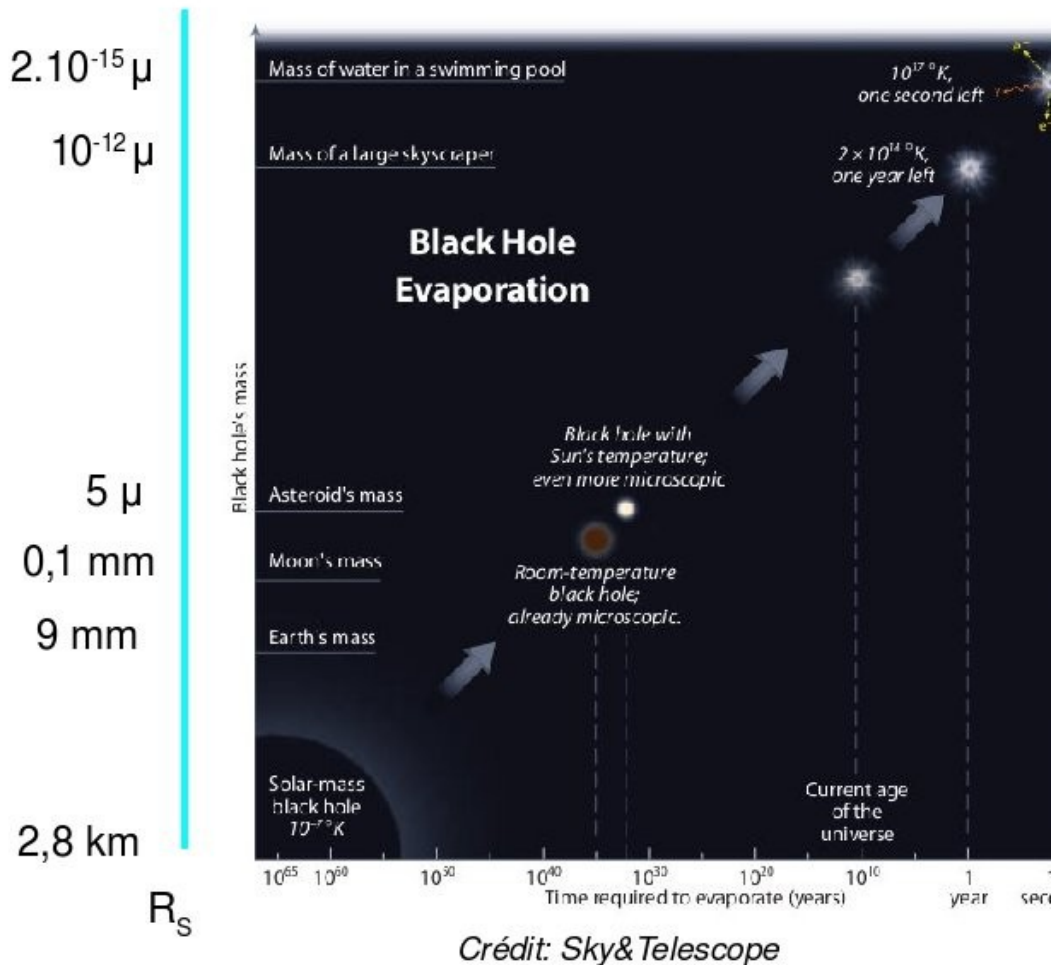


Figure 6.4.: L'évaporation d'un trou noir d'une masse solaire

On peut donc conclure que, à partir de $\eta_{\text{BH}} \sim 100$, l'univers ne contiendra pratiquement plus que du rayonnement et des particules comme des électrons, positrons et autres produits de réactions... On peut ainsi dater la fin de l'ère dégénérée.

Encadré 8 – Facteur d'échelle, constante de Hubble en fonction du temps

1) Le facteur d'échelle $R(t)$ en fonction du temps

Considérons deux galaxies G_1 et G_2 . Le facteur d'échelle $R(t)$ de l'univers à un instant t compté à partir du big bang est défini comme le rapport entre les distances $D(t)$ et $D(t_0)$, $D(t)$ étant la distance entre ces deux galaxies à l'instant t , et $D(t_0)$ leur distance actuelle. Aujourd'hui le facteur d'échelle de l'univers vaut donc 1. Le facteur d'échelle est un nombre sans dimension.

L'évolution en fonction du temps du facteur d'échelle ne peut se calculer rigoureusement qu'à partir des équations de Friedmann, du nom du scientifique russe qui les a écrites sous la forme que l'on connaît aujourd'hui. Ces équations sont une application de la relativité générale à l'univers dans son ensemble.

Ce calcul rigoureux est compliqué. Il se trouve qu'un raisonnement simpliste, purement

newtonien, basé sur le calcul fait au paragraphe 2.1 permet cependant de trouver le bon résultat.

Rappelons l'équation (a) de ce paragraphe 2.1 (Nous avons ici changé de notation, r est devenu $D(t)$):

$$v_{lib} = \sqrt{\frac{2G.M}{D(t)}}$$

L'univers est plat si, pour un t quelconque, la vitesse d'éloignement d'un corps distant de $D(t)$ est justement égale à cette vitesse de libération. On peut alors l'écrire sous la forme:

$$v(t) = \frac{dD(t)}{dt} = \sqrt{(2GM)} \cdot [D(t)]^{-\frac{1}{2}}$$

ce qui s'écrit aussi, puisque $D(t) = R(t) \times D(t_0)$

$$\frac{dR(t)}{dt} = K \cdot [R(t)]^{-\frac{1}{2}}, \text{ K étant une constante}$$

Cette équation admet comme solution, en tenant compte de ce que $R(t_0) = 1$

$$R(t) = \left(\frac{t}{t_0}\right)^{\frac{2}{3}} \quad \text{■ (b)}$$

2) Le paramètre de Hubble $H(t)$ en fonction du temps

Le facteur d'échelle s'applique aussi à l'univers dans son ensemble, et en particulier à son volume. En admettant que la masse – énergie de l'univers est constante, sa densité volumique varie comme $1/R^3$: si le facteur d'échelle (et donc aussi le diamètre de l'univers) double, le volume augmente d'un facteur 8, et ρ diminue d'autant. Donc

$$\rho(t) = \frac{\rho(t_0)}{[R(t)]^3}$$

Par ailleurs, on a admis que l'univers est plat. La constante de Hubble $H(t_0)$ (aujourd'hui) est alors égale à sa valeur critique qui s'exprime, comme on l'a vu au paragraphe 2.1, en fonction de $\rho(t_0)$ par la formule suivante:

$$H(t_0) = H_{crit} = \sqrt{\frac{8}{3} \pi G \rho(t_0)}$$

Si la constante de Hubble est égale à sa valeur critique aujourd'hui, elle l'a toujours été et le sera toujours, car le taux d'expansion est déterminée par la masse-énergie de l'univers, qui est invariable. On peut donc écrire

$$H(t) = \sqrt{\frac{8}{3} \pi G \rho(t)}$$

La "constante" de Hubble varie avec le temps.

Au temps t la loi de Hubble s'écrit $v(t) = H(t) \cdot D(t)$, soit aussi sous la forme:

$$\frac{1}{D(t)} \cdot \frac{dD(t)}{dt} = H(t) \quad \text{soit encore, puisque } D(t) = R(t) \times D(t_0)$$

$$\frac{1}{R(t)} \cdot \frac{dR(t)}{dt} = H(t) \quad \text{(c)}$$

Finalement, si on reporte dans (c) l'expression (b) de $R(t)$, on trouve:

$$H(t) = \frac{2}{3t}$$

L'âge de l'univers aujourd'hui (au temps t_0) est donc

$$\hat{\text{Age Univers}} = \frac{2}{3H(t_0)} \quad (1)$$

Remarque: On peut se demander pourquoi, habituellement, l'âge de l'univers est calculé en utilisant la formule suivante:

$$[\hat{\text{Age Univers}}] = \frac{1}{H(t_0)} \quad (2)$$

Cette formule n'est en fait qu'une évaluation basée sur l'hypothèse que la "constante" de Hubble est effectivement une constante, et donc qu'elle n'a pas varié depuis le début de l'expansion de l'univers.

Dans ce cas on peut effectivement dire que si la constante H vaut 71 km/s/Mpc, alors deux objets aujourd'hui distants de 1 Mpc ont dû être confondus à un moment dans le passé distant de l'instant présent d'une valeur égale à leur distance actuelle divisée par leur vitesse, autrement dit il y a 1 Mpc / (71 km/s) secondes. Cette valeur n'est autre que $1/H$.

C'est ce qu'on peut appeler une "valeur caractéristique" de l'âge de l'univers. Les anglo-saxons parlent de "Hubble time scale".

La formule (2) fournit ainsi un ordre de grandeur de l'âge de l'univers, tandis que (1), qui est basée sur un paramètre de Hubble dépendant du temps, est certainement plus exacte dans l'hypothèse d'un univers plat.

6.5 Les derniers instants d'un trou noir

Au fur et à mesure que la masse d'un trou noir diminue sa température augmente, comme le montre la formule (a) du paragraphe 6.4.2. Il atteint la température du Soleil, soit à peu près 5800 K, lorsque sa masse est $2 \cdot 10^{19}$ kg.

Pour nous faire plaisir, nous avons calculé dans l'encadré 9 comment pourrait apparaître ce trou noir à un astronaute croisant dans ses parages.

D'après les auteurs, la fin du trou noir se produit lorsque sa masse n'est plus que de un million de

tonnes. Sa température est alors de 10^{17} K, et il se produit une explosion qui transforme intégralement la masse en énergie de rayonnement, essentiellement du rayonnement gamma, et en particules lourdes variées dont des protons. Peut être même y a-t-il production de Wimps.

Il y aura en particulier création de protons et d'électrons, ainsi que de leurs anti-particules. La situation n'est pas sans rappeler celle de l'ère hadronique, au cours de laquelle l'annihilation de la quasi totalité des protons et antiprotons n'a laissé subsister qu'un faible surplus de protons à l'origine de la formation de la matière baryonique. On peut alors imaginer que le même processus pourra parfois se dérouler après l'explosion d'un trou noir, et aboutir occasionnellement à des molécules d'hydrogène. Celles-ci, bien sûr, disparaîtront à leur tour très rapidement sous l'action de la désintégration de leurs protons¹.

Si un trou noir s'est chargé électriquement au cours de sa vie, il ne pourra pas transformer l'intégralité de sa masse en énergie, du fait de la conservation de la charge électrique. Le rayonnement de Hawking devra cesser au moment où l'énergie de masse du trou noir sera comparable à l'énergie électrostatique de la charge.

Aucun processus connu aujourd'hui ne permet de prédire la fin d'un tel trou noir. Vu de nous, il est éternel!

Encadré 9 – Un astronaute aux abords d'un trou noir de température solaire

- La température du rayonnement de Hawking d'un trou noir de masse M_{BH} est donnée par la formule (a) du paragraphe 6.4.2

$$T_{BH} = \frac{\hbar c^3}{8 \pi k G M_{BH}}, \text{ avec}$$

$k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ J/K, constante de Boltzmann

$\hbar = h/2\pi = 1,06 \cdot 10^{-34}$ J.s, constante de Planck

$G = 6,67 \cdot 10^{-11}$ m³/kg/s², constante de gravitation

$c = 3 \cdot 10^8$ m/s, vitesse de la lumière

Pour $T_{BH} = 5800$ K, température de la surface du Soleil, on trouve $M_{BH} = 2,1 \cdot 10^{19}$ kg.

- Cherchons la distance d du trou noir à laquelle devrait se trouver un astronaute pour ressentir une accélération égale à celle de la Terre, soit $g = 9,8$ m/s² :

$$g = \frac{G M_{BH}}{d^2},$$

on trouve **$d = 12$ km.**

- Que verra l'astronaute?

Assimilons le trou noir à une sphère de rayon égal à son rayon de Schwarzschild R_S et de température de surface égale à 5800 K.

(1) En à peine 10^{37} ans, comme on l'a vu au paragraphe 5.7.1, ce qui est parfaitement négligeable par rapport aux durées des décades cosmologiques en question ici.

$$R_s = \frac{2GM}{c^2} = 6,2 \cdot 10^{-8} \text{ m}$$

La luminosité du trou noir vaut donc, d'après la loi de Stefan ($\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-4}$):

$$L = 4\pi R_s^2 \cdot \sigma T^4 = 6,2 \cdot 10^{-8} \text{ W}$$

A la distance $d = 12 \text{ km}$, l'astronaute recevra un flux $F_{\text{BH}} = L/4\pi d^2 = 3,4 \cdot 10^{-17} \text{ W/m}^2$.

Pour calculer simplement la magnitude apparente que le trou noir présenterait pour l'astronaute, on utilise la valeur de la constante solaire: le Soleil, de magnitude apparente $-26,9$, génère au niveau du sol un flux F_{Soleil} de 1565 W/m^2 . On peut donc écrire:

$$m_{\text{Soleil}} - m_{\text{BH}} = 2,5 \log \frac{F_{\text{Soleil}}}{F_{\text{BH}}}, \text{ d'où l'on tire } m_{\text{BH}} = 22,4$$

L'astronaute ne pourrait bien entendu pas apercevoir le trou noir à l'oeil nu. Il pourrait cependant le visualiser au moyen d'une pose photographique de longue durée avec un bon instrument du genre le T152 de l'OHP...

6.6 Y aura-t-il toujours des trous noirs?

C'est par cette question que les auteurs terminent le chapitre relatif à l'ère des trous noirs.

Cette formulation a quelque chose de gênant dans la mesure où elle implique que l'on est capable de donner une réponse à une question relative à l'infini, tout en restant dans le domaine de l'astrophysique. Les trous noirs, décidément, incitent à ce genre de question, puisque, en plus de présenter une singularité de densité "infinie", ils sont soupçonnés de pouvoir vivre éternellement. Or l'utilisation du terme *infini* déclenche inévitablement l'évocation du terme *spéculation*...

En fait cette question aurait pu être formulée, de façon moins concise, en se demandant si l'on peut imaginer des processus ou des configurations de l'espace-temps prolongeant la vie des trous noirs au delà de toutes limites accessibles aux connaissances (disons même à l'esprit humain) actuelles. C'est d'ailleurs à cette interprétation de la question que les auteurs tentent de répondre.

Pour eux, il n'est pas impossible que les trous noirs subsistent bien au delà de 100ème décade cosmologique, dont a dit précédemment qu'elle marquait la fin de l'évaporation des derniers trous noirs les plus massifs du fait du rayonnement de Hawking. Or on peut imaginer que ces trous noirs massifs continuent à croître par fusion avec d'autres trous noirs à *un rythme suffisant pour compenser leur évaporation*.

Cela dépendrait de la nature réelle de l'univers, plat ou ouvert.

Des régions nouvelles de l'univers sont dévoilées au fur et à mesure que le temps passe. Si l'univers est plat, son expansion se poursuit indéfiniment, mais la vitesse de cette expansion tend vers zéro. Ces nouvelles régions sont alors susceptibles d'interagir et d'entrer en contact gravitationnel avec les plus anciennes.

Dans le futur lointain d'un univers plat, des super amas d'ex galaxies mortes pourront attirer d'autres super amas pour former d'énormes conglomerats de milliards de trous noirs. A l'intérieur pourront se dérouler les mêmes phénomènes de relaxation et de fusion vers le centre que ceux

déjà rencontrés à propos de la fin des galaxies (cf. paragraphe 5.1): les trous noirs les plus massifs ont tendance à s'agglomérer au centre de l'amas (sous l'effet du rayonnement gravitationnel) et, éventuellement, à fusionner, tandis que les plus légers sont éjectés.

Si ce processus a bien lieu, alors les trous noirs hypermassifs au centre de ces conglomerats pourront survivre tant qu'il continuera, bien au delà de la 100ème décade cosmologique: le temps d'évaporation d'un trou noir de masse $10^{13} M_{\text{soleil}}$ correspond à $\eta \sim 134$.

Il est beaucoup moins probable que ce même processus puisse agir si l'univers est ouvert. En effet sa vitesse d'expansion est telle qu'elle que l'attraction gravitationnelle sera insuffisante pour compenser l'éloignement grandissant entre les super amas, empêchant les grands trous noirs centraux d'accroître leur masse et de compenser leur évaporation.

7 - L'ÈRE SOMBRE, $\eta > 100$

Cette ère se situe à un horizon tellement lointain qu'elle relève nécessairement de la spéculation¹. Tout au moins en partie. Tout ce qu'on peut espérer, c'est en faire une description qui soit "raisonnable", sans viser évidemment à la moindre précision.

A partir de la 100^{ème} décennie cosmologique, il n'y a semble-t-il plus aucun objet astrophysique structuré dans cet univers proche du zéro absolu (sauf peut-être un petit nombre de trous noirs hypermassifs de masse initiale dépassant largement les 10^{11} masses solaires, et qui n'ont pas encore fini de s'évaporer). Il n'y a que des résidus laissés par les mécanismes énergétiques des ères antérieures sous forme de rayonnement de très faible énergie, et de particules de faible masse. Il n'y a plus de protons depuis longtemps, plus de matière baryonique ordinaire.

L'univers continue son expansion, et fait face au danger le plus évident de "mort thermique", cet état final d'entropie constante où il n'y a plus place pour le moindre système local organisé, la moindre structure.

Est-ce la seule perspective possible de cet univers au début de l'ère sombre, ou bien peut-il encore s'y passer quelque chose d'excitant? Pourquoi pas, si l'on ose des extrapolations en limite extrême des théories physiques d'aujourd'hui. Tellement "limite" d'ailleurs qu'elles pourront être taxées de science-fiction...

Avant d'en arriver là, il faut commencer par faire un inventaire du contenu de cet univers.

7.1 Un inventaire de l'univers à $\eta = 100$

7.1.1 Des particules

Ce sont essentiellement des électrons et des positrons, plus quelques particules plus lourdes. D'où viennent-elles?

Elles ont trois origines identifiables:

- *À partir de la matière baryonique*

La première chose à remarquer est que la loi de la conservation de la charge électrique semble être une loi strictement respectée dans la nature. Chaque positron est donc associable à un électron quelque part ailleurs dans l'univers.

A l'heure actuelle, la matière baryonique ordinaire est constituée surtout d'hydrogène, soit un proton associé à un électron. Lors de la désintégration du proton qui agit pendant l'ère dégénérée, il y a création d'un positron (cf. figure 5.3), alors que l'électron reste intact. Or, comme on l'a vu plus haut, à cette époque l'essentiel de la matière se trouve sous forme de matière dégénérée dans les résidus stellaires. Dans ce milieu très dense, les positrons issus de la désintégration du proton n'ont aucun mal à rencontrer un électron et par conséquent à s'annihiler pour fournir du rayonnement de photons et neutrinos. On peut donc affirmer que presque toute la matière baryonique ordinaire est transformée en rayonnement de photons et de neutrinos.

Pourtant, la formation des étoiles et de leurs résidus n'épuise pas à 100% l'hydrogène et les quelques autres éléments lourds du gaz d'origine. Certains protons vont terminer leur vie en liberté, à l'extérieur des résidus stellaires. Ils généreront ainsi des positrons qui

(1) Certains ne pourront s'empêcher de penser que cela est également vrai pour les ères précédentes. Tout est relatif!

auront de grandes chances d'échapper à l'annihilation, et de parvenir jusqu'à l'ère sombre, en même temps que les électrons issus des atomes d'origine mais séparés d'eux.

- *À partir de la matière non baryonique*

La matière non baryonique, sous forme de WIMPS, fournit aussi une contribution à la population de particules de l'ère sombre. On a vu au chapitre 5.3 que la plupart des WIMPS s'annihilaient soit par collision directe soit après avoir été piégés dans les résidus stellaires. Il en résulte de nouveau du rayonnement et des particules diverses dont des électrons et des positrons qui s'annihilent eux-mêmes quasi instantanément à l'intérieur de la matière dense des résidus stellaires. Ceux résultant des collisions directes peuvent survivre jusqu'à l'ère sombre, comme dans le cas de la matière baryonique.

Il reste forcément des WIMPS pour échapper à l'un ou l'autre de ces mécanismes d'annihilation. On n'a aujourd'hui aucune idée sur la durée de vie de ces particules, et donc on ne peut prédire si elles feront partie ou non de l'inventaire de l'ère sombre. Mais de toutes façons elles auront participé à la peupler en positrons et en électrons.

- *À partir des trous noirs*

Le rayonnement de Hawking se traduit aussi par la formation de particules réelles, dont des positrons et des électrons. De plus, lors de sa fin de vie, un trou noir génère également toutes sortes de particules lourdes, dont des protons (cf. paragraphe 6.5). Ceux-ci se désintègreront à leur tour mais cette fois à l'intérieur d'une échelle de durée qui fera apparaître leur temps de désintégration comme tout à fait négligeable: il suffit de comparer la durée caractéristique de 10^{37} ans adoptée pour cette désintégration et la durée de l'ère cosmologique N° 100, de durée 10^{100} ans: la désintégration apparaît alors comme quasi instantanée.

On peut s'amuser à évaluer la densité en électrons et positrons de l'univers à cette époque (cf. encadré 10). La valeur obtenue de une particule par volume de 10^{182} mètres cube ne signifie plus rien pour l'esprit humain.

Encadré 10 – La concentration en électrons et positrons de l'univers à $\eta = 100$

On a vu au paragraphe 2.1 que la valeur la plus récente de la densité de l'univers en matière baryonique était évaluée à 5% de la densité critique (soit $\Omega_{\text{matière baryonique}} = 0,05$).

La densité critique *aujourd'hui* se calcule à partir de la formule suivante de ce même paragraphe

$$\rho_{\text{crit}} = \frac{3H^2}{8\pi G}$$

$H = 71 \text{ km/s/Mpc}$ (ou $2,3 \cdot 10^{-18} \text{ s}^{-1}$) étant la valeur actuelle du paramètre de Hubble. On trouve que $\rho_{\text{critique}} = 9,47 \cdot 10^{-27} \text{ kg/m}^3$, ce qui correspond à environ 5,7 protons par m^3 (masse du proton $m_p = 1,67 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$). C'est une valeur moyenne intégrée sur l'ensemble de l'univers.

Si l'on suppose, comme le font Adams et Laughlin, que 99% de ces protons ont disparu au sein des résidus stellaires (comme on l'a mentionné dans le corps de ce chapitre 7.1.1), il en reste 1% susceptibles de s'être désintégrés en électrons et positrons libres peuplant l'espace du début de l'ère sombre. Ce qui donne environ 0,06 électron et positron par m^3 de l'univers d'aujourd'hui.

Or, d'ici le début de l'ère sombre, l'univers aura poursuivi son expansion, il se sera dilaté dans le

rapport d'échelle des distances $R(t)$ défini dans l'encadré 8 (voir chapitre 6.4)

$$R(t) = \left(\frac{t}{t_0}\right)^{\frac{2}{3}} = \left(\frac{10^{100}}{10^{10}}\right)^{\frac{2}{3}} = 10^{60}$$

Son volume, quant à lui, aura alors augmenté dans un rapport de 10^{180} . Autrement dit, on trouvera en moyenne six¹ électrons et positrons pour 10^{182} m^3 à $\eta = 100$.

Il n'est pas possible de prendre conscience de l'énormité de ce volume élémentaire affecté à une seule paire de particules. On peut le comparer au volume de notre univers actuel, qui "ne fait que" 10^{78} m^3 !

7.1.2 Du rayonnement

C'est une autre composante importante de l'univers de l'ère sombre. Il comprend des contributions de diverses sources de rayonnement qui sont apparues au cours de l'évolution de l'univers, depuis le big bang jusqu'à l'évaporation des trous noirs.

Chacun de ces rayonnements est dominant à une période déterminée de l'histoire, exprimée en décade cosmologique dans le diagramme de la figure 7.1. L'axe vertical représente le rapport entre la densité d'énergie de rayonnement et la densité d'énergie-masse totale.

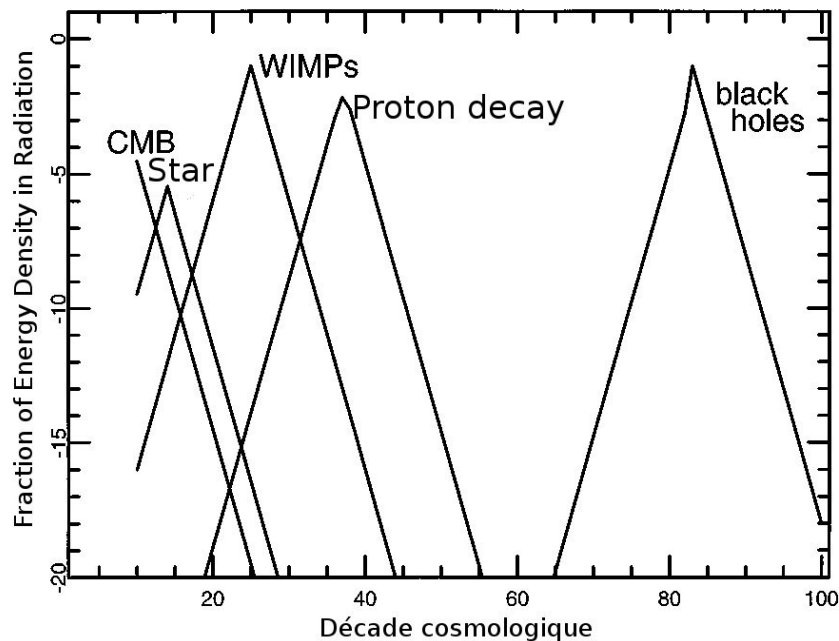


Figure 7.1.: Sources de rayonnement au cours de l'évolution de l'univers
Crédit: Adams & Laughlin

Chacun de ces rayonnements passe par un maximum d'énergie, qui diminue ensuite au fur et à mesure de l'expansion de l'univers: les longueurs d'ondes des photons sont "étirées" (c'est l'effet "redshift") ce qui entraîne une décroissance de leur énergie.

(1) Les auteurs trouvent qu'il y a une seule particule (au lieu de six) dans ce même volume. Cette différence est supérieure aux erreurs d'arrondi ou de valeurs utilisées pour le paramètre H, nous n'avons pas identifié la cause de notre erreur...

A l'heure actuelle le CMB est le rayonnement dominant, avec une densité d'énergie correspondant à sa température de 2,7 K, soit une longueur d'onde caractéristique de 1 à 2 mm. Cette longueur d'onde sera devenue 10^{60} plus longue à $\eta = 100$ (voir encadré 10), soit 10^{41} années lumière, c'est à dire beaucoup plus que le diamètre actuel de l'univers.

Aujourd'hui toujours, les étoiles injectent de l'énergie de rayonnement dans l'univers. La figure 7.1 montre que la densité d'énergie correspondante sera égale à celle du CMB, qui entre temps aura diminué, aux environs de la décade cosmologique #12. À cette époque l'énergie des étoiles sera essentiellement celle rayonnée par les naines rouges.

Puis le rayonnement résultant de l'annihilation des WIMPS prendra le dessus vers la décade 17 sur le rayonnement des étoiles. Et ainsi de suite pour les autres sources de rayonnement qui ont été passées en revue dans les chapitres précédents.

Le résultat de tout ceci est que le rayonnement de l'univers au début de l'ère sombre reflétera, d'une certaine façon, toute son histoire passée.

Mais en plus son énergie caractéristique sera extraordinairement faible. Adams et Laughlin estiment en conclusion que l'univers de cette époque sera dominé plutôt par la matière (c'est à dire par l'énergie de masse des particules) que par l'énergie de rayonnement. Dont acte!

7.1.3 De l'énergie du vide

C'est la composante la plus mystérieuse, la plus incertaine. C'est pourtant cette énergie noire (ou sombre, suivant les sources) qui détermine la plupart des scénarios du futur lointain de l'univers.

L'énergie du vide est le plus souvent associée à la constante cosmologique Λ introduite par Einstein (voir Encadré 1), qui fournit une force répulsive s'opposant à la force gravitationnelle, et ceci indépendamment de toute contraction ou expansion de l'univers¹.

Cette force répulsive modifie notablement l'allure de l'expansion de l'univers, mesurée par le facteur d'échelle, comme on le voit sur la figure ci dessous.

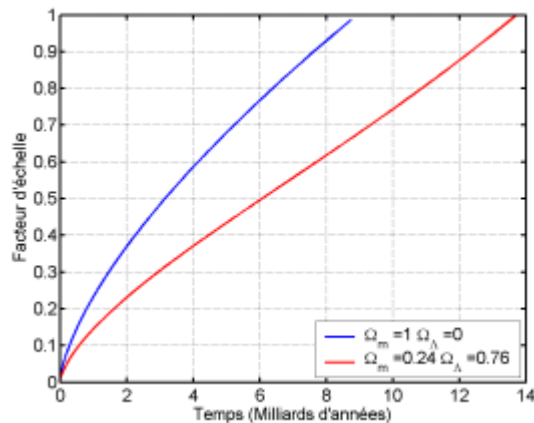


Figure 7.2.: Deux modèles d'expansion de l'univers
Crédit: A. Füzfa

La courbe en bleu est celle que l'on trouve, dans la littérature, le plus fréquemment associée à un univers plat. Elle correspond à un modèle à dominante de matière (où $\Omega_m = 1$). La courbe en rouge, plus "moderne", reflète une contribution dominante de l'énergie noire (76% du total). On voit que la variation de sa pente change de sens, l'expansion s'accélère. Elle s'est accélérée depuis

(1) Il existe une forme variant avec l'expansion, la "quintessence".

environ cinq milliards d'années.

Il est à noter que l'estimation de l'âge de l'univers, qui correspond à un facteur d'échelle de 1, diffère suivant le modèle utilisé.

Le gros problème avec la constante cosmologique¹ est l'écart phénoménal, de plusieurs dizaines d'ordres de grandeur qu'il existe entre sa "valeur cosmologique", c'est à dire celle qu'on déduit des mesures de la vitesse d'expansion de l'univers, et de la valeur que l'on peut évaluer à partir de la physique quantique (le principe d'incertitude servant de point de départ). Le sujet est rendu d'autant plus compliqué que l'on trouve plusieurs valeurs différentes suivant l'approche quantique utilisée.

Il semble que le problème pourrait être au moins en partie résolu si la constante cosmologique était remplacée par la "quintessence", qui elle serait une énergie du vide variant dans le temps et dans l'espace. Cette nouvelle approche poserait pourtant de nouveaux problèmes redoutables, car elle impliquerait une interaction entre matière et énergie du vide, ce qui conduirait à une variabilité des constantes fondamentales de la physique.

Pour l'instant nous nous contenterons de considérer que c'est cette incertitude sur l'énergie du vide qui conduit aux différents scénarios du futur lointain cités ci-après (sauf peut-être le premier).

7.2 Quelques spéculations sur le futur lointain

7.2.1 La mort thermique de l'univers

Le concept de "mort thermique" de l'univers a été introduit pour la première fois par William Thomson (Lord Kelvin) au milieu du XIX^{ème} siècle, époque de l'émergence des lois de la thermodynamique. Selon la seconde de ces lois, l'univers étant un système isolé, son entropie ne peut que s'accroître jusqu'à atteindre une valeur maximum (et donc constante). Dans cet état, on peut dire que toutes les sources d'énergie se sont "diluées" vers les zones de moindre énergie, ou encore qu'il n'y a plus ni sources chaudes ni sources froides: l'univers est à une température parfaitement uniforme. Aucun travail, aucune structure organisée ne sont plus possibles dans un tel système.

On peut donc dans ce cas le considérer comme mort. Ce qui ne veut d'ailleurs pas dire qu'il n'existe plus, ne serait-ce qu'en vertu de la loi de la conservation de l'énergie: l'énergie du big bang est intacte, elle se présente seulement sous une forme maintenant inutilisable.

En réalité, cet état ne peut pas être atteint dans l'hypothèse où l'univers est plat, puisque son expansion se poursuit indéfiniment, et qu'il ne sera donc jamais en équilibre parfait: sa température diminuera constamment. L'expression "mort thermique cosmologique" est utilisée par les auteurs pour caractériser cet état² dans lequel se trouvera l'univers lorsqu'il sera trop froid pour que quelque réaction que ce soit puisse se produire. En fait, cet état ne devrait pas être très différent de celui de mort thermique véritable.

7.2.2 Le positronium

Dans l'hypothèse d'un univers plat, l'expansion deviendra suffisamment lente pour que la majorité des électrons et positrons puissent se combiner pour constituer des atomes appelés positronium. Ces atomes sont régulièrement produits dans les accélérateurs comme sous-produits de collisions

(1) C'est d'ailleurs comme ça qu'il s'appelle, le "problème de la constante cosmologique".

(2) Le terme anglais habituellement utilisé est "cold death".

de particules. Ils ont en gros la taille d'un atome classique, et leur durée de vie avant l'annihilation électron - positron est très courte, de l'ordre de 100ns.

L'atome de positronium présente des niveaux d'énergie comparables à ceux de l'atome d'hydrogène (le positron jouant le rôle du proton).

A l'ère sombre, un atome de positronium a un diamètre typique de plusieurs milliards d'années lumière, supérieur au diamètre de l'univers observable actuel. La vitesse orbitale de chacune des deux particules l'une autour de l'autre est de l'ordre de 10^{-4} cm/siècle. Enfin, cet atome évolue vers un état d'énergie minimale, ce qui se manifeste par une diminution graduelle de l'orbite de ses composantes en même temps que par l'émission d'un rayonnement extraordinairement faible. L'électron et le positron finiront par s'annihiler au bout d'une durée caractéristique de l'ordre de $\eta = 145$.

Du fait de sa similarité avec l'hydrogène, certains ont pu se demander s'il ne pourrait pas être la brique de base d'une chimie du futur et, éventuellement, d'une évolution biologique menant vers une vie "pensante". C'est le genre de question spéculative auquel il n'est bien entendu pas possible de répondre. Quelque soit la réponse, le positronium représente un des très rares sinon le seul processus actif des débuts de l'ère sombre, et dont la durée d'existence est de toutes façons limitée puisqu'il est condamné à une disparition inéluctable par annihilation.

7.2.3 Nouvelle phase d'inflation

Ce modèle envisagé par les auteurs prend comme hypothèses que la densité de l'énergie du vide ρ_{vide} (ou énergie sombre) est constante et non nulle, et que l'univers est plat. La densité d'énergie totale peut être alors écrite sous la forme

$$\rho = \rho_M + \rho_{\text{vide}}$$

où ρ_M est la densité de la matière. On peut alors écrire ainsi la valeur du paramètre de Hubble (voir par exemple l'encadré 8)

$$H^2 = \left(\frac{R'}{R}\right)^2 = \frac{8\pi G}{3} \cdot (\rho_M + \rho_{\text{vide}})$$

R étant le facteur d'échelle.

En posant $v = \frac{\rho_{\text{vide}}}{\rho_0}$, les auteurs trouvent que l'univers deviendra "à dominante vide" à la constante cosmologique

$$\eta_{\text{inflation}} = 10 + \frac{1}{2} \log_{10} \left(\frac{1}{v} \right)$$

Cette valeur dépend essentiellement de la valeur de v et donc de la densité du vide. Même pour une valeur aussi faible que $v \approx 10^{-40}$, cette nouvelle inflation aura lieu à $\eta \approx 30$, c'est à dire bien avant la désintégration du proton.

Quelque soit la date de cette inflation, les objets encore présents dans l'univers disparaîtront au delà de l'horizon de l'univers observable à une vitesse "supraluminique", en présentant un décalage vers le rouge tendant vers l'infini.

7.2.4 Le Big Rip

C'est à dire "la grande déchirure". Dans ce modèle, l'énergie noire prend une forme particulière appelée "énergie fantôme", telle que sa densité augmente alors que l'expansion de l'univers se

poursuit, ce qui entraîne une accélération continue de cette expansion. C'est la forme qu'elle prend si son équation d'état mesurée par le paramètre $w = p/\rho < -1$, où p est la pression, négative, de l'énergie noire, et ρ sa densité (voir par exemple l'article "Equation of state (cosmology)" de Wikipedia, http://en.wikipedia.org/wiki/Equation_of_state_%28cosmology%29)

Lorsque la vitesse d'expansion dépasse la vitesse de la lumière, les dimensions de l'univers observable (la portion d'univers dont tout le contenu est en relation de causalité) diminuent, au lieu d'augmenter comme c'est le cas aujourd'hui.

Mais alors, au fur et à mesure que le "diamètre" de l'univers observable se réduit, tout objet dont les dimensions sont supérieures à ce diamètre va être "déchiré" puisque certaines de ses parties ne seront plus reliées *causalement* au reste, que ce soit par la gravitation ou par tout autre force, et s'en éloigneront à la vitesse de l'expansion.

C'est aussi le sort qui attend les atomes et les particules déchirées en particules élémentaires.

Le processus se termine dans une singularité lorsque la densité de l'énergie ainsi que le taux d'expansion deviennent infinis.

Ce modèle a été proposé pour la première fois en 1999 par Robert Caldwell, le nom de Big Rip ayant été introduit par lui et ses collaborateurs en 2003. Il a proposé la chronologie suivante pour son déroulement:

- Quelques centaines de millions d'années avant le Big Rip : dislocation des super-amas
- Plusieurs dizaines de millions d'années avant le Big Rip : dislocation de la Voie Lactée
- Quelques années avant le Big Rip : arrachage de Jupiter, Saturne, Uranus et Neptune du système solaire
- Quelques mois avant le Big Rip : arrachage de la Terre de son orbite.
- Quelques dizaines de minutes avant le Big Rip : dislocation de la Terre.
- Quelques minutes avant le Big Rip : dislocation du Soleil
- 10-17 secondes avant le Big Rip : dislocation des atomes.

Il est clair que ce scénario n'attendra pas l'ère sombre pour se dérouler, s'il doit avoir lieu. Il est cependant compatible avec l'hypothèse principale de départ que nous avons adoptée, à savoir celle d'un univers plat. Il tire parti, en plus, de l'accélération de l'expansion mesurée, qui n'était pas encore connue à l'époque de Adams et Laughlin.

7.2.5 Transition de phase par "effet tunnel"

Le problème de la constante cosmologique mentionné plus haut (cf.paragraphe 7.1.3) a amené à imaginer un scénario catastrophe dépendant directement du niveau réel d'énergie du vide. Il repose sur l'hypothèse que le vide de l'univers actuel pourrait ne pas se trouver dans un état d'énergie minimum, mais se trouverait plutôt dans un état d'équilibre métastable à un niveau d'énergie supérieur. On trouve souvent dans la littérature l'expression de "faux vide" pour caractériser cet état.

L'univers se trouverait en quelque sorte piégé à ce niveau instable, et le scénario catastrophe se déroulerait lorsqu'il retomberait à un niveau d'équilibre stable par le biais d'un mécanisme d'"effet tunnel" permis par la physique quantique.

L'effet tunnel peut être représenté par l'analogie classique de la figure 7.3

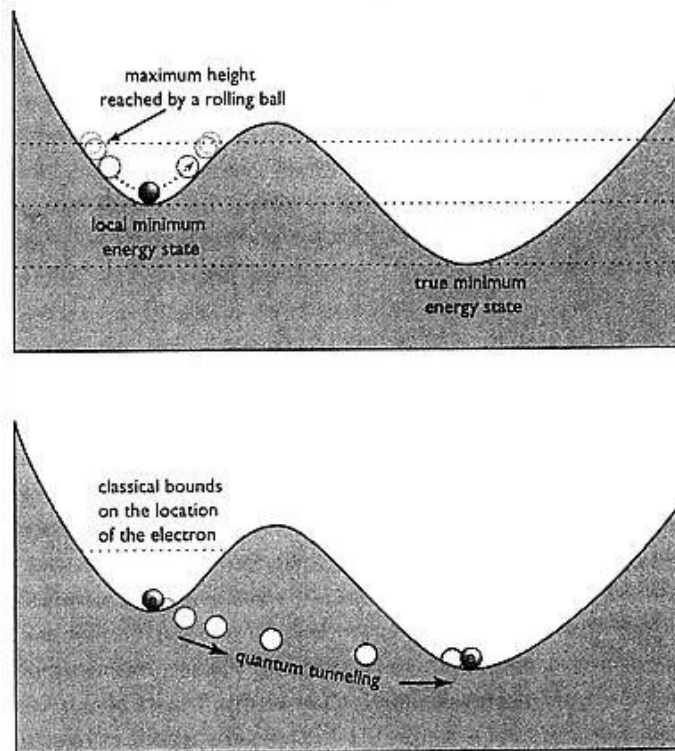


Figure 7.3.: Représentation de l'effet tunnel"

Crédit: Adams & Laughlin

La bille, supposée sans frottements, partant du niveau maximum indiqué en pointillés va monter et descendre éternellement entre les deux versants de la vallée, sans pouvoir jamais franchir la "barrière" la séparant de la vallée adjacente plus profonde qui correspond pourtant à un niveau d'énergie potentielle inférieure, et donc à priori plus stable.

Si l'on remplace la bille par un électron, et la hauteur des versants par des barrières de potentiel, on visualise un système physique élémentaire, dont le comportement va être radicalement différent du fait des propriétés magiques de la physique quantique.

En effet la position de l'électron est définie par une onde de probabilité qui donne une probabilité extrêmement faible mais *non nulle* pour qu'il se trouve dans la vallée d'énergie minimum. C'est ce qui est représenté sur la figure par le tunnel permettant aux électrons de passer directement d'une vallée à l'autre. Le changement d'état correspondant est l'équivalent d'une transition de phase, car il va de pair avec un changement complet des propriétés physiques de l'univers.

Encore une fois, ce scénario est basé d'une part sur la probabilité non nulle bien qu'extraordinairement faible pour que ce phénomène se produise, et d'autre part sur la certitude que si le temps suffisant est disponible, le phénomène se produira. Or le temps est la ressource dont l'univers de l'ère sombre manque le moins...

Bien entendu, cette probabilité est suffisamment faible pour qu'il ne se faille pas s'étonner que ce phénomène n'ait pas déjà eu lieu à notre époque actuelle!

Le scénario pourrait se développer de la façon suivante: un jour, en un point n'importe où dans l'univers, une zone microscopique passe au niveau d'énergie minimum. Une bulle d'univers dans les nouvelles conditions d'énergie minimum se crée ainsi au sein de l'océan de l'univers antérieur. Elle va constituer un germe qui va s'y propager et le transformer pratiquement à la vitesse de la

lumière.

Les caractères du nouvel univers sont complètement modifiés. Les lois fondamentales de la physique, les constantes naturelles, les masses des particules élémentaires sont changées, l'univers que nous connaissons cesse tout simplement d'exister...

Les auteurs arrivent à donner une dimension supplémentaire au caractère catastrophique de ce scénario. Ils envisagent en effet la possibilité d'une stimulation volontaire d'une telle transition de phase par une éventuelle espèce vivante très développée (ou d'une minorité terroriste!) d'une microbulle initiale aux nouvelles conditions.

Comme on le voit, on est en pleine spéculation. Mais peut être pas tant que ça! En effet, on peut signaler que ce genre de danger a été évalué lors de l'étude "Sécurité" du Relativist Heavy Ion Collider (RHIC) de Brookhaven aux Etats-Unis¹, et de celle du nouveau Large Hadron Collider (LHC) du CERN².

Bien entendu il a été conclu que ce danger était nul.

7.2.6 La formation d' "univers-fils"

L'univers du futur est susceptible d'avoir un comportement encore plus bizarre. Il peut en effet enfanter spontanément des "univers-fils" grâce à un mécanisme d'effet tunnel analogue à celui décrit au paragraphe 7.2.5.

(1) Review of Speculative "Disaster Scenarios" at RHIC

(2) Study of potentially dangerous events during heavy-ion collisions at the LHC: Report of the LHC safety study group

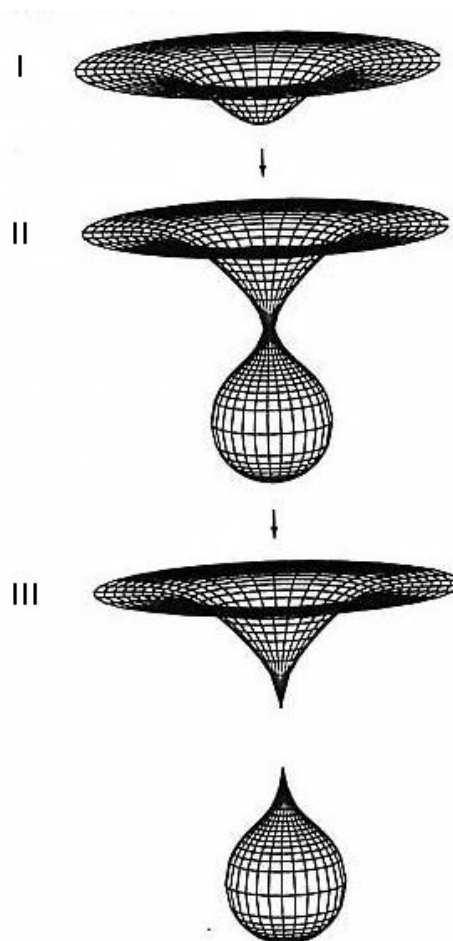


Figure 7.4.: La création d'un univers-fils
Crédit: Adams & Laughlin

Dans ce cas, une bulle à niveau d'énergie noir maximum se créerait au sein de notre univers à niveau d'énergie plus faible. C'est donc un processus inverse du précédent. Si la bulle nouvellement créée a une taille suffisante, elle va se dilater à une vitesse supraluminique jusqu'à, éventuellement, se détacher causalement de l'univers d'origine.

Ce processus peut être illustré par une analogie en deux dimensions des déformations d'une feuille de caoutchouc (Figure 7.4). En I, une zone initialement plate (au sens d'univers plat) subit une courbure d'espace-temps, à partir d'un trou noir par exemple. En II, le creux devient une bulle, encore reliée à son univers d'origine par un "trou de ver". Enfin en III la bulle est séparée de son univers d'origine, et n'a donc plus de relations de causalité avec lui.

Un observateur situé dans la bulle en III voit son univers local subir une expansion exponentielle, similaire à l'inflation de l'ère primordiale.

Par contre pour un observateur resté dans l'univers d'origine cette bulle apparaît comme un trou noir terminant sa vie et perdant finalement toute relation de causalité avec cet univers, sur lequel sa création n'a donc aucune influence.

De tels univers-fils pourront recevoir de l'information (et peut être même de la matière) de leur univers d'origine avant que le trou de ver relativiste qui les y reliait se soit évaporé.

Cette possibilité ouvre une voie (audacieuse) vers la perpétuation d'une vie intelligente voulant quitter un univers devenu dangereux. Là encore cette civilisation pourrait stimuler l'apparition d'une telle bulle d'un nouvel univers-fils, et lui transmettre tous les paramètres descriptifs nécessaires

pour assurer sa survie...

Ce concept d'univers-fils est relié à l'idée souvent avancée que la singularité d'un trou noir pourrait constituer une porte d'accès vers d'autres univers. Comme cette singularité se trouve à l'intérieur du rayon de Schwarzschild, tout le processus de formation du nouvel univers devrait rester invisible au monde extérieur.

Pourtant, de façon surprenante, les auteurs affirment que ce processus de formation devrait avoir une signature, à savoir une disparition partielle du rayonnement de Hawking, qui, lui, est mesurable (au moins en principe). Ce rayonnement retrouverait sa valeur nominale une fois l'univers-fils détaché.

Pour conclure ce paragraphe hautement spéculatif, les auteurs posent une question intéressante! Comme dans le cas de la transition de phase décrite au paragraphe 7.2.5, la formation d'univers-fils pourrait être stimulée, et même si les moyens techniques ne sont pas actuellement disponibles, elle pourrait devenir une affaire de routine dans le futur. Alors, on pourra se poser la question suivante:

Notre univers actuel n'est-il pas le résultat d'une stimulation volontaire déclenchée par une autre forme d'êtres vivants?

A suivre...

8 - CONCLUSIONS

Le scénario que nous venons de décrire constitue la vision la plus probable de l'évolution de notre univers compte tenu des connaissances scientifiques actuelles. Certes, il s'appuie en grande partie sur les livres et articles de Fred Adams et Gregory Laughlin qui datent d'il y a près de dix ans, mais les principes de base restent largement valables¹.

Les évolutions les plus importantes depuis cette époque proviennent principalement des résultats de mesure de WMAP, qui ont permis de déterminer avec précision les contributions respectives de l'énergie noire, de la matière baryonique et de la matière non baryonique au paramètre de densité.

Un second résultat intervenu depuis 1999 est la mise en évidence de l'accélération de l'expansion, à partir des mesures de la vitesse de récession de galaxies lointaines au moyen de supernovae.

Ces nouveaux résultats sont mentionnés dans le texte du mémoire, mais nous n'avons pas trouvé de raisons de modifier en quelque ce soit le déroulement des événements tel que décrit par Adams et Laughlin. Nous avons pu d'ailleurs constater lors de nos recherches sur le web que les articles récents traitant du même sujet reproduisent à peu de choses près leurs résultats.

En fait le scénario décrit repose essentiellement sur trois grandes hypothèses dont les degrés de validité n'ont pas évolué depuis les articles de Adams et Laughlin:

- **L'univers est plat.** C'est l'hypothèse de base de notre document. On peut dire que, à l'heure actuelle, c'est plus qu'une hypothèse mais quasiment une donnée, qui a été mesurée de façon fiable, toujours grâce à WMAP.
- **Le proton a une durée de vie finie.** C'est effectivement encore une hypothèse puisqu'aucune désintégration de proton n'a encore été mise en évidence. Mais la plupart des physiciens sont convaincus que le proton a bel et bien cette propriété (comme ils le sont de l'existence du boson de Higgs), et qu'elle sera un jour ou l'autre vérifiée grâce aux expériences du type CDMS ou EDELWEISS. Il s'agit donc plutôt d'une prédiction que d'une hypothèse.

Par contre c'est la durée caractéristique de cette désintégration qui constitue la véritable inconnue. Tout ce qu'on peut dire à l'heure actuelle est qu'elle est supérieure à $\eta = 31$. Adams et Laughlin l'ont prise, plutôt arbitrairement, égale à $\eta = 37$, en supposant qu'elle résultait d'un processus de désintégration du premier ordre (cf. paragraphe 5.8).

S'il s'avérait que la durée caractéristique résulte d'un processus d'ordre supérieur à un, elle serait alors supérieure à $\eta = 100$, et dans ce cas il est certain que l'ensemble du scénario serait à revoir. Pour l'instant, il n'y a pas grand chose d'autre à faire que d'attendre les prochaines avancées à ce sujet.

- **L'existence du rayonnement de Hawking.** Là encore il s'agit d'une prédiction de la physique quantique, qui entraîne l'évaporation des trous noirs. Comme on l'a vu au paragraphe 6.4.2, la durée caractéristique dépend de la masse du trou noir, et on ne pourra espérer détecter ce rayonnement que pour des micro trous noirs primordiaux.

Le satellite GLAST (Gamma-ray Large Area Space Telescope) qui vient d'être lancé par la NASA devrait être en mesure de rechercher de tels trous noirs. Il est même possible que

(1) Après tout, les lois fondamentales de la physique quantique datent pour la plupart d'avant les années 40, et sont toujours valables.

de tels micro trous noirs puissent être créés et mesurés par le LHC au CERN.¹

Par ailleurs, dans cette histoire du futur de l'univers, nous nous sommes arrêtés aux environs de la décade cosmologique 145, avec la disparition du positronium, et l'évaporation des derniers trous noirs hypermassifs laissés par l'ère des trous noirs. Pourtant, il n'y a pas de raison pour qu'un univers en expansion s'arrête là, et de loin, mais il devient alors complètement impossible de progresser plus avant sur un terrain "scientifiquement ferme": on tombe à un niveau de spéculation intégrale, qui va bien au delà de celui auquel nous nous sommes aventurés dans le dernier chapitre de l'ère sombre (cf. le paragraphe 7.2).

Or, en démarrant ce mémoire, notre objectif premier était de le mettre à profit pour approfondir le plus possible notre propre compréhension des lois de la physique moderne permettant de décrire un scénario raisonnablement plausible vu d'aujourd'hui (comme on le voit, c'était un objectif plutôt "égoïste", bien éloigné de l'intention de vouloir faire avancer la science!). Nous souhaitions clairement limiter au maximum toute dérive spéculative sur un tel sujet à risque.

C'est dans la même optique que nous avons laissé de côté (à l'exception de quelques rares incursions) les nombreux développements que Adams & Laughlin consacrent à la possibilité de vie, humaine ou sous d'autres formes, au cours des différentes phases de l'évolution de l'univers. En plus de son caractère spéculatif, cet aspect n'était pas celui qui nous intéressait le plus. Nous avons par contre retenu facilement et avec plaisir leur "principe copernicien":

De même que la Terre n'occupe pas un lieu privilégié dans l'espace (comme l'a montré Copernic), de même l'époque actuelle ne joue pas un rôle particulier dans le temps.

Au terme de la rédaction de notre mémoire, nous avons le sentiment d'avoir atteint partiellement cet objectif. Mais partiellement seulement, en vertu du principe que plus on apprend, mieux on mesure ce qu'il reste à apprendre...

Mentionnons quelques sujets, parmi pas mal d'autres, sur les quels nous avons l'impression d'avoir progressé.

- Nous avons pris conscience, de façon aiguë, d'une propriété à l'oeuvre dans un domaine où la physique quantique est déterminante: l'échange *faible probabilité* \Leftrightarrow *durée*: un phénomène très peu probable se produira généralement s'il dispose du temps suffisant. La désintégration du proton et le rayonnement de Hawking en sont des illustrations éclatantes.

Mais cela ne signifie pas forcément que tout processus extrêmement improbable aura nécessairement lieu s'il dispose d'un temps illimité: un autre processus moins improbable pourra survenir avant, le rendant inopérant. On peut reprendre un exemple cité par Adams & Laughlin.

Une collection de noyaux légers peut fusionner intégralement en noyaux plus lourds, en terminant au noyau de fer qui correspond au niveau d'énergie minimum, soit sous l'action d'une température suffisante, soit en attendant suffisamment longtemps grâce à l'effet tunnel quantique. Dans ce dernier cas il s'agit alors d'une *fusion froide* (on a vu les réactions pycnonucléaires en action au paragraphe 5.7.3). C'est également vrai pour des noyaux lourds, qui peuvent fissionner en noyaux plus légers pour terminer au noyau de fer.

Cette probabilité de fusion ou fission froide peut être calculée. On en déduit qu'il faudrait attendre une durée de 1500 décades cosmologiques (soit 10^{1500} années) pour qu'une

(1) Il suffit de se référer à la relation masse – rayon de Schwarzschild de la figure 6.4 pour se persuader qu'il ne pourra s'agir que de trous noirs de dimensions infinitésimales, et donc de durée de vie très brève. Ajoutons que cette éventualité a fait l'objet d'une étude Sécurité approfondie au CERN...

masse de l'ordre de celle de la Terre se transforme en fer.

Bien que théoriquement possible du fait des lois de la physique, cette transformation n'a aucune chance de se produire car la masse terrestre en question aura disparu depuis longtemps parce que un autre processus quantique, à savoir la désintégration du proton, l'aura volatilisée bien avant.

Un autre exemple de processus théoriquement possible, puisque sa probabilité est non nulle, mais qui est cependant complètement exclu, est la transformation intégrale d'une naine blanche en trou noir, à la suite du confinement dans un espace suffisamment petit, par effet tunnel quantique, des quelque 10^{57} particules qui la constituent. On peut calculer que ce processus mettrait $10^{10^{76}}$ années pour aboutir¹. Inutile de préciser que, là encore, toute trace de naine blanche (et peut être aussi d'univers?) aura depuis longtemps disparu au bout de ce temps inimaginable.

- De même, on ne peut rien comprendre à l'énergie du vide, ou à l'état dégénéré de la matière des résidus stellaires, ou à bien d'autres phénomènes, si on ne comprend pas le principe d'incertitude de Heisenberg.
- On ne peut non plus comprendre la possibilité d'un effet comme l'effet tunnel si on ne saisit pas la signification de la fonction d'onde de Schrödinger.
- Nous avons aussi été obligé de rafraîchir nos connaissances dans des domaines de la Physique classique comme la thermodynamique ou la théorie des gaz parfaits.
- etc...

En bref nous avons pris un plaisir exceptionnel à la préparation de ce mémoire. Nous avons fait un beau voyage qui nous a permis de visiter des paysages (des ères!) complètement différents les uns des autres, nous avons compris une partie de leur histoire.

Mais finalement, comme cela arrive souvent après un tour du monde, nous nous sommes dit que chez nous ce n'était pas mal du tout, maintenant et sur notre petite planète...

L'effort consenti pour comprendre l'univers est l'une des rares choses qui élèvent la vie humaine au dessus du niveau de la farce, et lui confèrent un peu de la dignité de la tragédie. (Dernière phrase de "Les trois premières minutes de l'univers" , de Steven WEINBERG)

(1) C'est à dire 1 suivi de 10^{76} zéros, à peu près autant que de protons dans notre univers actuel...

REMERCIEMENTS

- Merci à Fred ADAMS et Gregory LAUGHLIN. C'est grâce à eux que j'ai eu le coup de foudre pour le sujet de ce mémoire. Bravo pour leur talent à expliquer à des non-spécialistes des notions complexes de façon limpide et rigoureuse à la fois.
- Merci à David VALLS-GABAUD, mon Directeur de mémoire, pour m'avoir mis sur la piste de l'un des deux documents de ADAMS et LAUGHLIN qui m'ont servi de référence, pour la clarté de ses réponses à mes questions diverses en cours de rédaction, pour ses recommandations, et pour sa disponibilité permanente. Merci aussi pour sa vitesse de réaction lors de mes questions.
- Merci à Chantal BALKOWSKI, la Directrice toujours disponible de ce Diplôme Universitaire, qui allie intelligence tout court avec intelligence du coeur. C'est elle qui m'a persuadé de me lancer dans l'aventure de ce sujet de mémoire à un moment où j'avais des états d'âme!

BIBLIOGRAPHIE

Sites web

Nous avons visité un grand nombre de sites lors de la rédaction de notre mémoire, aux quels nous avons attribué une appréciation du type "Excellent", Très Bien, "Moyen", etc, en fonction de ce qu'ils nous apportaient et / ou de leur qualité pédagogique.

On en trouvera ci-dessous une sélection, essentiellement ceux affectés des notes "Excellent" ou "Très Bien".

Astronomie générale

<http://media4.obspm.fr/public/AMC/bb/index.html>

Un site de référence

<http://www.astronomes.com/index.html>

Site particulièrement bien rédigé

Évolution stellaire

<http://www.astronomynotes.com/evoltn/s1.htm>

<http://www.ac-nice.fr/clea/lunap/html/Evolution/EvolApprof.html>

<http://www.ac-nice.fr/clea/Evolstel.html>

À recommander chaudement

Cosmologie

http://www.astro.ucla.edu/~wright/cosmo_04.htm

Le site de Ned Wright

http://jac_leon.club.fr/gravitation/article-francais/f-2.html

En particulier la relativité

<http://nrumiano.free.fr/Findex.html>

Complet, clair, agréable à consulter

<http://map.gsfc.nasa.gov/universe/index.html>

Un site de qualité

Le cours de DU de David Valls-Gabaud

Stimulant, niveau élevé (pour un DU!) Sur le site de l'observatoire de Paris

Physique quantique

<http://www.diffusion.ens.fr/vip/pageA01.html>

Remarquable, accessible

http://www.cerimes.education.fr/e_doc/forces/tableau_recapitulatif.htm

L'unification des interactions

Trous noirs

http://fr.wikipedia.org/wiki/Trou_noir

http://www.einstein-online.info/en/spotlights/milkyway_bh/index.html

Belle animation sur le trou noir central de la Galaxie

http://nrumiano.free.fr/Fetoiles/tn_thermo.html

L'entropie du trou noir

http://www.futura-sciences.com/fr/comprendre/dossiers/doc/t/physique/d/du-corps-noir-aux-trous-noirs_743/c3/221/p11/

Excellent dossier

Réactions pycnonucléaires et de spallation

<http://www.iop.org/EJ/abstract/0370-1328/84/2/304>

Un abstract qui explique bien ce que sont ces réactions

<http://en.wikipedia.org/wiki/Spallation>

Durée de vie du proton

<http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu/hbase/particles/proton.html>

http://www.astronomes.com/c7_bigbang/p700_main.html

Origine des éléments légers dans l'univers

<http://spt06.chez-alice.fr/anti.htm>

Rayonnement gravitationnel

http://en.wikipedia.org/wiki/Gravitational_waves

<http://relativity.livingreviews.org/open?pubNo=lrr-2003-5&page=node13.html>

Les mesures sur le pulsar binaire PSR B1913+16

Divers

<http://florenaud.free.fr/Viriel.php>

Le théorème du viriel

<http://www2.cnrs.fr/presse/journal/1959.htm>

10 grandes énigmes de la physique, par le CNRS

http://fr.wikipedia.org/wiki/Big_Rip

À propos du Big Rip

<http://fr.wikipedia.org/wiki/M%C3%A9tallicit%C3%A9>

Les paramètres de métallicité du Soleil

Articles, brochures

A DYING UNIVERSE – Fred Adams & Greg Laughlin – Review of Modern Physics 1/1997

Le "socle" de notre mémoire

RED DWARFS AND THE END OF THE MAIN SEQUENCE – Adams & Laughlin & Graves - RevMexAA (Serie de Conferencias), 22, 46–49 (2004)

Un excellent article complémentaire

Un Nouvel Univers – Françoise Combes, Bulletin SFP, Mai 2004

Brillant exposé sur les récentes évolutions en cosmologie

CERN faq: LHC, the guide

Téléchargeable sur le site du CERN

Super microscope HERA: Gazing into the heart of matter

Téléchargeable sur http://pr.desy.de/e113/index_eng.html

Livres

THE FIVE AGES OF THE UNIVERSE – Fred Adams & Greg Laughlin, 1999

ASTRONOMIE, ASTROPHYSIQUE – Agnès Acker, Dunod 2005

ASTRONOMIE & ASTROPHYSIQUE – Marc Séguin, Benoît Villeneuve, Masson 1995

LES ETOILES, Vie et mort des soleils lointains – James Kaler, Belin Pour la Science 1997

LES TROUS NOIRS – J.P. Luminet, Collection Points Sciences, Belfond 1992

LES TROIS PREMIÈRES MINUTES DE L'UNIVERS – Steven Weinberg, Seuil 1978

PARTICLE PHYSICS, A Very Short Introduction – Franck Close, Oxford University Press, 2004

COSMOLOGY, A Very Short Introduction – Peter Coles, Oxford University Press, 2001

PHYSIQUE – Eugène Hecht, Éditions De Boeck Université, 1999