

Evaporation planétaire

Franck Selsis

Centre de Recherche Astronomique de Lyon

Abstract. The basic principles of atmospheric thermal escape are presented and illustrated through some of the effects of evaporation on the long-term evolution of planetary atmospheres, including :

- the erosion of the water reservoir on habitable planets,
- the composition of Earth's early atmosphere,
- evolution and influence of stellar XUV emission on evaporation,
- the stability of planetary atmosphere in the habitable zone of low-mass stars,
- the thermal evaporation of Hot Jupiters and the origin of Hot Neptunes.

Table des matières

1. Introduction	272
2. Généralités	273
2.1 Structure de l'atmosphère et définition de l'exosphère . . .	273
2.2 Echappement de Jeans	274
2.3 Echappement et fractionnement de masse	278
3. La Terre	280
4. Evaporation et habitabilité : de la Terre à Vénus	283
5. Evolution de la luminosité XUV stellaire	290
6. La Terre primitive	295
7. Jupiters et Neptunes chauds	297

1. Introduction

Durant les premières centaines de millions d'années de son existence, tout porte à croire que le système solaire possédait trois planètes habitables, abritant d'importants volumes d'eau liquide à leur surface : Vénus, La Terre et Mars. En refroidissant et perdant son champ magnétique, Mars n'a pu continuer à alimenter son atmosphère au rythme où celle-ci se perdait dans l'espace, sous l'influence de l'activité du Soleil jeune. C'est aujourd'hui un désert glacé que nous explorons pour retrouver les traces de ce passé plus clément. Vénus, elle, a vu son océan totalement vaporisé par l'augmentation de la luminosité solaire. La molécule d'eau, jusqu'alors bien protégée dans la basse atmosphère, s'est vue exposée au rayonnement UV du Soleil. L'hydrogène ainsi que, peut-être, l'oxygène qui la constituaient ont été irrémédiablement perdus dans l'espace. En l'absence d'eau pour former des carbonates et réguler le climat, 90 bars de dioxyde de carbone se sont accumulés dans l'atmosphère, portant la surface à plus de 700 K par effet de serre. Quant à Mercure et à la Lune, l'échappement atmosphérique lié à leur faible gravité les affecte d'une façon encore plus évidente.

La Terre, plus massive que Mars et moins proche du Soleil que Vénus, a pu conserver suffisamment de composés volatils pour suivre une évolution compatible avec l'émergence et le développement de la Vie, mais l'évaporation de certains de ces constituants atmosphériques a tout de même joué un rôle prépondérant, notamment en déterminant la composition atmosphérique primitive. La composition isotopique des gaz rares de notre atmosphère semble être la signature d'un échappement violent, sans doute d'hydrogène, qui a eu lieu dans les phases primordiales de la formation de la Terre. Un tel échappement, dit hydrodynamique, n'a jamais été observé sur les planètes du système solaire, même si des phénomènes d'échappement violents sont observés dans les comètes et si certains petits corps et satellites du système solaire (Pluton, Cérès, Triton, Europe) présentent des atmosphères très ténues qui s'échappent à mesure de leur dégazage. Toutefois, le phénomène a récemment pu être mis en évidence sur une planète extrasolaire lors de son transit devant son étoile mère. Il s'agit d'un Jupiter chaud, une planète gazeuse massive en orbite très serrée autour de son étoile et qui reçoit une irradiation 10 000 fois supérieure à celle de Jupiter. L'évaporation de HD 209458b (Vidal-Madjar et al., 2003) a relancé d'une façon inattendue la recherche sur les mécanismes d'échappement, en offrant une contrainte observationnelle à l'une de ses manifestations les plus extrêmes.

Dans ce chapitre, nous rappelons les bases de l'échappement thermique en nous appuyant sur des exemples particuliers relatifs à la Terre actuelle ou primitive, à l'habitabilité des exoplanètes telluriques et aux

Jupiters et Neptunes chauds. Pour des descriptions plus détaillées des phénomènes, nous conseillons au lecteur les références suivantes : Chamberlain et Huntten (1987), Walker (1977), Zahnle et al. (1990), Chassefière et Leblanc (2004), Bauer et Lammer (2004).

2. Généralités

2.1 Structure de l'atmosphère et définition de l'exosphère

Jusqu'à un niveau appelé exobase, où les collisions deviennent négligeables, une atmosphère planétaire peut-être considérée à l'équilibre hydrostatique. Le profil de pression est alors donné par :

$$P(r) = P(r_0) \exp \left(- \int_{r_0}^r \frac{dr'}{H(r')} \right)$$

où la hauteur d'échelle H s'écrit

$$H(r) = \frac{kT(r)}{\mu(r)g(r)}$$

où k est la constante de Boltzmann, g l'accélération de la pesanteur et T la température. r_0 est un rayon référence (par exemple le rayon de la partie solide de la planète) et μ est la masse moléculaire moyenne. Dans les régions où l'atmosphère est isotherme et où la gravité peut être considérée constante, cette expression peut s'écrire :

$$P(r) = P(r_0) \exp \left(- \frac{r - r_0}{H(r)} \right)$$

μ est constante dans l'homosphère (située en-dessous d'un niveau appelé homopause, voir fig. 1) où l'atmosphère est mélangée par diffusion turbulente. Au-dessus de ce niveau, dans l'hétérosphère, les constituants i ont tendance à se répartir selon leur hauteur d'échelle individuelle $H_i = kT/m_i g$ produisant une stratification des espèces en fonction de leur masse. Dans la thermosphère, située au-dessus de la mésopause, le gradient de température dT/dr devient positif en raison de l'absorption du rayonnement à courte longueur d'onde. Dans le système solaire actuel, les domaines de longueur d'onde contribuant au chauffage thermosphérique sont l'extrême ultraviolet (EUV : 10-100 nm) et la raie L- α (121.6 nm), mais le rayonnement X (0.1-10 nm) du Soleil jeune ou d'une autre étoile active peut également contribuer significativement. Ce chauffage est efficacement transmis par conduction vers les niveaux supérieurs de plus faible densité et donc de plus faible capacité calorifique, ce qui résulte en un gradient de température positif qui tend vers 0 au fur et

à mesure que les collisions se raréfient. L'atmosphère devient donc isotherme en s'approchant de l'exobase, et dans l'exosphère ($r > r_e$; l'indice e se référant à l'exobase).

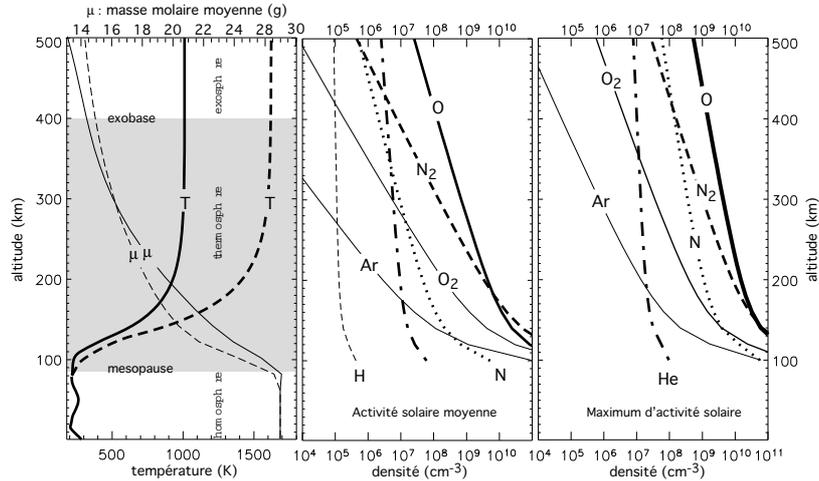


Figure 1.: *Profils atmosphériques terrestres et activité solaire. La figure de gauche montre les profils de température diurne et de masse molaire moyenne pour une activité solaire moyenne ($T_e = 800$ K) et maximale ($T_e = 1600$ K). La définition des différentes régions de l'atmosphère est explicitée dans le texte. Les figures de droite montrent les concentrations des principaux constituants neutres au-dessus de 100 km, obtenues à partir du modèle MSISE-1990(NASA/GSFC).*

2.2 Echappement de Jeans

L'échappement thermique dit "de Jeans" se produit en l'absence de collision, donc dans l'exosphère. Comme le libre parcours moyen dépend de la section efficace de collision, l'altitude de l'exobase varie selon le composant considéré, mais l'échappement de Jeans ne concerne généralement que H (et H₂, parfois He). A l'exobase, on peut considérer que $\rho_e \sigma = 1$, σ étant la section efficace de collision et ρ_e la densité de colonne présente au-dessus de l'exobase. Dans le cas d'une atmosphère isotherme à l'équilibre hydrostatique, on a $\rho(r) = n(r)H(r)$. On applique usuellement cette relation pour calculer la densité à l'exobase, ce qui donne, en particules par unité de volume, $n_e = 1/(\sigma H_e)$ (bien qu'en toute rigueur, l'exosphère ne soit pas à l'équilibre hydrostatique puisque l'effet des collisions y est par définition négligeable). Cela revient aussi à dire que le libre par-

cours moyen équivaut à une hauteur d'échelle. Pour calculer le flux ϕ_∞ d'atomes i qui s'échappent de l'atmosphère, il suffit donc de calculer la fraction d'entre eux dont la vitesse radiale, à l'exobase, est supérieure à la vitesse de libération $v_\infty = \sqrt{2GM/r}$. Dans le cas d'une distribution maxwellienne des vitesses, l'expression de ce flux (en particules par unités de surface et de temps) est donnée par la formule de Jeans (Jeans, 1925; Chamberlain and Hunten, 1987) :

$$\phi_\infty = \frac{f_i n_e v_\infty}{2\sqrt{\pi}} \frac{(1+X) \exp(-X)}{\sqrt{X}}$$

ou sous la forme équivalente :

$$\phi_\infty = \frac{f_i n_e U}{2\sqrt{\pi}} (1+X) \exp(-X)$$

f_i est l'abondance (ou fraction molaire) de l'espèce considérée, $U = \sqrt{2kT/m_i}$ est sa vitesse thermique moyenne et X est son paramètre d'échappement :

$$X = \left(\frac{v_\infty}{U}\right)^2 = \frac{GMm_i}{kTr} = \frac{r}{H}$$

Plus le paramètre X est petit et plus l'échappement est important. On considère généralement que l'atmosphère est totalement liée à la planète pour $X > 30$ et que l'échappement devient important pour $X < 15$. Lorsque $X < 1.5$, la température dépasse la température critique du composé i , $T_{c,i} = 2GMm_i/(3kr)$, et l'énergie thermique moyenne des particules $3kT/(2m_i)$ dépasse leur énergie gravitationnelle GMm_i/r . Pour $X \lesssim 5$ l'échappement devient un phénomène majeur et doit être traité par un modèle hydrodynamique : la hauteur d'échelle diverge, l'exobase n'est plus définie et les constituants les plus lourds sont entraînés par le flot des éléments plus légers. Si $T \approx T_{c,i}$ et que i est un constituant atmosphérique majoritaire, on parle alors de *blow-off* : l'atmosphère n'est plus gravitationnellement liée à la planète, même à des altitudes où les collisions ne sont pas négligeables, et toute l'atmosphère est globalement entraînée dans un *vent planétaire* (par analogie au vent solaire), dont la vitesse approche ou dépasse la vitesse du son. Les températures critiques correspondant aux planètes du système solaire, ainsi que les températures exosphériques observées et les paramètres d'échappement qui en résultent sont données dans la table 1.

La difficulté principale du traitement de l'échappement thermique provient du fait que l'approximation de Jeans n'est applicable dans la pratique qu'aux cas où le taux d'évaporation est faible, c'est-à-dire pour les valeurs de X élevées (généralement $X > 5$). Les raisons sont multiples : tout d'abord, l'approximation de Jeans suppose une distribution

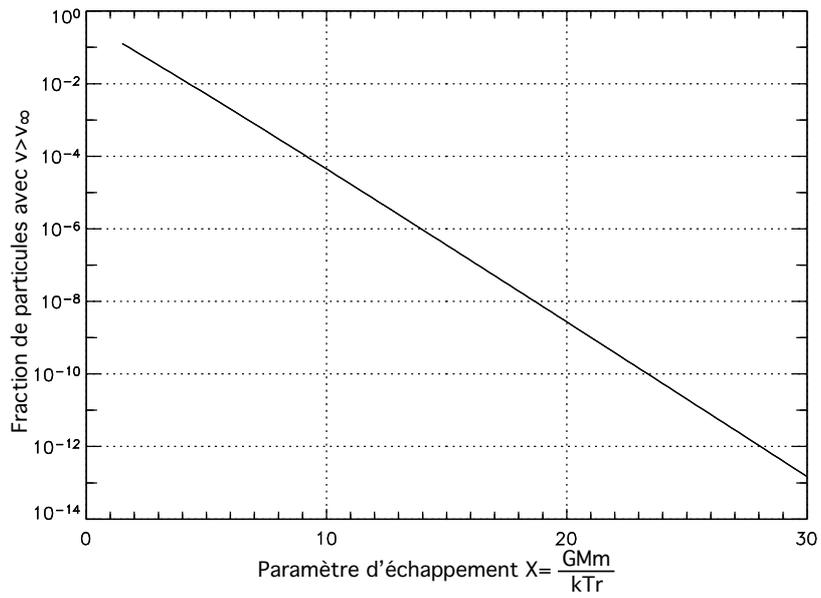


Figure 2.: Proportion de particules en échappement, en fonction du paramètre X . Cette fraction, multipliée par la concentration du constituant i considéré, $n_e \times f_i$, et par la vitesse de libération, v_∞ , donne le taux d'échappement de Jeans.

Table 1.: *Caractéristiques des exosphères dans le système solaire. La température critique T_c correspond à un paramètre d'échappement $X = 1.5$ (énergie thermique = énergie gravitationnelle). Si non spécifié, T_c et X sont donnés pour H.*

Planète	T_c (K)	T_e (K)	X
Mercury	724.4	500	2.2
Venus	4307	290	22.3
La Terre	5020	800-1600	9.4-5.0
La Lune	226, 3620 (O)	400	0.8, 13.5 (O)
Mars	1014	240-300	6.3-5.0
Jupiter	145000	700-1000	311-218
Europe	165, 2634 (O)	300	0.8, 13.2 (O)
Saturne	52200	500-800	157-98
Titan	280, 4475 (CH ₄)	180	2.3, 37.3 (CH ₄)
Uranus	18300	800	34
Neptune	22250	700	48
Triton	83, 1329 (CH ₄), 2325 (N ₂)	100	1.2, 19.5 (CH ₄), 34.2 (N ₂)
Pluton	6, 980 (CH ₄), 1700 (N ₂)	100	0.9, 14.6 (CH ₄), 25.6 (N ₂)

des vitesses à l'équilibre thermodynamique local, or l'échappement appauvrit fortement la population "chaude" tandis que l'absence de collision ne permet pas le rétablissement rapide de la distribution maxwellienne (Brinkmann, 1971). Par ailleurs, plus l'échappement est important, plus la structure de l'exosphère s'écarte de l'équilibre hydrostatique, que l'on suppose pour dériver la formule de Jeans. Enfin, dans le cas où i est un composé mineur, son abondance f_i à l'exobase est déterminé par un état stationnaire entre le taux d'échappement et le flux d'atomes provenant des niveaux inférieurs et qui diffusent dans les composés majoritaires. Il faut donc connaître f_i pour estimer le taux d'évaporation. Les composés mineurs en échappement rapide mettent généralement plus de temps à atteindre l'hétérosphère (par diffusion dans l'homosphère) qu'à s'évader de l'exosphère. L'échappement est alors limité par la diffusion dans l'homosphère (*diffusion-limited escape*).

Bien souvent, des processus non-thermiques participent, voire dominant l'évaporation planétaire. Ces mécanismes non-thermiques sont de plusieurs types : les recombinaisons dissociatives, la capture d'ions par le vent solaire, et le *sputtering*. Lors de recombinaisons dissociatives d'ions, l'énergie cinétique acquise par les atomes (neutres) produits par la réaction peut dépasser leur énergie gravitationnelle. Par

exemple, $O_2^+ + e^- \rightarrow O + O$ produit une part importante des atomes d'oxygène qui s'échappent de Mars. Les ions produits par le rayonnement EUV, les collisions avec des électrons et par échange de charge, peuvent s'échapper sous l'action du vent solaire, soit en suivant les lignes ouvertes du champ magnétique (*ion pick-up*), soit en étant accélérés par le champ électrique de "convection" (champ qui s'établit entre le côté aube et le côté crépuscule de la magnétopause). Une partie de ces ions accélérés réimpactent la haute atmosphère et peuvent transmettre suffisamment d'énergie à des atomes neutres pour leur permettre de s'échapper, on parle alors de *sputtering*. Ces processus non-thermiques, qui ne sont pas détaillés dans cet article, sont décrits de façon complète et très accessible par Chassefière et Leblanc (2004). Les mécanismes d'échappement non-thermiques ont certainement un effet majeur pour certaines exoplanètes, mais les quantifier nécessiterait une meilleure connaissance des vents stellaires et des champs magnétiques des exoplanètes. Il existe toutefois des travaux préliminaires sur ces aspects (Grießmeier et al., 2004; Lipatov et al., 2005).

2.3 Echappement et fractionnement de masse

L'évaporation est extrêmement sensible à la masse des constituants atmosphériques. Ceci est principalement dû à l'énergie gravitationnelle, qui lie une particule i à la planète, et qui dépend linéairement de sa masse m_i , et à l'énergie thermique de la particule qui lui est opposée et qui est inversement proportionnelle à m_i . Mais cette sensibilité à la masse est également liée à la hauteur d'échelle individuelle $H_i \propto m_i^{-1}$ qui détermine la structure atmosphérique dans l'hétérosphère, ainsi qu'à la diffusion verticale dans l'atmosphère, nécessaire pour compenser l'appauvrissement de l'exosphère par échappement, et qui s'oppose à une friction d'autant moins forte que la masse de la particule est faible. Citons quelques manifestations de ce fractionnement de masse induit par l'échappement. La pauvreté en hydrogène des planètes telluriques en est la plus évidente : si CO_2 , N_2 , O_2 , CH_4 , etc, sont assez lourds pour être stables vis-à-vis de l'échappement et donc constituer des composants atmosphériques majeurs, le composé le plus abondant de l'Univers, H_2 , pourtant émis continuellement par le volcanisme, n'est qu'un composé mineur de Vénus, de la Terre et de Mars. Un autre exemple est celui d'Europe, satellite de Jupiter, où la glace d'eau superficielle est bombardée par des particules chargées accélérées dans la magnétosphère de Jupiter. Ceci a pour effet de décomposer H_2O en ses constituants atomiques, H et O, dont les paramètres d'échappement sur Europe valent respectivement 0.8 et 13.5 (voir table 1). Avec $X < 1.5$, H ne ressent pas la gravité du satellite tandis que O s'échappe beaucoup plus lentement. Il en résulte une atmosphère ténue composée exclusivement de O_2 et O_3 .

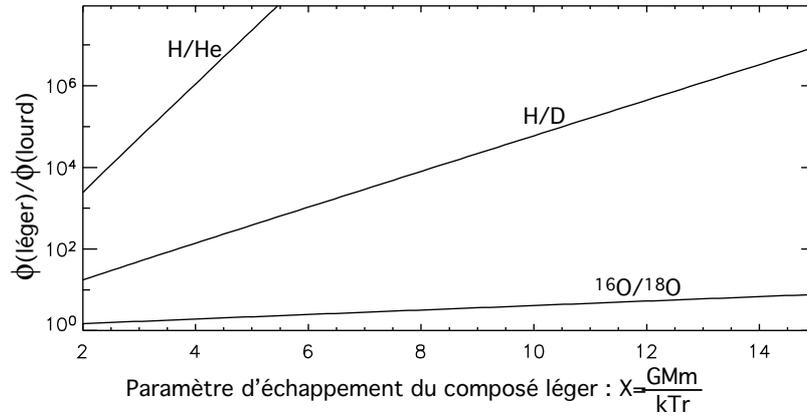


Figure 3.: *Efficacité de l'évaporation de Jeans en fonction de la masse des constituants.*

Dans l'expression du taux d'évaporation de Jeans la dépendance en masse s'exprime essentiellement par le terme en $\exp(-X)$ qui produit un fractionnement très important pour les valeurs de X élevées (voir Fig 3). Toutefois, à X élevé, l'érosion du réservoir atmosphérique est faible et la sensibilité du taux d'évaporation à la masse des constituants ne produit pas de fractionnement significatif du réservoir atmosphérique résiduel. Outre le rapport D/H, la principale signature d'une évaporation importante dans le passé des atmosphères planétaires réside dans le fractionnement isotopique des gaz rares. Mais dans ce cas, l'échappement de Jeans ne peut être en cause. En effet pour fractionner le gaz résiduel, la majeure partie du réservoir initial doit être perdue. Pour que le réservoir d'un composé de masse molaire supérieure à 16 g soit significativement érodé, cela implique un paramètre d'échappement X suffisamment faible pour ce composé et donc des valeurs de X très faibles pour les constituants plus légers, et notamment pour H. On est donc dans le cas d'un échappement hydrodynamique qui ne peut plus être décrit par le cadre statique et sans collision de Jeans. Lors d'un échappement hydrodynamique, les composés les plus massifs peuvent être entraînés dans le flux de composés plus légers en échappement. Supposons que deux composés de masse m_1 et m_2 ($m_1 < m_2$) soient caractérisés par des paramètres d'échappement X_1 et X_2 , avec $X_1 \leq 2$ et $X_2 \gg 2$. Dans ce cas le flux d'échappement ϕ_2 du composé 2 est donné par :

$$\phi_2 = \frac{X_2}{X_1} F_1 \frac{m_c - m_2}{m_c - m_1}$$

où m_c est appelée *crossover mass* et vaut :

$$m_c = m_1 + \frac{kTF_1}{b_{12}gX_1},$$

b_{12} étant le paramètre de collision entre 1 et 2.

La composition isotopique du Xénon terrestre peut par exemple être expliquée par un fractionnement lors de l'échappement hydrodynamique d'une atmosphère primordiale riche en hydrogène (Pepin, 1992).

3. La Terre

La figure 1 montre les profils de température diurne observés à moyenne et forte activité solaire, ainsi que les profils de concentrations correspondants, pour les principales espèces neutres qui peuplent la thermosphère et l'exosphère. La section efficace de collision σ , entre H (espèce susceptible de s'échapper) et O (espèce dominante dans la thermosphère), vaut environ 10^{-15} cm². A partir de cette valeur, on trouve une exobase située entre 400 km ($T_e = 800$ K) et 500 km ($T_e = 1600$ K). A ces températures et ces altitudes, le paramètre d'échappement pour H vaut respectivement 9.5 et 5 (le double pour H₂). La figure 4 donne le taux d'échappement de Jeans pour des températures exosphériques comprises entre 800 et 1600 K et pour différentes abondances de H à l'exobase. La courbe (1) donne le taux d'échappement pour l'abondance de H moyenne à l'exobase. Ce taux de perte théorique doit être comparé au flux diffusif de H à travers l'homopause. Le flux de diffusion d'un constituant i dans une atmosphère composé d'un constituant a est donné par :

$$\phi_i = b_{i,a}f_i \left(\frac{1}{H_a} - \frac{1}{H_i} + \frac{\alpha_i}{T} \frac{\partial T}{\partial r} \right) - Kn \frac{\partial f_i}{\partial r}$$

où $b_{i,a}$ est le paramètre de collision entre i et a (cm⁻¹ s⁻¹, valeurs tabulées dans Hunten, 1973), α_i est le coefficient de diffusion thermique et K est le coefficient de diffusion turbulente. Le terme de diffusion thermique peut généralement être négligé et, si l'on suppose le composé i uniformément distribué avec l'altitude, on obtient le flux maximal de i à l'homopause :

$$\phi_{i,max} = b_{i,a}f_i \left(\frac{1}{H_i} - \frac{1}{H_a} \right)$$

que l'on peut aussi écrire :

$$\phi_{i,max} = \frac{b_{i,a}f_i}{H_a} \left(1 - \frac{m_i}{m_a} \right)$$

Pour un composé léger ($m_i \ll m_a$), cette expression se réduit à :

$$\phi_{i,max} = \frac{b_{i,a} f_i}{H_a}$$

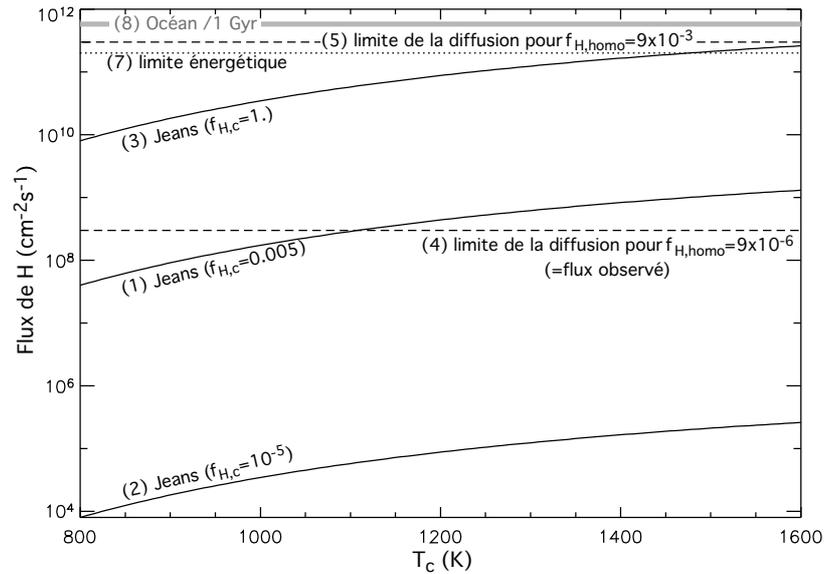


Figure 4.: *Evaporation de H aux températures exosphériques terrestres actuelles. Les taux d'échappement de Jeans sont indiqués pour 3 abondances de H à l'exobase : $f = 10^{-5}$ (max d'activité solaire), $f = 0.005$ (min d'activité solaire) et $f = 1$ (à titre indicatif). Sont indiqués les flux limités par la diffusion de H, pour deux abondances de H à l'homopause : $f_{homo} = 9 \times 10^{-6}$ (valeur actuelle), et $f_{homo} = 9 \times 10^{-3}$, ainsi que le flux ϕ_E limité par la déposition d'énergie solaire dans la thermosphère. La ligne supérieure donne le taux correspondant à la perte de tout l'hydrogène contenu dans l'océan en 1 Ga (1 Ga = 1 giga-an = 10^9 ans).*

Dans l'homosphère terrestre, l'hydrogène se trouve sous différentes formes (H_2O , CH_4 , H_2 , H). On notera f_H la fraction molaire totale d'hydrogène contenue dans l'ensemble des constituants atmosphériques à une altitude donnée :

$$f_H = f(H) + 2f(H_2) + 2f(H_2O) + 4f(CH_4) + \dots$$

Si, en première approximation, on considère que le terme de collision $b_{i,\text{air}}$ varie peu d'un constituant à l'autre, on peut écrire que le flux maximal de H vaut :

$$\phi_{\text{H},\text{max}} = 2.5 \times 10^{13} f_{\text{H}} \text{ [atomes.cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{]} \quad (1)$$

Au-dessus de la tropopause (minimum de température à environ 12 km d'altitude, qui sépare la troposphère de la stratosphère) et jusqu'à l'homopause, f_{H} reste constant. Il ne l'est pas dans la troposphère en raison de la condensation de H_2O . Les espèces qui contiennent l'essentiel de H au-dessus de la tropopause sont H_2O ($\sim 3 \times 10^{-6}$) et CH_4 ($\sim 1.7 \times 10^{-6}$), ce qui donne :

$$f_{\text{H}} = 2 \times [3 \times 10^{-6}] + 4 \times [1.7 \times 10^{-6}] = 1.3 \times 10^{-5} \quad (2)$$

Et par conséquent :

$$\phi_{\text{H},\text{max}} = 3.2 \times 10^8 \text{ [atomes.cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{]}$$

Quels que soient la température exosphérique et le taux donné par la formule de Jeans, le taux réel d'échappement ne peut dépasser cette valeur. Dans la figure 4, on voit qu'à $T_e \approx 1100$ K, la courbe (1) donnant le flux de Jeans atteint la valeur de $\phi_{\text{H},\text{max}}$ (courbe 4). Ceci montre que l'échappement d'hydrogène sur Terre est limité par la diffusion lorsque l'activité solaire est élevée. Autrement dit, lorsque T_e augmente au-dessus de 1100 K, l'abondance de H à l'exobase diminue fortement car H est dépeuplé par échappement plus vite qu'il ne diffuse de la basse vers la haute atmosphère. En fait, il s'avère que le taux d'évaporation effectivement observé correspond toujours à $\phi_{\text{H},\text{max}}$, même au minimum d'activité solaire. Ceci est dû aux mécanismes d'évaporation non-thermiques qui participent aussi à l'échappement. De même, si l'on calcule le flux de Jeans à partir de l'abondance de H effectivement observée au maximum d'activité solaire (courbe 2), on s'attendrait à voir le flux de Jeans atteindre la valeur de $\phi_{\text{H},\text{max}}$ aux températures maximales, mais on note que c'est loin d'être le cas. Ici, en plus des processus non-thermiques, très actifs en période de forte activité solaire, s'ajoute le fait que le faible paramètre d'échappement ($X(\text{H})=5$, voir table 1) rend l'approximation de Jeans beaucoup moins valide.

On voit donc que dans le cas de la Terre actuelle, tout l'hydrogène qui atteint l'homopause est perdu, ce qui permet de calculer simplement le taux d'évaporation à partir des formules 1 et 2. Ce taux de 3.2×10^8 atomes.cm⁻² s⁻¹ correspond à la perte de l'hydrogène contenu dans 1,5 m d'eau en un milliard d'années. Le réservoir d'eau terrestre est donc stable vis-à-vis de l'échappement, et ce grâce au "piège froid" que constitue le minimum de température de la tropopause et qui assèche le gaz ascendant par condensation. C'est le même processus qui, sur Titan,

protège le réservoir de méthane : celui-ci condense dans la troposphère ce qui réduit fortement son abondance dans la stratosphère et maintient $\phi_{H,max}$ à des valeurs suffisamment faibles pour que l'on observe toujours CH_4 sur Titan 4.5 milliards d'années après sa formation, malgré un paramètre d'échappement de H de 2.3.

4. Evaporation et habitabilité : de la Terre à Vénus

L'atmosphère actuelle de Vénus est quasiment dépourvue de vapeur d'eau ($2 - 3 \times 10^{-4}$, ≈ 10 cm précipitables) mais le rapport D/H observée y est 120 ± 40 fois supérieur à celui de l'eau terrestre. Ceci suggère qu'un important réservoir d'hydrogène, initialement contenu dans de l'eau, a été perdu par évaporation, ce qui a eu pour effet de concentrer le deutérium, plus lourd, dans l'atmosphère. Il est difficile, à partir de ce rapport D/H, d'estimer le réservoir initial car cela suppose de connaître l'efficacité du fractionnement en masse, qui est fonction du processus d'évaporation (Jeans, hydrodynamique, non-thermique) et qui, pour chacun de ces processus, dépend de nombreux paramètres (température, composition de l'atmosphère,...). En l'absence d'hypothèse sur ces paramètres, on peut simplement conclure que, si le réservoir d'eau initial de Vénus avait la même composition isotopique que l'eau terrestre, il y avait au moins 120 fois plus d'eau à l'origine, ce qui correspond à environ 10 mètres d'eau liquide à la surface. Il s'agit là d'une limite inférieure sur le réservoir initial ; en effet, sachant qu'une partie du deutérium a été perdu par échappement et que le volcanisme réinjecte continuellement de l'hydrogène pauvre en deutérium dans l'atmosphère, le réservoir d'eau initial a pu être beaucoup plus important. Une autre approche consiste à considérer la Terre et son réservoir d'eau actuel (2.7 km d'eau liquide à la surface, $1,4 \times 10^{21}$ kg) et étudier théoriquement l'évaporation de ce réservoir d'eau lorsque l'on diminue progressivement la distance orbitale de 1 à 0.72 UA. Diminuer la distance orbitale de la Terre (ou augmenter la luminosité solaire) a pour conséquence de vaporiser une fraction plus importante du réservoir d'eau. Cette augmentation de la pression partielle de vapeur d'eau entraîne un effet de serre plus efficace et donc un réchauffement supplémentaire de la surface, provoquant l'évaporation d'encore plus d'eau. Heureusement, davantage de vapeur d'eau atmosphérique implique aussi un refroidissement plus efficace de la surface par convection : la vapeur d'eau emporte dans son ascension de la chaleur latente, libérée plus haut dans l'atmosphère par condensation. Ce second effet est essentiel car, sans lui, l'effet de serre sur notre planète s'emballerait et porterait à ébullition la totalité des océans. La prise en compte de ces deux mécanismes (effet de serre + convection) dans un modèle dit radiatif-convectif permet de déterminer le profil de température et de vapeur d'eau de l'atmosphère (Kasting,

1988, voir Fig. 6). A partir de températures de surface d'environ 360 K, correspondant à une distance de 0.95 UA et une pression partielle de H₂O d'environ 1 bar à la surface, une élévation de la température de surface n'entraîne quasiment plus d'augmentation de l'énergie infrarouge rayonnée. La basse atmosphère devient en effet totalement opaque dans l'infrarouge et la planète se refroidit par l'émission thermique de la vapeur d'eau à des altitudes élevées où la température n'est quasiment pas influencée par la température de surface. Chauffer la surface ne fait alors qu'augmenter légèrement l'altitude d'où est émis ce rayonnement, mais l'augmentation de la surface d'émission qui en résulte est négligeable. L'équilibre entre l'énergie incidente absorbée et l'énergie thermique réémise par la planète est alors rompu. Cet excès d'énergie non rayonné est alors intégralement converti en chaleur latente par évaporation des océans. A 0.95 UA, si cet excès correspondait à 1% de l'énergie incidente, une quantité d'eau équivalente à l'océan actuel serait vaporisée en moins de 50 000 ans. L'augmentation de l'albédo est alors le seul effet protégeant encore l'océan de la vaporisation totale. En effet, le rayonnement incident est réfléchi plus efficacement vers l'espace par diffusion Rayleigh en raison de l'augmentation considérable de pression atmosphérique (10 m d'eau = 1 bar). Toutefois cet effet protecteur n'empêche pas d'atteindre la température critique de l'eau (647 K) et donc l'évaporation totale de l'océan à la distance de 0.84 UA (1.4 fois la luminosité solaire actuelle), et ce quel que soit le réservoir d'eau dont dispose la planète. Une fois ce seuil franchi, tout l'océan se retrouve vaporisé (270 bars dans le cas de la Terre) et l'effet de serre s'emballe (runaway greenhouse effect) : la planète n'est plus capable de se refroidir, ni par rayonnement infrarouge, ni par évaporation du réservoir d'eau, et la température de surface passe brutalement de 647 K à plus de 1500 K. A cette température, la surface émet dans le proche infrarouge et le visible, à des longueurs d'onde où la colonne atmosphérique de vapeur d'eau est partiellement transparente, et un nouvel équilibre est atteint.

A des distances orbitales inférieures à 0.95 UA, la vapeur d'eau devient le constituant principal de l'atmosphère à toute altitude (voir Fig. 6), excepté dans la très haute atmosphère où H₂O est photodissocié en O et H par le rayonnement UV. Comme on l'a vu, la vapeur d'eau est un composé très minoritaire au-dessus de la tropopause, dans l'atmosphère terrestre actuelle et le "piège froid" de la tropopause maintient la perte d'hydrogène vers l'espace à des valeurs négligeables, celle-ci étant limitée par la diffusion moléculaire de H à l'homopause. Dans une atmosphère chaude dominée par H₂O, la photodissociation de H₂O et l'échappement de H ne sont plus limités que par l'irradiation X et UV de la haute atmosphère. Pour déterminer le flux d'échappement maximal, supposons que l'énergie du rayonnement incident intercepté par la

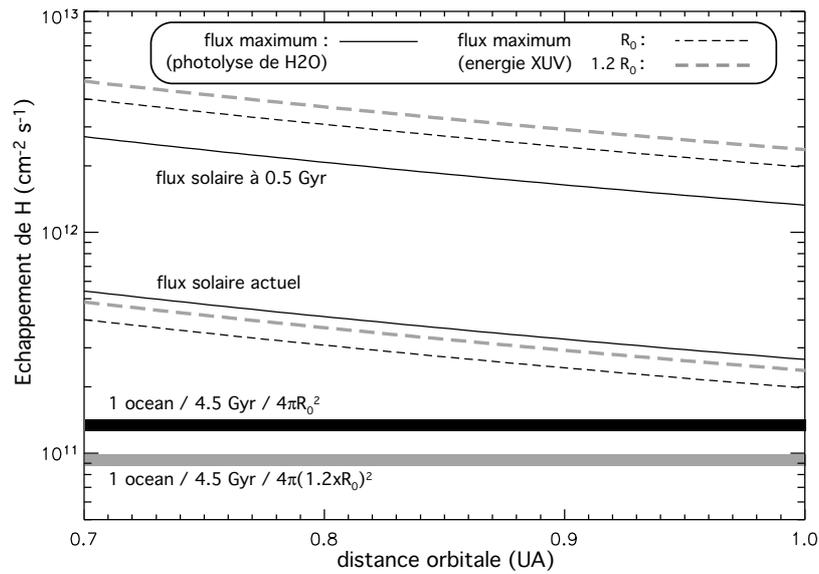


Figure 5.: Pertes maximales de H en fonction de la distance héliocentrique a . Lorsque $a < 0.95$ UA, l'échappement de H n'est plus limité que par le rayonnement X et EUV absorbé dans la haute atmosphère. En raison de l'évolution du spectre solaire à ces longueurs d'onde, l'échappement est plus important lorsque l'étoile est jeune et, selon l'âge, il est limité soit par l'énergie radiative déposée, soit par la photodissociation de H_2O . Le flux maximal dépend de l'altitude à laquelle le rayonnement est absorbé; cette altitude se trouve significativement augmentée en cas d'échappement hydrodynamique. Ici, une augmentation indicative du rayon d'absorption de 20% a été considérée.

planète soit convertie en énergie gravitationnelle avec un facteur d'efficacité $\epsilon(\lambda)$. Si $F(\lambda)$ est le flux d'énergie [Watts $m^{-2} m^{-1}$] au niveau de la planète, ce même flux redistribué sur toute la planète sera $F(\lambda)/4$. L'énergie gravitationnelle d'une particule de masse m_i étant GMm_i/r^2 , le taux d'échappement limite sera :

$$\phi_E = \frac{r^2}{4GMm_i} \int \epsilon(\lambda)F(\lambda)d\lambda$$

Dans cette expression, l'essentiel de la complexité des processus est contenue dans le facteur ϵ qui prend en compte toutes les dissipations d'énergie entre le niveau où le rayonnement est absorbé et le niveau où l'échappement a effectivement lieu. ϵ est en fait complètement négligeable aux longueurs d'onde supérieures à 100 nm (à l'exception parfois de la raie Lyman- α à 121.5 nm) car le flux est absorbé trop profondément dans l'atmosphère. Dans la pratique on fait l'approximation grossière que $\epsilon(\lambda)$ est constant et vaut environ 0.3 pour $\lambda < 100 nm$. Cette simplification est justifiée par le fait que l'on s'intéresse essentiellement aux ordres de grandeurs des processus intenses d'échappement hydrodynamique, ceux-ci n'étant pas observés actuellement dans le système solaire. On verra plus loin (et voir aussi le chapitre de A. Vidal-Madjar dans ce volume) que l'observation récente de l'échappement hydrodynamique sur HD 209458b a stimulé la recherche dans ce domaine et le développement de modèles plus détaillés. Ainsi simplifié, le taux d'échappement limité par l'apport énergétique s'écrit :

$$\phi_E = \frac{r^2 \epsilon F_{XUV}}{4GMm_i} \text{ atomes.cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \quad (3)$$

et la perte intégrée sur toute la planète :

$$\phi_E = \frac{\pi r^3 \epsilon F_{XUV}}{GMm_i} \text{ s}^{-1} \quad (4)$$

On voit que ϕ_E dépend fortement de l'altitude à laquelle l'échappement et l'absorption du rayonnement XUV se produisent. Lorsque le flux XUV est très intense et provoque un échappement hydrodynamique violent, r peut être largement supérieur au rayon planétaire r_0 . Dans la figure 5, deux valeurs de r ont été considérées, r_0 et $1.2r_0$.

Le flux solaire à $\lambda < 100 nm$, F_{XUV} , est de l'ordre de 4-5 $\text{erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ au niveau de la Terre mais était beaucoup plus important lorsque le Soleil était plus jeune (voir section 5.). Avec le flux actuel à 1 UA, ϕ_E est de l'ordre de $2 \times 10^{11} \text{ atomes.cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, mais, comme on l'a vu, la perte de H sur Terre est actuellement limitée par la diffusion de H à

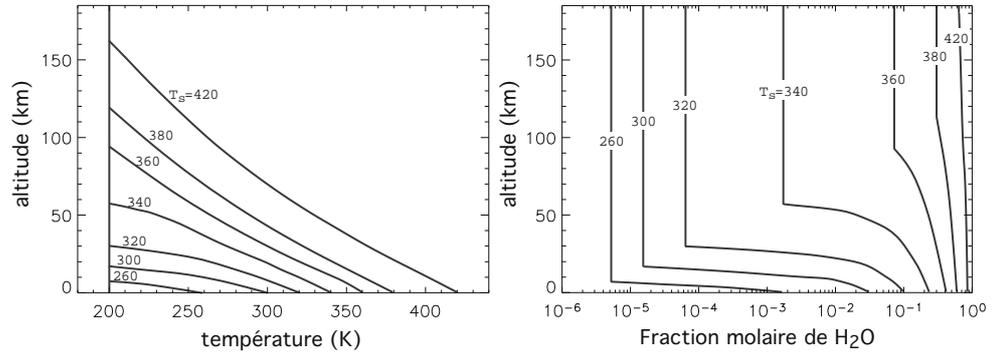


Figure 6.: Profils atmosphériques de température (a) et de vapeur d'eau (b) en fonction de la température de surface T_S . Pour des valeurs de T_S élevées, la vapeur d'eau devient un composé atmosphérique majeur. Pour $T_S > 360$ K, la pression partielle de vapeur d'eau à la surface est supérieure à 1 bar, et l'échappement de H vers l'espace devient suffisamment efficace pour perdre un océan terrestre en moins de 1 Ga. Graphes de Kasting (1988).

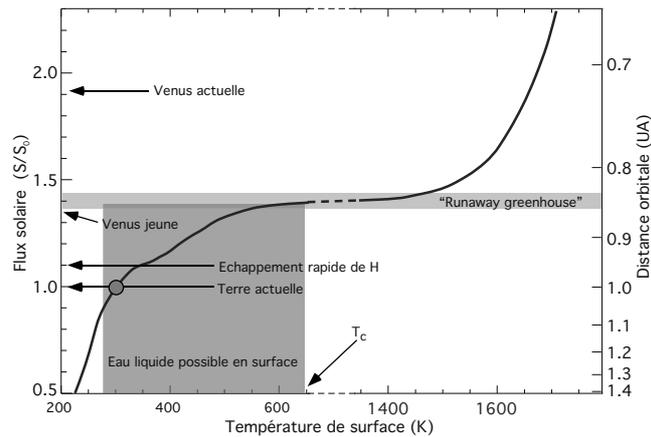


Figure 7.: Emballement de l'effet de serre ou runaway greenhouse. Ce graphe donne la relation entre le flux solaire reçu en haut de l'atmosphère (relatif au flux reçu actuellement par la Terre : S_0) et la température de surface T_S . Lorsque T_S dépasse environ 550 K, le flux infrarouge émis par la planète atteint un seuil, entraînant la vaporisation totale du réservoir d'eau (voir texte). Ce seuil correspond à une distance orbitale de 1,4 UA autour du Soleil actuel. Sont indiqués les flux reçus par Vénus actuellement et il y a 4 Ga (Vénus jeune), le flux correspondant à un échappement rapide de H et la zone de température/flux où l'eau liquide peut exister en surface. La correspondance entre le flux et la distance au Soleil actuel est donnée sur l'axe vertical droit. Le lecteur notera la rupture dans l'axe de température entre 600 et 1400 K. Adapté de Kasting (1988).

l'homopause. Toutefois, si l'abondance totale d'hydrogène au-dessus de la tropopause (f_H) était supérieure à environ 9×10^{-3} , on voit sur la figure 4 que l'évaporation serait limitée par ϕ_E ; et c'est ce qui se passe pour une température de surface de plus de 360 K, correspondant à une distance orbitale de 0.95 UA du Soleil actuel. Aux distances orbitales inférieures, une quantité d'eau équivalente à l'océan terrestre peut être perdue en 1 Ga environ (voir Fig 5). Pour un Soleil plus jeune, ϕ_E est plus important mais le rapport entre rayonnement X et EUV fait que l'on doit considérer une nouvelle limite : la photodissociation de la molécule d'eau. En effet, si l'on considère que tout atome de H doit être libéré par photolyse de H_2O avant d'être perdu dans l'espace, le flux de H ne peut dépasser le flux de photons capables de dissocier H_2O ($\lambda < 180$ nm). La figure 5 montre qu'à 0.5 Ga, c'est la photolyse de H_2O qui limite la perte de H. Cette limite supérieure constitue toutefois une évaporation très rapide puisque, au niveau de l'orbite de Vénus, elle correspond à la photolyse d'un océan terrestre en 200 millions d'années. Au début de l'histoire de Vénus, la luminosité solaire était suffisamment faible pour tolérer un océan liquide (très chaud!), comme le montre la figure 7. L'érosion de ce réservoir d'eau par le rayonnement UV, devait toutefois être très efficace et, si Vénus disposait d'une quantité d'eau moins massive que celle de l'océan terrestre, celle-ci a dû être perdue avant même que l'augmentation de la luminosité solaire n'atteigne la valeur seuil de vaporisation totale. La quantité d'eau présente sur une planète est donc à prendre en compte, pour au moins deux raisons. La première est la fuite de ce réservoir vers l'espace qui peut se traduire en une relation entre la distance orbitale et la durée de vie du réservoir d'eau. La seconde tient au fait que le point critique de l'eau correspond à une température de 647K et une pression de 220 bar. Dans le cas de la Terre, l'océan entier vaporisé produirait une pression de 270 bar, supérieure à celle du point critique, et la température critique est donc nécessaire pour vaporiser la totalité de l'océan. Un réservoir moins massif pourrait toutefois être vaporisé entièrement à des températures inférieures. Par exemple, un océan de 100 mètres de profondeur serait vaporisé à une température de 450K, donc à une distance d'environ 0.9 UA du Soleil actuel (cas sans nuage).

Si Vénus a effectivement possédé un océan dont l'hydrogène a été perdu dans l'espace, qu'est devenu l'oxygène de l'eau? Pour un océan terrestre, l'oxygène résiduel constituerait une atmosphère de 240 bars. L'océan primordial Vénusien était peut-être moins massif que l'océan terrestre mais cela représente toujours 0.9 bar d'oxygène par dizaine de mètres d'eau. L'oxydation de la croûte pourrait expliquer la disparition progressive d'une partie de cet oxygène résiduel, car le recyclage volcanique de la surface vénusienne est particulièrement efficace mais la quasi absence de O_2 dans l'atmosphère de Vénus reste à expliquer.

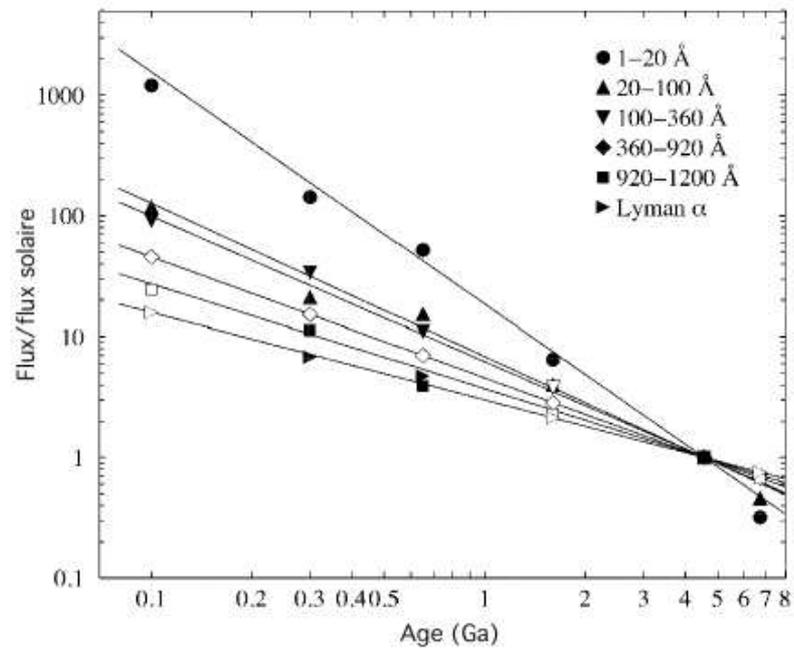


Figure 8.: *Luminosité XUV pour 5 analoges solaires d'âges différents. Les symboles noirs correspondent à des observations dans le domaine de longueur d'onde indiqué. Les symboles vides sont des extrapolations à partir des lois de puissance dérivées des observations disponibles. (Ribas et al. 2005)*

Chassefière (1997) a suggéré que le vent solaire intense du Soleil jeune, associé à un échappement hydrodynamique de H, a pu entraîner la perte d'un océan primordial (H et O) en des temps très courts ($< 10^8$ ans). Kulikov et al. (2006) ont récemment revisité cette hypothèse en se basant sur des estimations récentes de l'évolution de la luminosité XUV et du vent solaire (voir section 5.). Leur conclusion est que plusieurs centaines de bars d'oxygène ont effectivement pu être perdus par la combinaison de l'échappement hydrodynamique et de l'interaction avec le vent solaire, mais sur des durées vraisemblablement plus longues. Cette question de l'oxygène résiduel pose aussi la question de l'origine d'atmosphères planétaires riches en O₂. L'oxygène moléculaire est en effet suggéré comme biomarqueur atmosphérique permettant de signaler la présence d'une activité biologique sur une exoplanète. L'étude de l'évolution de Vénus nous montre qu'il faut être prudent, O₂ pouvant aussi être le signe d'une forte érosion d'un réservoir d'eau. En cas de détection d'O₂ sur une exoplanète tellurique, il faudra donc s'interroger sur le rôle possible de l'évaporation (Selsis et al., 2002). La distance orbitale, le type spectral et l'âge de l'étoile seront alors des indications importantes quant à l'implication de l'évaporation ou de la biologie.

5. Evolution de la luminosité XUV stellaire

Comme nous l'avons vu dans le cas de la Terre, la température exosphérique dépend fortement de l'intensité du rayonnement stellaire dans la gamme XUV (0.1-100 nm), et dans la raie Lyman- α . La luminosité solaire à ces longueurs varie fortement entre les périodes de faible et de forte activité du cycle solaire de 22 ans (un facteur 2 en Lyman- α et supérieur en XUV), ce qui se manifeste par une variation de T_e d'un facteur 2 (800-1600 K). Sur Terre le taux de perte de H, auquel contribue l'interaction avec le vent solaire, est limité par la diffusion de H à l'homopause et n'est donc pas particulièrement sensible à cette variation du flux XUV. Toutefois, dans les cas d'autres planètes où le taux d'évaporation est limité par T_e ou par l'apport d'énergie XUV (échappement hydrodynamique), cette sensibilité est très marquée. Si l'on veut étudier l'impact de l'échappement sur l'évolution à long terme des atmosphères planétaires, il faut donc connaître l'évolution de l'irradiation XUV (et des caractéristiques du vent solaire, si l'on s'intéresse aux effets non-thermiques).

L'évolution de la luminosité totale (ou bolométrique) des étoiles est désormais bien modélisée (Baraffe et al., 1998), mais aucun modèle théorique ne permet actuellement de rendre compte de l'évolution du rayonnement XUV. Pour "reconstruire" l'évolution de la luminosité XUV du Soleil, des observations d'étoiles dont le type est extrêmement simi-

laire à celui du Soleil mais dont l'âge est différent, ont été conduites depuis près de 20 ans par E. Guinan et ses collaborateurs grâce aux observatoires spatiaux ASCA, ROSAT, EUVE, FUSE, IUE et HST. La conclusion de ce travail a été publiée récemment (Ribas et al., 2005), et se trouve résumée dans la figure 8. Il est connu depuis longtemps que la luminosité XUV des étoiles est extrêmement élevée durant leur phase T-Tauri (Feigelson and Montmerle, 1999), mais c'est l'évolution après la dissipation du disque protoplanétaire, sur la séquence principale, qui est importante pour l'étude des atmosphères planétaires. Pour les étoiles de la séquence principale, et si l'on fait exception de sursauts (*flares*), la luminosité X (0.1-10 nm) n'excède jamais le rapport, dit de "saturation", $\log(L_X/L_{bol}) \approx -3.1$. Les étoiles de type solaire restent à la saturation pendant environ 10^8 ans puis leur luminosité X (et XUV en général) décroît selon une loi de puissance du type $\text{Flux} = \alpha.t_{[\text{Ga}]}^\beta$ (avec $\text{Flux}(t < 0.1 \text{ Ga}) = \text{Flux}(t=0.1 \text{ Ga})$). Pour un flux à 1 UA et exprimé en $\text{erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, Ribas et al. donnent les coefficients suivants :

Table 2.:

λ (nm)	α	β
0.1-2	2.40	-1.92
2-10	4.45	-1.27
10-36	13.5	-1.20
36-92	4.56	-1.0
92-118	24.8	-1.27
121.5 (L- α)	19.2	-0.72

Un travail similaire a été effectué par Wood et al. (2002; 2005) sur la mesure du vent stellaire pour des étoiles G à différents âges. Ces mesures, encore préliminaires, sont précieuses pour l'étude de l'interaction entre vent stellaire et atmosphères planétaires qui, dans certains cas, peut provoquer une perte de masse atmosphérique supérieure à l'évaporation thermique.

Relativement à leur luminosité totale, les étoiles moins massives que le Soleil sont des sources XUV plus intenses et restent à la saturation plus longtemps. En travaillant sur cette question avec I. Ribas, nous avons proposé une loi empirique très simple pour décrire l'évolution de la luminosité XUV des étoiles G, K et M. Pour une étoile de masse $M_* < M_{\text{Sol}}$ et d'âge t dont nous connaissons la luminosité totale L_* , nous appliquons la règle suivante pour obtenir sa luminosité intégrée sur un domaine spectral $\Delta\lambda$ quelconque compris entre 0.1 et 1000 nm :

- la luminosité solaire $L_{\text{sol},\Delta\lambda}(t)$ se déduit d'une loi de puissance donnée par la table 2, ou la figure 8,

- si $\log(L_{\text{sol},\Delta\lambda}(t)/L_*) > -3.1$ alors $\log L_{*,\Delta\lambda}(t) = \log L_* - 3.1$ (saturation),
- si $\log(L_{\text{sol},\Delta\lambda}(t)/L_*) < -3.1$ alors $L_{*,\Delta\lambda}(t) = L_{\text{sol},\Delta\lambda}(t)$

Cette relation empirique et très préliminaire est à utiliser avec précaution mais est utile pour l'étude de la stabilité des atmosphères autour d'étoiles K et M. Les observations disponibles sont actuellement en train d'être compilées afin de valider ou d'affiner cette loi, mais cela est rendu délicat par la difficulté d'estimer l'âge des étoiles ayant plus de 0.5 Ga environ. La figure 9 montre l'accord entre cette relation et les quelques observations fiables disponibles. Si l'on comparait, depuis une

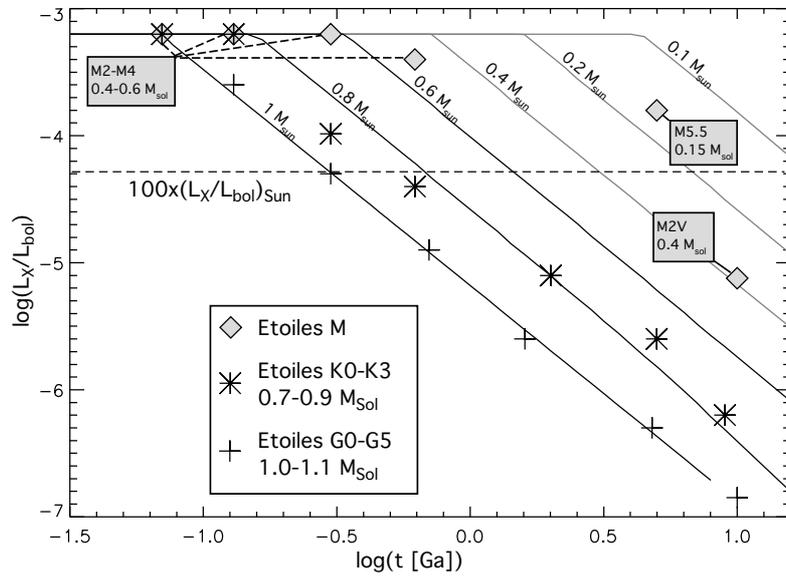


Figure 9.: Evolution de la luminosité X pour les étoiles G, K et M. Ce graphe donne des observations de la luminosité X (0.1-10 nm) pour des étoiles dont la masse est comprise entre 0.1 et 1 M_{Sol} . Les croix sont les données compilées par Ribas et al. (2005) pour les étoiles G0-G5. Les astérisques et losanges indiquent des observations d'étoiles K et M. Les courbes représentent un modèle empirique d'évolution (voir texte). Aux autres longueurs d'onde du domaine XUV, ce diagramme serait similaire mais avec des valeurs de saturation et des pentes différentes.

même distance d , le flux XUV d'étoiles G, K et M de même âge, le flux de l'étoile G serait toujours supérieur ou égal à celui des autres étoiles. Toutefois, si l'on observe l'étoile depuis sa zone habitable, dont les li-

mites dépendent de la luminosité totale L_{bol} , ce n'est plus L_{XUV} , mais L_{XUV}/L_{bol} , qui devient le paramètre important. Le flux XUV reçu par les planètes "habitables" sera d'autant plus important que l'étoile est peu massive. Plaçons une planète tellurique autour d'une étoile M de $0.3 M_{\odot}$, et de l'âge du Soleil, à une distance telle qu'elle reçoive une irradiation totale de 1370 W/m^2 , égale à celle reçue par la Terre. Cela la placerait à environ 0.11 UA de son étoile. Le flux X irradiant cette planète serait 300 fois plus élevé que celui reçu par la Terre. Dans la totalité du domaine XUV, ce rapport avoisinerait 100. De telles irradiations amènent à se questionner sur la stabilité des atmosphères de planètes telluriques dans la zone habitable des étoiles M. Cette question est d'autant plus importante que : 1) les étoiles M constituent plus de 90% des étoiles de la Galaxie et 2) les techniques de recherche de planètes extrasolaires permettent de détecter des masses planétaires beaucoup plus faibles autour d'étoiles M, et il est très vraisemblable que la première planète tellurique qui sera détectée dans la zone habitable de sa planète le soit autour d'une étoile M.

L'habitabilité autour des étoiles M pose d'autres problèmes, dont le principal est lié à la rotation synchrone des planètes dans la zone habitable. Celles-ci présentent toujours la même face à leur étoile ce qui entraîne une dynamique du climat très particulière (toute atmosphère insuffisamment dense condense en totalité sur le côté nuit...), mais interrogeons-nous un instant sur la question de l'échappement. Quelle serait la température exosphérique d'une planète tellurique soumise à une irradiation XUV 100 fois plus intense que celle reçue par la Terre, sachant que, sur Terre, T_e est à peu près multipliée par 2 lorsque l'irradiation XUV est doublée (au maximum solaire)? Cette relation entre T_e et F_{XUV} ne reste évidemment pas linéaire pour de fortes augmentations de F_{XUV} mais T_e peut tout de même atteindre des valeurs extrêmement élevées. En collaboration avec Y. Kulikov, nous adaptions un modèle exosphérique terrestre afin de calculer T_e pour des compositions atmosphériques et des conditions d'irradiation variées. Cela suppose un calcul complet de l'absorption du flux XUV, de la photochimie qui en résulte, de la conduction de chaleur et de la ré-émission IR. La quantité de CO_2 contrôle le refroidissement de l'exosphère (voir section 6.), aussi avons-nous estimé T_e pour une atmosphère constituée principalement de N_2 et de CO_2 , pour différentes abondances de CO_2 , et pour différents flux XUV. Le résultat, donné dans la figure 10 (graphe de gauche), montre que la température dépasse les $10\,000 \text{ K}$ pour un flux XUV 50 fois supérieur à celui que reçoit la Terre. Il faut noter ici que O_2 n'est pas un constituant majeur des atmosphères considérées dans ce calcul; pour une atmosphère similaire à celle de la Terre, la forte absorption EUV de O_2 induirait des températures encore plus élevées. La figure de droite donne les taux

d'échappement de Jeans qui résultent d'une température exosphérique de 10 000 et 20 000 K, et pour différentes masses planétaires. On voit que la perte de masse intégrée sur plusieurs milliards d'années peut atteindre la masse de l'atmosphère. Si l'on considère notre planète comme un exemple significatif (ce qu'elle n'est peut-être pas), les réservoirs d'oxygène et de carbone seraient peu érodés par cette évaporation, mais la totalité de l'azote (élément nécessaire à la vie telle que nous la connaissons) serait rapidement perdue. De plus, l'hydrogène n'est pas pris en compte ici; bien que son évaporation soit limitée par sa diffusion, son échappement à de telles températures entraînerait avec lui une fraction d'éléments lourds (C, N, O) qu'il faudrait prendre en compte dans cette estimation. Cette situation semble assez en défaveur de l'habitabilité autour des étoiles de faible masse mais il faut en plus y ajouter l'effet violent des éjections coronales (CME) qui, selon l'intensité du champ magnétique de la planète, peuvent entraîner une érosion particulièrement violente des couches externes de l'atmosphères (Khodachenko et al., 2006b; Lammer et al., 2006). Or, il est logique de penser que la dynamo à l'origine de ce champ sera réduite pour les planètes qui se trouvent dans la zone habitable des étoiles M car leur rotation est synchronisée par effet de marée avec leur mouvement orbital.

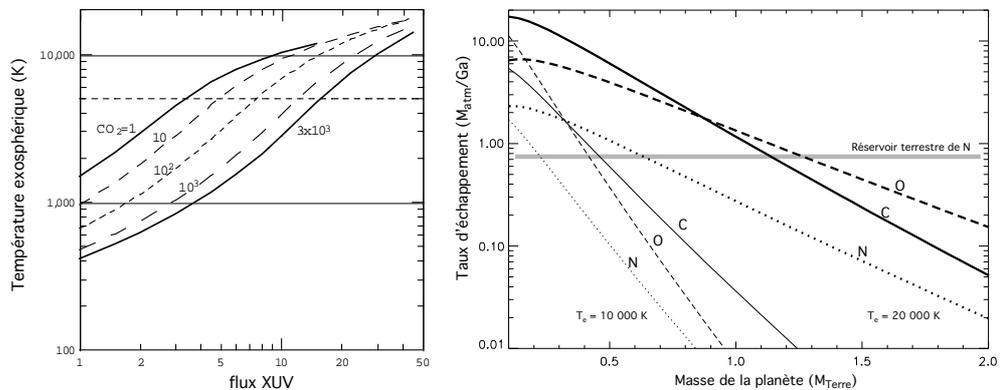


Figure 10.: Influence du fort rayonnement XUV des étoiles M sur leurs éventuelles planètes habitables. La figure de gauche montre la variation de T_e avec le flux incident XUV pour une atmosphère de N_2 et CO_2 . ($CO_2=1$ correspond à l'abondance terrestre : 3×10^{-4}). La figure de droite donne le flux d'échappement de Jeans de C, N et O pour une atmosphère de 90% de CO_2 et 10% de N_2 , pour $T_e = 10\,000$ et $20\,000$ K.

6. La Terre primitive

L'échappement d'hydrogène a joué un rôle très important dans l'évolution primitive de l'atmosphère terrestre et ce à deux étapes importantes de l'évolution de notre planète. La première se situe sur la Terre prébiotique, dont l'environnement a été le site de l'émergence du vivant. Miller et Urey ont proposé dans les années 50 (Miller and Urey, 1959), et sur la base de leur fameuse expérience, que les molécules complexes à la base du vivant avaient été produites dans l'atmosphère prébiotique, alors riche en hydrogène et méthane primordiaux. Toutefois, plusieurs travaux, notamment ceux de Walker (1977) et de Kasting (1993), ont abouti à la conclusion que l'hydrogène était un composé mineur de l'atmosphère prébiotique. Leur argument est très simple : plaçons-nous il y a 3.8 Ga, au moment de l'apparition de la Vie, selon ces auteurs¹. Supposons que le taux d'échappement d'hydrogène soit, comme aujourd'hui, donné par son flux diffusif à l'homopause et soit donc proportionnel à son abondance dans l'homosphère f_H . Il suffit donc de calculer la valeur de f_H qui s'établit lorsque l'émission volcanique de H est exactement balancée par sa perte dans l'espace. En supposant un dégazage volcanique égal ou dix fois supérieur au dégazage actuel, on obtient $f_H = 10^{-4} - 10^{-3}$, ce qui n'est que 10-100 supérieur à la valeur actuelle, et très insuffisant pour conférer à l'atmosphère les propriétés réductrices nécessaires à la formation des briques du vivant. La recherche dans le domaine des origines du vivant a été bouleversée par cet abandon de l'atmosphère réductrice primitive et des voies alternatives ont été suggérées pour l'origines des molécules prébiotiques (hydrothermalisme, apport météoritique et cométaire).

Toutefois, ce calcul de l'abondance d'hydrogène repose sur l'hypothèse très forte que seule la diffusion de H à l'homopause limite l'évaporation. Cette hypothèse est actuellement vérifiée, comme nous l'avons vu, parce que la température exosphérique est suffisamment élevée (800-1600 K) pour que tout l'hydrogène atteignant l'hétérosphère soit perdu dans un temps très court comparé au temps de diffusion de H à l'homopause. Or, T_e dépend fortement de la composition atmosphérique et sa valeur élevée pour la Terre actuelle est due à la forte abondance de O_2 et à la faible abondance de CO_2 . L'oxygène est le principal absorbeur UV dans la haute atmosphère et donc responsable du chauffage thermosphérique alors que CO_2 est le principal radiateur IR, et donc le principal

¹Cet âge de -3.8 Ga pour l'origine de la vie terrestre est souvent cité, en raison de l'intense bombardement aux âges antérieurs. Toutefois, on pense actuellement que l'origine du vivant a pu avoir lieu bien avant, juste après la formation de la Terre, vers -4.4 Ga, en raison des réévaluations récentes du bombardement astéroïdal et de son histoire (Gomes et al., 2005)

refroidisseur de la thermosphère. Pour Vénus, par exemple, bien que plus proche du Soleil mais dont l'atmosphère est composée essentiellement de CO_2 , T_e est inférieure à 300 K. Dans le modèle de Kasting et de Walker, l'atmosphère prébiotique contient une large fraction de CO_2 et, bien entendu, pas de O_2 (qui s'est accumulé dans l'atmosphère il y a 2.3 Ga). On peut donc s'attendre à une température exosphérique inférieure à 300 K comme sur Vénus ou Mars. Dans ce cas, l'échappement est vraisemblablement moins efficace que sa limite diffusive et l'hydrogène peut tout à fait être un composé majeur. Récemment, Tian et al. (2005a), se sont fait l'écho d'une grande partie de la communauté en revisitant ce calcul et en réhabilitant l'atmosphère réductrice primitive. Toutefois, il faut noter ici que leur approche n'est pas sans défaut puisque ces auteurs ont utilisé un modèle d'échappement hydrodynamique appliqué à une atmosphère d'hydrogène pure. Les autres composés, tels que le CO_2 , ne sont pas pris en compte et le calcul de la température exosphérique ne repose pas sur un modèle photochimique. De plus, leur modélisation hydrodynamique traite l'atmosphère comme un fluide, ce qui se justifie lorsque les collisions sont importantes mais, dans le cas de l'échappement atmosphérique, cela implique des valeurs du paramètre d'échappement X très faibles, ce qui est en contradiction avec la faible température exosphérique attendue. En résumé donc, ce papier de Tian et al., arrive à une conclusion probablement correcte ($f_{\text{H}} \gg 10^{-3}$) mais par un raisonnement difficilement justifiable. Il y a actuellement collaboration entre Tian, Kasting et d'autres groupes pour converger vers un modèle plus cohérent.

Le problème devient encore plus complexe en raison de la possibilité d'une origine beaucoup plus ancienne de la Vie (possibilité offerte par les nouvelles théories concernant le bombardement astéroïdal; Gomes et al. 2005). En effet, si c'est l'atmosphère d'il y a 4.4 Ga qu'il est pertinent de considérer, alors il faut prendre en compte la forte luminosité XUV du Soleil (qui augmente la perte de H et réduit donc son abondance) et le dégazage de H beaucoup plus important (qui entraîne au contraire une augmentation de l'abondance de H).

Il a été également proposé que l'échappement de H, lié à la production de méthane par la biosphère primitive, avait permis l'oxygénation de l'atmosphère qui s'est produite il y a 2.3 Ga. Il est généralement admis que la photosynthèse oxygénique est apparue sur Terre bien avant l'oxygénation globale et de nombreux chercheurs se sont intéressés à la raison de ce retard entre production biologique de O_2 et accumulation de O_2 dans l'atmosphère. Il s'agit d'un problème très complexe qui ne sera pas détaillé ici mais sur lequel je ne présenterai que l'hypothèse de Catling et al. (2001). L'idée est que (1) l'accumulation de O_2 dans l'atmosphère n'a été possible qu'une fois atteint un état d'oxydation suf-

fisant des couches superficielles de la Terre et (2) l'évolution vers cet état et la date de l'oxygénation ont été déterminées par l'échappement de l'hydrogène vers l'espace, qui constitue le seul processus d'oxydation irréversible. Catling suppose, comme Kasting et Walker, que la perte d'hydrogène est limitée par son flux diffusif à l'homopause, ce qui donne des valeurs faibles dans l'atmosphère prébiotique puisque le principal porteur d'hydrogène, H_2O , est piégé à la tropopause. Le méthane, toutefois, ne condense pas aux températures terrestres et le CH_4 peut donc constituer un vecteur important pour le transport de H de la surface vers l'homopause, à condition que la production de méthane soit importante. En l'absence de vie, celle-ci reste négligeable mais la méthanogénèse est un métabolisme très primitif qui a précédé l'apparition de la photosynthèse oxygénique. La production de méthane biologique actuelle produit une abondance de 1.7 ppm de CH_4 dans l'atmosphère, mais cette même production résulterait en une abondance 100 à 1000 fois plus élevée dans une atmosphère dénuée de O_2 . De plus, en l'absence de O_2 , les méthanogènes peuvent prospérer à peu près partout sur la planète alors qu'ils sont actuellement confinés à des environnements marginaux (marais, systèmes digestifs des mammifères) ; on peut donc supposer que la production de méthane était supérieure avant 2.3 Ga à ce qu'elle est aujourd'hui. Si l'on suppose une abondance de CH_4 100 fois supérieure à son abondance actuelle, le flux diffusif de H à l'homopause s'en trouve augmenté d'autant. Catling et al. ont quantifié cet effet et suggéré que la méthanogénèse avait permis l'oxydation irréversible de la Terre et finalement sa transition vers un monde aérobie où les formes de vie complexes ont pu prospérer. Cette théorie fascinante appelle toutefois quelques commentaires. Le premier est que l'état d'oxydation des roches entre -3.9 et 2.3 Ga ne présente pas d'évolution notable. Le second est que la forte irradiation XUV du Soleil a causé une oxydation par perte de H extrêmement forte au début de l'histoire de la Terre ainsi que sur les embryons planétaires qui se sont accrétés pour former la Terre. La perte de H intégrée sur les premières centaines de millions d'années du système solaire semble dépasser largement ce qui peut être perdu par diffusion dans l'atmosphère entre l'apparition des méthanogènes et la transition à 2.3 Ga. L'idée est toutefois élégante et mérite d'être étudiée plus en détail.

7. Jupiters et Neptunes chauds

Lorsqu'ont été découvertes les premières exoplanètes autour d'étoiles de la séquence principale, leur distance orbitale s'est avérée tellement faible que l'une des premières questions qui s'est posée alors fut celle de la stabilité de leur atmosphère face à l'échappement thermique. Les premières découvertes de Jupiters chauds étaient ainsi accompagnées

d'un calcul du taux d'échappement de Jeans à la température effective estimée de la planète. Comme on le voit sur la table 1, la température critique pour un Jupiter est de l'ordre de 145 000 K, alors que la température effective d'un Jupiter chaud est de l'ordre de 1000 K, ce qui correspond à un paramètre d'échappement très élevé ($X \approx 200$) et donc à un échappement infime. Les auteurs de ces estimations ont alors conclu que les processus d'échappement non-thermiques devaient dominer. Curieusement, alors que la température effective de Jupiter est de l'ordre de 200 K, il s'avère que sa température exosphérique est de 800-1000 K, température similaire à la température effective des Jupiters chauds. Par coïncidence, le calcul fait pour les Jupiters chauds représente donc le cas de notre Jupiter ! Il faut mentionner ici que la raison de la valeur élevée de la température exosphérique de Jupiter n'est pas bien connue. Le rayonnement EUV solaire ne peut être responsable que de moins de 200 K à la distance de Jupiter et l'on suppose que cette température élevée, que l'on retrouve plus ou moins sur les autres planètes géantes du système solaire, est liée à l'interaction entre les ions accélérés par le champ magnétique intense et la thermosphère.

Pour revenir aux Jupiters chauds, la température effective n'était évidemment pas la température pertinente pour estimer l'échappement, et plusieurs chercheurs (par exemple, Moutou et al., 2001) ont postulé des températures plus réalistes de l'ordre de 10 000 K ($X < 20$) sur la base d'arguments physiques simples, et ont recherché les signes observationnels de la présence d'une exosphère étendue. Il a fallu toutefois attendre l'observation de Vidal-Madjar et al. (2003) pour détecter, durant le transit de la planète HD 209458b, l'absorption de cette exosphère dans la raie Lyman- α . L'étendue minimale de l'exosphère détectée (en supposant celle-ci opaque), comparable au rayon du lobe de Roche, ainsi que les vitesses impliquées par la largeur doppler de l'absorption, ont permis aux auteurs de conclure que le gaz responsable de cette absorption était en échappement. Les détails de cette découverte nous sont contés dans le chapitre de A. Vidal-Madjar, dans ce même volume.

Parallèlement à cette observation, Lammer et al. (2003) avaient rappelé que l'atmosphère riche en hydrogène des Jupiters chauds devait s'échapper de façon hydrodynamique, et que, dans un tel cas, l'échappement n'était pas limité par le flux de Jeans ni par le flux diffusif mais, comme on l'a vu précédemment, par la déposition d'énergie XUV (ϕ_E , formules 3 et 4). Contrairement à ce qui est parfois retenu dans la littérature récente, Lammer et al. (2003) n'ont pas présenté un modèle d'échappement mais un calcul de ϕ_E , la limite énergétique de la perte de masse. En l'absence de modèle complet, la valeur de ϕ_E n'est connue qu'à ϵ (le rendement énergétique) et r_{abs} (l'altitude d'absorption du rayonnement XUV) près. Lammer et al. ont établi la limite supérieure absolue de

l'échappement thermique en fixant ϵ à 1 et en calculant le rayon maximal auquel l'absorption XUV et Lyman- α peut avoir lieu, à partir du modèle hydrodynamique de Watson et al. (1981), dans lequel toute l'irradiation est absorbée dans une couche infiniment mince. L'application de ce modèle conduit à une estimation de ce rayon d'absorption qui se trouve être en accord avec la mesure de Vidal-Madjar et al. ($r_{abs} \approx 3r_0$), si l'on suppose toutefois que l'absorption mesurée est due à une exosphère opaque, ce qui n'est vraisemblablement pas le cas. La conclusion importante de ce travail est que la perte de masse d'un Jupiter chaud, intégrée sur plusieurs milliards d'années, peut potentiellement emporter une fraction importante, sinon la majeure partie de l'enveloppe gazeuse de la planète. Les auteurs concluaient alors que le développement de modèles réalistes permettant d'estimer la perte de masse thermique étaient donc tout à fait justifié, contrairement à ce qui était affirmé à chaque nouvelle découverte d'un Jupiter chaud. Il est amusant de remarquer que, bien que ce calcul de ϕ_E paraisse évident, voire simpliste (il ne s'agit que d'une application à des planètes géantes gazeuses de principes très communément appliqués pour l'évolution primordiale des atmosphères de planètes terrestres), il n'a pu être publié qu'une fois connue l'observation de l'échappement de HD 209458b.

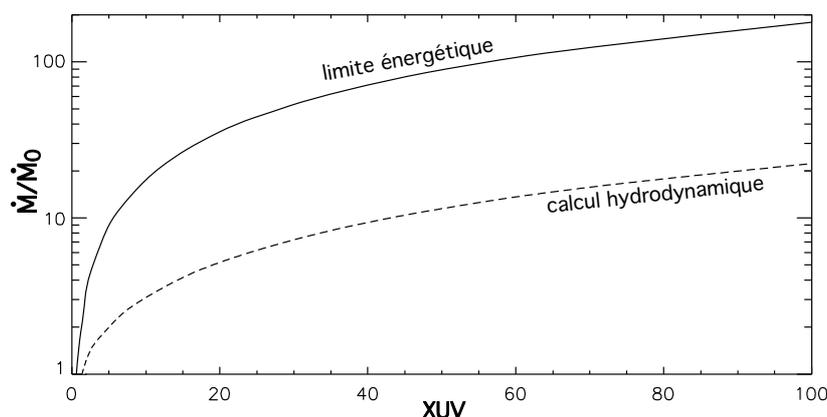


Figure 11.: Variation de l'échappement avec le flux XUV incident. La perte de masse est ici donnée relativement à sa valeur estimée pour HD 209458b. Le trait pointillé indique la valeur calculée par un modèle hydrodynamique (Langmayr et al., 2006) tandis que le trait plein correspond à la perte limitée par l'énergie (ϕ_E).

A partir de l'absorption mesurée, Vidal-Madjar et al. (2003) ont estimé la perte de masse minimale de HD 209458b à 10^{10} g s^{-1} . La colonne

d'hydrogène provoquant cette absorption étant optiquement épaisse, seule une limite inférieure a pu en être déduite. Une perte plus importante est donc possible mais celle-ci ne peut dépasser la limite de ϕ_E qui est de 10^{12} g s^{-1} . La perte de masse actuelle de HD 209458b correspond donc à environ $10^{-4} - 10^{-2} M_p/\text{Ga}$. Cette perte de masse ne menace donc pas d'éroder significativement la planète mais c'est surtout dans sa jeunesse que la stabilité de l'enveloppe gazeuse de la planète est mise à rude épreuve car, durant le premier milliard d'années, la densité de la planète est plus faible et la luminosité XUV considérablement plus importante. Intégrée sur les seuls 100 premiers millions d'années, la limite énergétique ϕ_E peut ainsi correspondre à la perte d'une masse de Jupiter. Bien que cette limite soit vraisemblablement loin d'être atteinte car ϵ diminue sensiblement quand F_{XUV} augmente, on peut s'attendre à ce que des planètes à courte période et initialement moins massives que les Jupiters chauds observés, perdent l'essentiel de leur enveloppe gazeuse au cours de leur existence. Une estimation précise de la perte de masse s'avère donc très intéressante.

Le premier modèle proposé après l'observation de l'échappement de HD 209458b fut celui de Lecavelier des Étangs et al. (2004) qui traite l'échappement selon la formulation de Jeans, à partir d'un calcul radiatif de la température exosphérique et en tenant compte du champ de gravité particulier des Jupiters chauds, fortement influencé dans l'exosphère par celui de l'étoile centrale. Ces auteurs ont montré que, dans un traitement à l'équilibre hydrostatique, l'exosphère atteignait le rayon du lobe de Roche, ce qui augmente significativement la perte de masse par rapport à un traitement de Jeans classique et permet d'atteindre des valeurs de l'évaporation compatibles avec l'observation. Toutefois, dans le cas où l'échappement concerne le constituant principal d'une atmosphère et en présence d'une forte irradiation XUV, les approximations de Jeans et de l'équilibre hydrostatique ne sont pas satisfaites. De plus, différence essentielle avec le processus de Jeans, le taux d'évaporation ne dépend plus directement de la température du gaz. L'énergie XUV déposée est telle qu'elle entretient une dynamique d'expansion globale de la haute atmosphère au cours de laquelle le gaz se refroidit essentiellement par expansion adiabatique et par échappement lui-même, entraînant les constituants atmosphériques sans distinction de masse, ou presque. Cet échappement hydrodynamique semble confirmé par une seconde observation (Vidal-Madjar et al., 2004) qui montre la présence d'oxygène et de carbone, eux aussi en échappement loin du rayon planétaire visible, inexplicable dans l'approche de Jeans mais tout à fait compatible avec une expansion hydrodynamique des couches externes de l'atmosphère. Une autre indication indirecte de cette expansion est l'absence d'absorption dans la raie H- α (656.3 nm) au-delà du rayon planétaire visible, lors du

transit de HD 209458b (Winn et al., 2004). Cette observation est compatible avec l'absorption Lyman- α dans le cas où le gaz en échappement est suffisamment froid ($\ll 10000K$ d'après les auteurs), ce qui est prédit dans le cas d'un échappement hydrodynamique (Watson et al., 1981).

Diverses approches sont actuellement développées pour décrire de façon plus réaliste le mécanisme d'échappement thermique sous forte irradiation XUV. Yelle (2004) a publié un modèle complet de la physico-chimie de la haute atmosphère des Jupiters chauds, incluant le transfert radiatif et son couplage avec la photochimie ainsi qu'un calcul de la structure physique. Le transport n'est pas traité de façon dynamique, ce qui sous-estime considérablement l'échappement (un facteur 100 inférieur à la perte observée), mais le travail est par ailleurs remarquable et constitue une étape importante, notamment en ce qui concerne le bilan énergétique. En parallèle, des groupes ont développé des méthodes numériques permettant de résoudre les équations hydrodynamiques à 1D (sphérique) qui, pour une atmosphère considérée comme un fluide, peuvent s'écrire :

$$\begin{aligned} \frac{\partial n}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial nvr^2}{\partial r} &= 0, \\ n \frac{\partial v}{\partial t} + nv \frac{\partial v}{\partial r} + \frac{1}{m_H} \frac{\partial p}{\partial r} &= -n \frac{GM_{\text{pl}}}{r^2}, \\ nm_H \left(\frac{\partial E}{\partial t} + v \frac{\partial E}{\partial r} \right) &= \epsilon q - p \frac{1}{r^2} \frac{\partial r^2 v}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \chi \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial T}{\partial r} \right), \end{aligned} \quad (5)$$

où

$$p = nkT, \quad E = \frac{1}{\gamma - 1} \frac{p}{nm_H}. \quad (6)$$

n est le nombre d'atomes de H par unité de volume du fluide, v sa vitesse radiale, E est la densité totale d'énergie, M_{pl} la masse de la planète, γ le coefficient adiabatique, χ la conductivité thermique et ϵq le taux de chauffage volumique (W.m^{-3}) par déposition du flux XUV incident, ϵ étant la fraction de l'énergie déposée qui n'est pas perdue par ré-émission. La principale difficulté consiste à simuler l'évolution de l'écoulement en fonction du temps, tout en modifiant de façon réaliste le transfert radiatif et donc la fonction $q(r)$. Dans le modèle de Watson et al. (1981), qui néglige les variations de la section efficace d'absorption avec la longueur d'onde, $q(r)$ est représenté par une fonction de Dirac, ce qui simplifie grandement le problème mais surestime le flux d'échappement. Le transfert radiatif dépend lui-même fortement de la composition précise du gaz. En l'état actuel de la recherche on trouve, soit des modèles satisfaisant les équations hydrodynamiques pour une fonction simplifiée de

$q(r)$ (Tian et al., 2005b; Langmayr et al., 2006), soit des modèles quasi-statiques traitant en détail le transfert et la photochimie (Yelle, 2004). La fusion de ces deux approches sera à terme nécessaire pour converger vers une description cohérente. Les modèles hydrodynamiques publiés donnent des taux de perte de l'ordre de celui observé, mais il faut préciser que le résultat doit être ajusté par (au moins) un paramètre. Tian et al. ont contraint la densité d'hydrogène à 10^6 atomes. cm^{-3} à $3r_0$ et utilisent ϵ comme paramètre d'ajustement tandis que Langmayr et al. ont l'approche inverse, puisqu'ils estiment ϵ et font varier la densité de H à $3r_0$. Les deux modèles donnent des pertes de masses comprises entre 5×10^{10} et 5×10^{11} g/s (5% et 50% de ϕ_E) mais l'incertitude sur les paramètres et les contraintes observationnelles sur la densité permettent difficilement d'encadrer plus finement cette valeur. Un résultat qualitativement intéressant est la variation du flux hydrodynamique en fonction de l'irradiation XUV, représenté sur la figure 11. On voit que pour une augmentation du flux XUV d'un facteur 100 par rapport aux conditions actuelles de HD 209458b, le flux hydrodynamique n'augmente que d'un facteur ~ 10 , ce qui limite la perte de masse dans les phases primordiales de l'évolution.

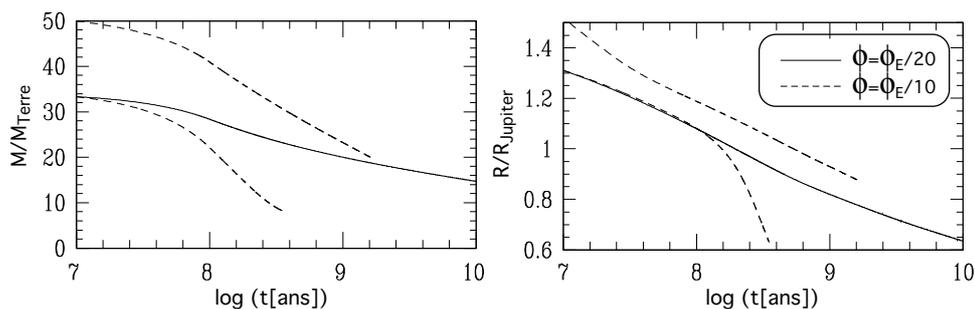


Figure 12.: "Neptunes chauds" et évaporation. Ces graphes montrent l'évolution du rayon et de la masse d'une planète dotée d'un coeur rocheux de $6 M_{\text{Terre}}$ située à 0.09 UA d'une étoile de type solaire. Le taux d'évaporation considéré est 10% et 5% de la limite énergétique ϕ_E . D'après Baraffe et al. (2006).

On voit que, malgré des progrès récents, le calcul de la perte de masse par échappement hydrodynamique reste approximatif. Les difficultés techniques citées précédemment ne doivent pas faire oublier que les approximations ou simplifications qu'impliquent ces modèles (irradiation incidente uniformément répartie sur la planète, détail de la composition chimique non connue) sont elles aussi à l'origine d'incertitudes importantes et, enfin, que les processus d'échappement non-thermiques

peuvent contribuer significativement, voire dominer. A la distance des Jupiters chauds, les éjections coronales de l'étoiles (CME : *coronal mass ejections*), en présence de l'expansion atmosphérique due à l'échappement hydrodynamique, peuvent être responsable d'une érosion de la planète plus importante que ϕ_E (Khodachenko et al., 2006a). La protection face à cette érosion dépend du champ magnétique de la planète, et donc de sa dynamo interne, pour laquelle on ne peut que difficilement faire des estimations quantitatives (Grißmeier et al., 2004).

Pour étudier l'impact de l'évaporation thermique sur l'évolution des planètes à courte période, nous devons donc nous contenter pour l'instant d'introduire la perte de masse comme un paramètre que l'on fait varier entre ses limites inférieures et supérieures. Baraffe et al. (2004) se sont interrogés sur l'effet de l'évaporation sur la relation masse-rayon des Jupiters chauds ; l'idée était de voir si une planète comme HD 209458b pouvait, sous l'effet de son évaporation thermique, atteindre le rayon qu'on lui mesure lors des transits, et qui reste inexplicablement sous-estimé par les modèles. Si l'on suppose une perte de masse ϕ_E très importante, la masse initiale de la planète doit être de l'ordre du double de sa masse actuelle mais il s'avère que cela n'a aucun effet sur l'évolution de son rayon, qui reste donc inférieur au rayon observé. Un second résultat qualitatif de ce travail est l'existence d'une masse initiale critique en dessous de laquelle la planète finit par atteindre un stade violent où l'évaporation produit effectivement un accroissement du rayon et s'emballe pour rapidement emporter toute l'enveloppe gazeuse. Cet emballement ne concerne vraisemblablement pas HD 209458b car l'évaporation n'a certainement pas été aussi intense que ϕ_E , surtout au début de son histoire puisque nous avons vu que l'échappement hydrodynamique ne variait pas linéairement avec F_{XUV} comme le fait théoriquement ϕ_E . Il peut toutefois concerner des planètes moins massives ou des Jupiters chauds à plus faible distance orbitale ou orbitant autour d'étoiles plus actives. Il est par exemple tout à fait possible que certaines des planètes les moins massives détectées actuellement (Neptunes chauds) ait eu initialement une masse et une enveloppe gazeuse beaucoup plus importante (Baraffe et al., 2006, 2005), comme le montre la figure 12.

La distribution des masses et rayons en fonction de la distance orbitale des exoplanètes nous est progressivement révélée par les observations de transits et les mesures de vitesse radiale. Les futures missions spatiales affectées à la recherche des transits (Corot, MOST, Kepler) et les nouvelles méthodes de détermination de la vitesse radiale (HARPS) pourraient bien nous dévoiler dans un avenir proche une nouvelle population de planètes à courte période, constituée des cœurs résiduels de planètes évaporées.

Références

- Baraffe, I., Alibert, Y., Chabrier, G., and Benz, W., 2006, ArXiv Astrophysics e-prints
- Baraffe, I., Chabrier, G., Allard, F., and Hauschildt, P. H., 1998, *A&A* 337, 403
- Baraffe, I., Chabrier, G., Barman, T. S., Selsis, F., Allard, F., and Hauschildt, P. H., 2005, *A&A* 436, L47
- Baraffe, I., Selsis, F., Chabrier, G., Barman, T. S., Allard, F., Hauschildt, P. H., and Lammer, H., 2004, *A&A* 419, L13
- Bauer, S. J. and Lammer, H., 2004, *Planetary aeronomy : atmosphere environments in planetary systems*, Springer
- Brinkmann, R. T., 1971, *Planet. Space Sci.* 19, 791
- Catling, D. C., Zahnle, K. J., and McKay, C. P., 2001, *Science* 293, 839
- Chamberlain, J. W. and Hunten, D. M., 1987, *Theory of planetary atmospheres : an introduction to their physics and chemistry*, Academic Press Inc International Geophysics Series
- Chassefière, E., 1997, *Icarus* 126, 229
- Chassefière, E. and Leblanc, F., 2004, *Planet. Space Sci.* 52, 1039
- Feigelson, E. D. and Montmerle, T., 1999, *ARA&A* 37, 363
- Gomes, R., Levison, H. F., Tsiganis, K., and Morbidelli, A., 2005, *Nat* 435, 466
- Grießmeier, J.-M., Stadelmann, A., Penz, T., Lammer, H., Selsis, F., Ribas, I., Guinan, E. F., Mutschmann, U., Biernat, H. K., and Weiss, W. W., 2004, *A&A* 425, 753
- Hunten, D. M., 1973, *Journal of Atmospheric Sciences* 30, 1481
- Jeans, J. H., 1925, *The dynamical theory of gases*, Cambridge University Press
- Kasting, J. F., 1988, *Icarus* 74, 472
- Kasting, J. F., 1993, *Science* 259, 920

- Khodachenko, M. L., Lammer, H., Lichtenegger, H. I. M., Langmayr, D., Erkaev, N. V., Grießmeier, J.-M., Leitner, M., Penz, T., Biernat, H. K., Motschmann, U., and Rucker, H. O., 2006a, *Planet. Space Sci.*, in press
- Khodachenko, M. L., Ribas, I., Lammer, H., Grießmeier, J.-M., Leitner, M., Selsis, F., Eiroa, C., Hanslmeier, A., Biernat, H. K., Farrugia, C. J., and Rucker, H. O., 2006b, *Astrobiology*, in press
- Kulikov, Y. N., Lammer, H., Lichtenegger, H. I. M., Terada, N. and Ribas, I., Kolb, C., Langmayr, D., Lundin, R., Guinan, E. F., Barabash, S., and Biernat, H. K., 2006, *Icarus*, in press
- Lammer, H., Lichtenegger, H. I. M., Kulikov, Y. N., Grießmeier, J.-M., Terada, N., Erkaev, N. V., Biernat, H. K., Khodachenko, M. L., Ribas, I., Penz, T., and Selsis, F., 2006, *Astrobiology*, in press
- Lammer, H., Selsis, F., Ribas, I., Guinan, E. F., Bauer, S. J., and Weiss, W. W., 2003, *ApJ Lett.* 598, L121
- Langmayr, D., Erkaev, N. V., Lammer, H., Kulikov, Y. N., Jaritz, G. F., Biernat, H. K., Selsis, F., Barge, P., Deleuil, M., and Léger, A., 2006, *Planet. Space Sci.*, in press
- Lecavelier des Etangs, A., Vidal-Madjar, A., McConnell, J. C., and Hébrard, G., 2004, *A&A* 418, L1
- Lipatov, A. S., Motschmann, U., Bagdonat, T., and Grießmeier, J.-M., 2005, *Planet. Space Sci.* 53, 423
- Miller, S. L. and Urey, H. C., 1959, *Science* 130, 245
- Moutou, C., Coustenis, A., Schneider, J., St Gilles, R., Mayor, M., Queloz, D., and Kaufer, A., 2001, *A&A* 371, 260
- Pepin, R. O., 1992, *ARE&PS* 20, 389
- Ribas, I., Guinan, E. F., Güdel, M., and Audard, M., 2005, *ApJ* 622, 680
- Selsis, F., Despois, D., and Parisot, J.-P., 2002, *A&A* 388, 985
- Tian, F., Toon, O. B., Pavlov, A. A., and De Sterck, H., 2005a, *Science* 308, 1014
- Tian, F., Toon, O. B., Pavlov, A. A., and De Sterck, H., 2005b, *ApJ* 621, 1049

- Vidal-Madjar, A., Désert, J.-M., Lecavelier des Etangs, A., Hébrard, G., Ballester, G. E., Ehrenreich, D., Ferlet, R., McConnell, J. C., Mayor, M., and Parkinson, C. D., 2004, *ApJ Lett.* 604, L69
- Vidal-Madjar, A., Lecavelier des Etangs, A., Désert, J.-M., Ballester, G. E., Ferlet, R., Hébrard, G., and Mayor, M., 2003, *Nature* 422, 143
- Walker, J. C. G., 1977, *Evolution of the atmosphere*, New York : Macmillan, and London : Collier Macmillan, 1977
- Watson, A. J., Donahue, T. M., and Walker, J. C. G., 1981, *Icarus* 48, 150
- Winn, J. N., Suto, Y., Turner, E. L., Narita, N., Frye, B. L., Aoki, W., Sato, B., and Yamada, T., 2004, *PASJ* 56, 655
- Wood, B. E., Müller, H.-R., Zank, G. P., and Linsky, J. L., 2002, *ApJ* 574, 412
- Wood, B. E., Müller, H.-R., Zank, G. P., Linsky, J. L., and Redfield, S., 2005, *ApJ Lett.* 628, L143
- Yelle, R. V., 2004, *Icarus* 170, 167
- Zahnle, K., Pollack, J. B., and Kasting, J. F., 1990, *Icarus* 84, 503