

Théorie du flux de rayonnement cosmique au dépôt de ^{10}Be dans la glace polaire

1.1 Comment est produit le ^{10}Be ?

La production de ^{10}Be est initiée par l'interaction du flux de rayonnement cosmique primaire avec la haute atmosphère. Découvert au début du XX^{ème} siècle, le rayonnement cosmique primaire est constitué de particules à haute énergie et peut être séparé en deux composantes : le rayonnement cosmique solaire (SCR) et le rayonnement galactique (GCR).

- La composante solaire est liée aux phénomènes tels que les éruptions solaires. Le rayonnement solaire est très peu énergétique (de l'ordre de 1 – 100 MeV/nucléon) et est composé à $\sim 98\%$ de protons et $\sim 2\%$ de nucléons plus lourds [Masarik and Beer, 1999]. Les particules composant le rayonnement cosmique solaire étant de faible énergie, elles ne peuvent provoquer des réactions nucléaires dans l'atmosphère terrestre qu'aux hautes latitudes ($> 60^\circ$) et la production de nucléides cosmogéniques est restreinte à la très haute atmosphère. Une production significative sur le long terme de nucléides cosmogéniques comme le ^{10}Be par le rayonnement cosmique solaire n'est donc pas attendue.
- Le rayonnement galactique est d'origine externe au système solaire. Il peut être notamment dû à l'explosion de supernovæ dont l'onde de choc accélère les particules. Ce flux est composé de protons (85%), de particules alpha (14%) et de nucléons plus lourds (1%) (énergie par nucléon, [Lal and Peters, 1967]). Leur énergie est comprise entre quelques milliers d'électron-volts et 10^{20} eV

pour les rares particules ultra-énergétiques provenant d’au-delà la Voie Lactée. L’énergie moyenne du rayonnement galactique est de 4×10^9 eV/nucléon [Reedy et al., 1983; Lal, 1988; Jokipii, 1995]. C’est donc en très grande majorité cette composante du rayonnement cosmique primaire qui initie la production de ^{10}Be dans l’atmosphère terrestre.

Bien que le spectre d’énergie du rayonnement cosmique primaire (e.g. Fig. 1.1) s’étend vers les très hautes énergies, la majorité ($> 99\%$) des radiations cosmiques atteignant la Terre ont une énergie inférieure à 100 GeV. Aux énergies < 20 GeV, le spectre est affecté par les effets solaires et varie en fonction du temps [Beer et al., 2012].

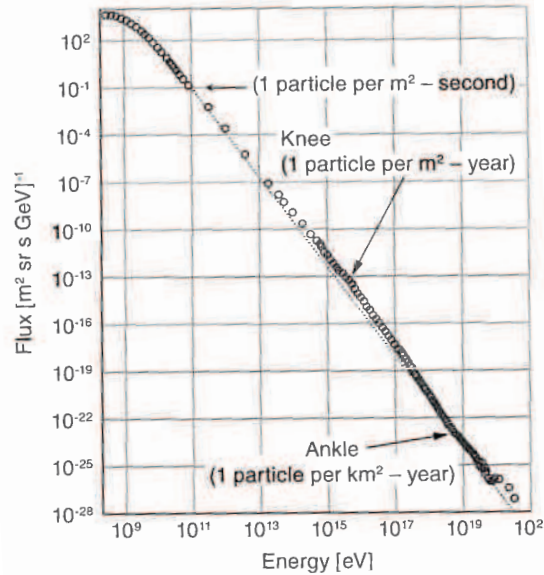


FIGURE 1.1 – Spectre d’énergie du rayonnement cosmique primaire près de la Terre. On distingue deux ruptures de pente à $\sim 10^{16}$ eV (le « genou ») et $\sim 10^{19}$ eV (la « cheville »). Figure tirée de Swordy [2001].

The differential energy spectrum of the cosmic radiation near the Earth. The spectrum has two distinctive changes in slope at $\sim 10^{16}$ eV (the “knee”) and $\sim 10^{19}$ eV (the “ankle”). Figure from Swordy [2001].

Des particules secondaires sont produites suite à l’interaction du flux de rayonnement cosmique primaire avec l’atmosphère terrestre. Ces particules secondaires vont à leur tour entrer en collision avec des noyaux atomiques de l’atmosphère terrestre, produisant une cascade hadronique (voir Fig. 1.2). Cette cascade peut être séparée en trois parties [Usoskin, 2008] :

- La composante nucléonique, formée par le produit de collisions nucléaires du

flux de rayonnement cosmique primaire et secondaire avec les nucléons atmosphériques, contenant principalement des protons et des neutrons à haute énergie. Elle est responsable en grande majorité de la production des nucléides cosmogéniques.

- La composante électromagnétique avec des électrons, des positrons et des photons.
- La composante muonique (muon : particule élémentaire de charge négative). Les pions (particules non élémentaires), aussi présents dans la cascade, se désintègrent (durée de vie entre 10^{-8} et 10^{-17} s selon leur charge) en muons/anti-muons ou en électrons/positrons.

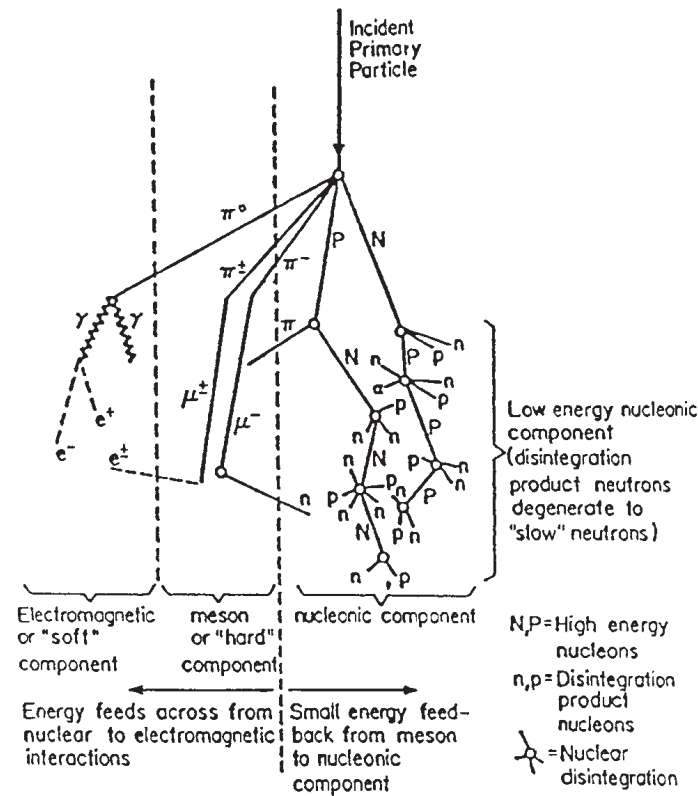
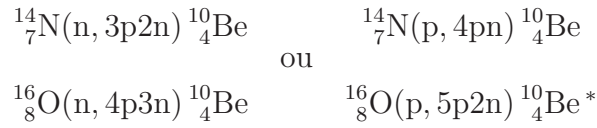


FIGURE 1.2 – Cascade hadronique de particules secondaires initiée par le rayonnement cosmique primaire pénétrant dans l’atmosphère. Elle peut être décomposée en trois parties : les composantes électromagnétiques (gauche) et muoniques (centre), ainsi que la composante nucléonique (droite) responsable de la majorité de la production de nucléides cosmogéniques (voir texte). La figure est tirée de [Simpson \[2000\]](#).

Hadronic cascade of secondary particles produced by a primary cosmic ray particle incident on the top of the atmosphere. It is composed of three parts: the electromagnetic (left) and mesonic (center) components, and the nucleonic component (right) which is the most important one for the production of cosmogenic nuclides (see text). Figure from [Simpson \[2000\]](#).

L'énergie du rayonnement cosmique est donc dissipée au cours de ces cascades de réactions nucléaires avec les atomes constituant l'atmosphère. Ce sont ces réactions, dites de spallation, qui produisent les nucléides cosmogéniques dont le ^{10}Be . Une réaction de spallation est définie comme une réaction nucléaire au cours de laquelle un noyau atomique est frappé par une particule incidente (neutron, proton...) à haute énergie. Avec l'énergie mise en jeu, le noyau d'origine se décompose en produisant des jets de particules plus légères (neutrons, protons, noyau léger d'hélium...). Le ^{10}Be est donc produit dans l'atmosphère par les réactions suivantes :



Le développement de la cascade dépend de la quantité de matière traversée et est donc liée au profil de densité atmosphérique. Depuis les années 1960, plusieurs modèles ont été développés pour évaluer le flux de rayonnement cosmique, en particulier la branche nucléonique, avec un accent sur la production d'isotopes cosmogéniques. Les premiers modèles étaient des modèles simplifiés analytiques [Lal and Peters, 1967] ou semi-empirique [Castagnoli and Lal, 1980; Lal, 1988]. La fin des années 1990 marque un bond en avant avec des modèles utilisant la méthode de Monte-Carlo [Masarik and Beer, 1999, 2009; Webber and Higbie, 2003; Webber et al., 2007; Kovaltsov and Usoskin, 2010; Kovaltsov et al., 2012]. Avant d'arriver au niveau de l'atmosphère terrestre, le rayonnement cosmique est modulé par les champs magnétiques du soleil et de la Terre. Ces modulations sont prises en compte dans les modèles. Les effets de ces deux boucliers magnétiques sur le rayonnement galactique primaire, ainsi que les bases physiques, sont discutés dans la section suivante.

1.2 Causes des variations du taux de production de ^{10}Be

Dans cette section, nous nous intéressons aux mécanismes modulant le flux de rayonnement cosmique primaire, et donc la production de ^{10}Be , c'est-à-dire les modulations héliomagnétiques (activité solaire) et géomagnétiques. Les bases physiques utilisées dans les modèles de production de nucléides cosmogéniques sont aussi présentées.

1.2.1 Flux de rayonnement galactique primaire

Le flux de rayonnement galactique primaire est supposé constant pour notre étude. En effet, il a été montré qu'il varie sur des échelles plus longues que les contributions le modulant comme l'activité solaire ou le champ magnétique terrestre (e.g. section 1.2.2 et 1.2.3), c'est-à-dire entre 10^5 et 10^7 années [Reedy et al., 1983]. Des événements rares tels les explosions de supernovæ proches de la Terre peuvent provoquer des variations significatives du spectre d'énergie des particules galactiques sur une échelle de temps plus courte. Il reste toutefois difficile de trouver un lien avec d'éventuelles augmentations de concentration en ^{10}Be dans les différentes archives naturelles.

1.2.2 Modulation héliomagnétique

Les particules du plasma solaire n'ont que peu d'effet sur la production de nucléides cosmogéniques dans l'atmosphère. Mais le champ magnétique interplanétaire (ou héliomagnétique), lié à l'activité solaire, module le flux de rayonnement galactique, et donc influence la production de ^{10}Be dans l'atmosphère terrestre sur des échelles de temps séculaires. Le transport héliosphérique du rayonnement cosmique est décrite par l'équation de Parker [Parker, 1965] :

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \underbrace{\nabla \cdot (\boldsymbol{\kappa} \cdot \nabla f)}_{\text{diffusion et dérive}} - \underbrace{\mathbf{V} \cdot \nabla f}_{\text{convection}} + \underbrace{\frac{1}{3p^2} (\nabla \cdot \mathbf{V}) \frac{\partial p^3 f}{\partial p}}_{\text{pertes adiabatiques}} \quad (1.1)$$

où $f(\mathbf{r}, p, t)$ est la fonction de distribution omnidirectionnelle du rayonnement cosmique (*particules*. m^{-3} . p^{-3}), p la quantité de mouvement de la particule, $\mathbf{r}$ la variable spatiale, $\mathbf{V}$ la vitesse du vent solaire, et $\boldsymbol{\kappa}$ le tenseur de diffusion spatiale. Elle inclut quatre processus de base :

1. La diffusion des particules due aux irrégularités magnétiques dans le champ magnétique héliosphérique qui éparpillent les particules.
2. La convection des particules par le vent solaire, c'est-à-dire la manière dont le vent solaire repousse le rayonnement cosmique hors du système solaire. En effet, un rayonnement cosmique éparpillé par une irrégularité du champ magnétique subit ensuite un champ de vitesse partant vers l'extérieur. La modulation du rayonnement cosmique est donc plus élevée quand la vitesse du vent solaire est forte.
3. La dérive des particules causée par les variations spatiales à grande échelle du champ magnétique solaire, c'est-à-dire la manière dont les gradients et

les courbures des lignes du champ héliomagnétique forme cet effet du second ordre.

4. La perte d'énergie adiabatique des particules du rayonnement cosmique (sans transfert thermique entre les particules et le milieu extérieur) provoquée par l'expansion du vent solaire lorsqu'il s'éloigne du Soleil ou par sa compression lors de chocs.

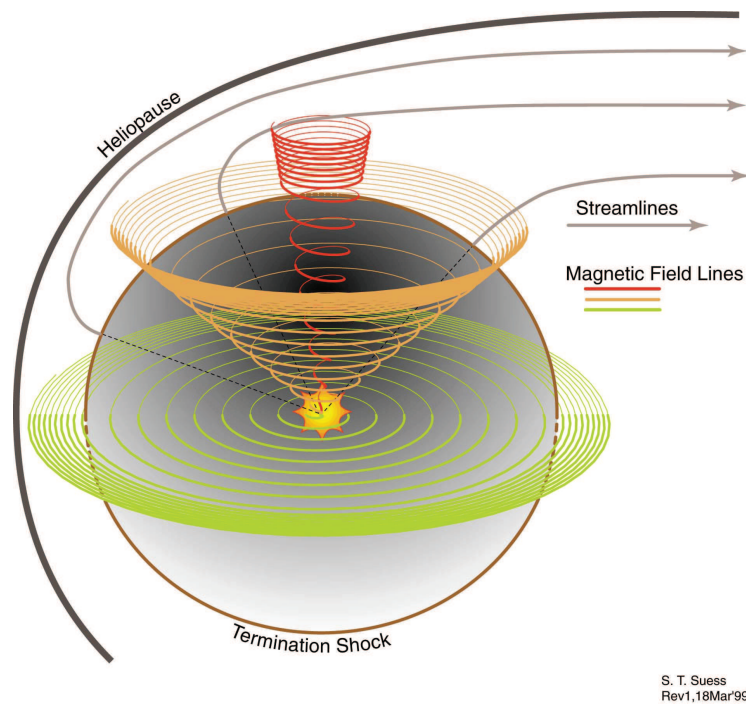


FIGURE 1.3 – Aspect du champ magnétique du Soleil à 100 UA[†] de distance. À cause de la rotation du Soleil sur lui-même, les lignes du champ magnétique s'enroulent en spirale appelée « spirale de Parker ». Le champ magnétique interplanétaire fait un angle d' $\sim 45^\circ$ avec la direction Soleil–Terre (spirale orange).

Aspect of the Sun's magnetic field at 100 AU distance. Because of the Sun's rotation on itself, the magnetic field lines bent into spirals called "Parker spiral". The interplanetary magnetic field makes an angle of $\sim 45^\circ$ with the direction Sun–Earth (orange spiral).

Le flux de rayonnement cosmique est donc fortement modulé par l'activité solaire au voisinage de la Terre. La plus connue des modulations du rayonnement cosmique liée à l'activité magnétique du Soleil est celle correspondant au cycle de *Schwabe* (cycle de 11 ans, découvert en 1843 par Samuel Heinrich Schwabe), qui est inversement proportionnelle à l'activité solaire. Les mesures en continu des radiations cosmiques commencèrent dans les années 1930 avec les enregistrements des

[†]. Unité Astronomique basée sur la distance entre la Terre et le Soleil. 1 UA = 149 597 870 700 m.

chambres d'ionisation, afin de surveiller les radiations cosmiques à la surface de la Terre, et les mesures en haute altitude. L'invention du moniteur de neutrons en 1951 par John Alexander Simpson et le lancement de mesures dans les stations spatiales à partir des années 1960 ont permis d'affiner la compréhension des modulations du flux de rayonnement cosmique avec l'activité solaire. Ces mesures peuvent être comparées avec les observations de tâches solaires, liées à l'activité magnétique du Soleil [Usoskin et al., 1998; McCracken and Beer, 2007; McCracken et al., 2011].

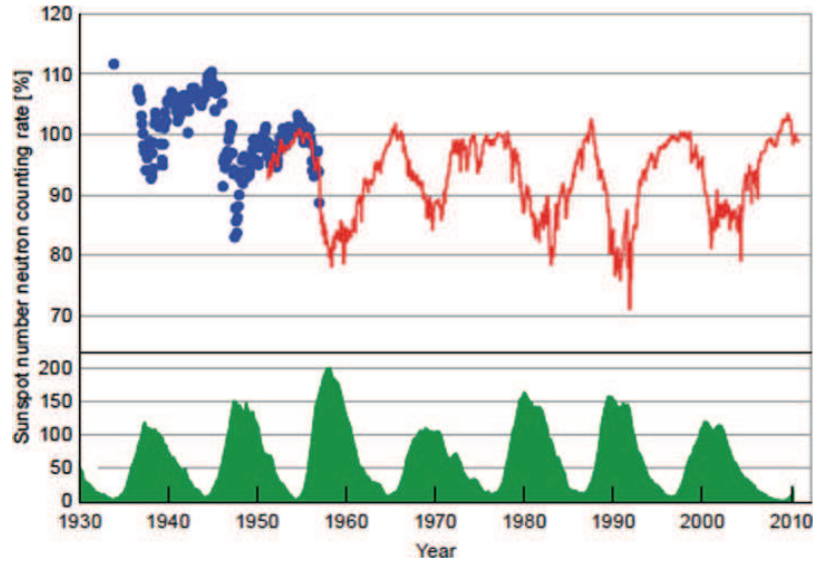


FIGURE 1.4 – En haut, le taux de comptage du moniteur de neutrons CLIMAX (USA) sur la période 1951–2005 en trait plein rouge. Les points bleus correspondent à des estimations sur la période 1936–1957. Toutes les données sont normalisées (à 100%) au taux de comptage du moniteur de neutrons d’Août 1954. En bas, le nombre de tâches solaires. Figure tirée de [McCracken and Beer \[2007\]](#).

On the top, the CLIMAX (USA) neutron counting rate on the period 1951–2005 (red line). The solid blue dots correspond to the estimates for the interval 1936–1957. Both the observed and estimated counting rates were normalized to 100% in 1954. On the bottom, the international sunspot number. Figure from [McCracken and Beer \[2007\]](#).

Pour comprendre ces modulations dues à l’activité solaire, il est nécessaire de résoudre l’équation du transport du rayonnement cosmique (e.g. équation 1.1). Obtenir une solution complète de cette équation est une tâche ardue car elle requiert des modèles 3D complexes auto-cohérents en fonction du temps. Néanmoins, il est possible de simplifier le problème pour les applications aux longues échelles de temps. Nous considérons pour la suite l’équation 1.1 en coordonnées sphérique (r, θ, φ) . En supposant tout d’abord une symétrie azimutale ($\partial/\partial\varphi = 0$, requiert un temps plus long que la période de rotation du Soleil) et un état quasi à l’équilibre de la fonc-

tion de distribution du rayonnement cosmique, l'équation est réduite à un problème 2D. En posant l'hypothèse plus forte de la symétrie sphérique de l'héliosphère, il est possible de réduire le problème à un cas 1D. Cette approximation n'est possible que pour les études à long terme car l'effet de dérive des particules est négligé. D'autres hypothèses telles une vitesse du vent solaire constante, le spectre d'énergie du rayonnement cosmique défini en une loi de puissance [Jokipii, 1995] ou le tenseur de diffusion κ isotrope ($\kappa_{\parallel} = \kappa_{\perp}$, avec $\kappa_{\parallel}$ et $\kappa_{\perp}$ les coefficients de diffusion parallèle et perpendiculaire au champ magnétique) et constant selon le rayon mènent à une simple équation du transport qui peut être résolue analytiquement [Gleeson and Axford, 1968] :

$$\frac{\partial f}{\partial t} = -V \frac{\partial f}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 k \frac{\partial f}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 V) \frac{R}{3} \frac{\partial f}{\partial R} \quad (1.2)$$

avec R la rigidité de la particule (quantité de mouvement par unité de charge) et k le tenseur de diffusion contracté. Dans le cas où il n'y a ni source ni puits à $r = 0$ et que le système est dans des conditions stationnaires $\frac{\partial f}{\partial t} = 0$, on peut assumer que le flux diffusif est égal au flux convectif pour des particules d'une énergie supérieure à 400 MeV/nucléon [Gleeson and Axford, 1968].

$$k \frac{\partial f}{\partial r} = V f \quad (1.3)$$

En insérant l'équation 1.3 dans 1.2, on obtient l'équation différentielle suivante :

$$\frac{\partial f}{\partial r} + \frac{VR}{3k} \frac{\partial f}{\partial R} = 0 \quad (1.4)$$

La solution de cette équation, appelée approximation du champ de force [Gleeson and Axford, 1968], est l'intensité différentielle par unité d'énergie $J_i = p^2 f$ (particules $\text{m}^{-2} \text{sr}^{-1} \text{s}^{-1} (\text{MeV}/\text{nucléon})^{-1}$) pour un nucléon de type i avec une énergie cinétique T à 1 UA :

$$J_i(T, \phi) = J_{LIS,i}(T + \Phi_i) \frac{(T)(T + 2T_r)}{(T + \Phi_i)(T + \Phi_i + 2T_r)} \quad (1.5)$$

avec $\Phi_i = (Z_i e / A_i) \phi$ la fonction de modulation solaire pour un nucléon cosmique i (ayant une charge Z_i et le nombre de masse A_i , exprimée en MeV) et T_r l'énergie de masse au repos du proton. L'énergie cinétique T et le potentiel de modulation ϕ sont exprimés en MeV/nucléon et en MV respectivement, et $T_r = 938 \text{ MeV}$. ϕ est

reliée à la vitesse du vent solaire V et au coefficient de diffusion k du rayonnement cosmique dans le champ héliomagnétique par :

$$\phi(r, t) = \int_r^{r_b} \frac{V(r', t)}{3k(r', t)} dr' \quad (1.6)$$

où r est la distance du Soleil et r_b la limite extérieure de l'héliosphère. La fonction de modulation Φ qui décrit la perte d'énergie adiabatique du rayonnement cosmique est mesurée en MeV, tandis que la perte d'énergie par unité de charge ϕ est estimé en MV. Le flux du LIS (spectre interstellaire local) J_{LIS} correspond au flux du rayonnement cosmique à la limite de l'héliosphère. L'équation 1.5 est communément utilisée pour paramétrer le spectre d'énergie des rayonnements cosmiques proches de la Terre dans les modèles de production de nucléides cosmogéniques [Castagnoli and Lal, 1980; Lal, 1988; Masarik and Beer, 1999, 2009; Webber and Higbie, 2003; Webber et al., 2007; Kovaltsov and Usoskin, 2010; Kovaltsov et al., 2012]. Le spectre interstellaire local n'étant pas mesuré directement, il est nécessaire d'en calculer des approximations grâce notamment à des modèles de propagation du rayonnement cosmique. Plusieurs formulations de J_{LIS} , compilées dans l'annexe A, sont répertoriées dans la littérature [Garcia-Munoz et al., 1975; Burger et al., 2000; Herbst et al., 2010; Webber and Higbie, 2003, 2009; Usoskin et al., 2005]. Ces approximations sont en accord pour des énergies au dessus de 20 GeV mais peuvent être différentes d'un facteur 1,5 pour les plus basses énergies (environ 1 GeV) [Usoskin et al., 2005]. L'équation d'intensité différentielle du rayonnement cosmique permet de décrire les changements dues à la modulation solaire avec le seul paramètre ϕ , interprété comme la perte de rigidité moyenne d'une particule dans l'héliosphère [Usoskin, 2008]. Il est aisé, par ce simple paramètre, de reproduire des effets mesurés de la modulation solaire sur les rayons cosmiques arrivant au niveau de la Terre. Il est aussi un concept clef pour la reconstruction de l'activité solaire grâce aux isotopes cosmogéniques [Vonmoos et al., 2006; Steinhilber et al., 2012], mais il faut noter que ce paramètre est dépendant du modèle de LIS choisi [Usoskin et al., 2005]. Une fois passé le champ interstellaire, le flux de rayonnement cosmique est modulé par le champ géomagnétique avant de pouvoir interagir avec l'atmosphère terrestre.

1.2.3 Modulation géomagnétique

Le rayonnement cosmique est ensuite affecté par le bouclier magnétique de la Terre. Cet effet est habituellement exprimé en terme de rigidité de coupure P_c , définie comme la rigidité minimale qu'une particule du rayonnement cosmique doit posséder pour passer le champ magnétique à un instant et lieu donné [Cooke et al., 1991]. Cette valeur fait office de transition entre l'autorisation ou l'interdiction pour une particule de traverser le bouclier magnétique. En considérant le champ magnétique terrestre comme un dipôle, on obtient une approximation appelée équation de Störmer, qui décrit la rigidité de coupure géomagnétique verticale P_c :

$$P_c = \frac{M}{R^2} \frac{\cos^4 \lambda_G}{[(1 + \cos \theta \cdot \cos^3 \lambda_G)^{1/2} + 1]^2} \quad (1.7)$$

avec M et R le moment dipolaire géomagnétique et le rayon de la Terre respectivement. Pour les conditions actuelles sur Terre, $M = M_0$ donnant $M_0/R^2 \approx 59,6$ GV. λ_G est la latitude géomagnétique, et θ correspond à l'angle entre la trajectoire de la particule et le vecteur sur le plan horizontal contenant l'Ouest magnétique. Ainsi, $\theta = 0^\circ$ pour une particule arrivant de l'Ouest ; $\theta = 90^\circ$ pour toute direction dans le plan vertical Nord-Sud magnétique ; et $\theta = 180^\circ$ pour une particule provenant de l'horizon Est. Pour évaluer le taux de production du ^{10}Be dans l'atmosphère dû au rayonnement cosmique pour un emplacement donné (quantifié par P_c) dans les modèles, l'équation 1.7 est simplifiée en considérant seulement les particules provenant de la direction verticale $\theta = 90^\circ$. On obtient la rigidité de coupure géomagnétique locale [Elsasser, 1956] exprimée en fonction de la latitude géomagnétique λ_G :

$$P_c = 14,9 (M/M_0) \cos^4 \lambda_G \quad (1.8)$$

où M/M_0 est l'intensité relative du champ magnétique terrestre. P_c est exprimé en GV. Ainsi, toute particule ayant une rigidité P inférieure à P_c est repoussée ou déviée par le champ magnétique terrestre. Cette approximation est un bon compromis entre simplicité et réalisme, même si elle peut par exemple surestimer la production de ^{14}C par $\leq 2\%$ [Kovaltsov et al., 2012]. L'effet de bouclier est le plus fort à l'équateur géomagnétique, où les valeurs actuelles de P_c peuvent atteindre 17 GV au niveau de l'Inde. Au niveau des pôles ($\lambda_G \geq 60^\circ$), il n'y a quasiment plus de coupure et la majorité des particules du rayonnement cosmique primaire peuvent initier une cascade hadronique.

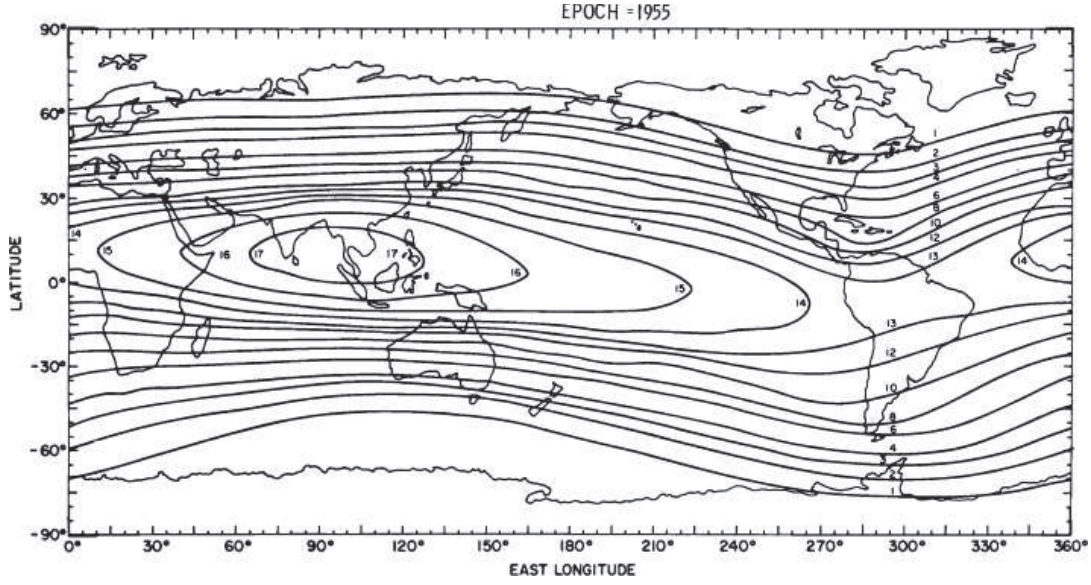


FIGURE 1.5 – Contours des lignes de rigidité de coupure géomagnétique d’après [Smart and Shea \[2009\]](#). Les valeurs varient de 1 GV près des régions polaires à un maximum de 17 GV dans la région d’Asie équatoriale.

The vertical cut-off rigidities according to [Smart and Shea \[2009\]](#). The values vary from 1 GV near the polar regions to a maximum of 17 GV in the Asian equatorial region.

1.2.4 Production du ^{10}Be

C’est lors de l’initiation de la cascade dans l’atmosphère terrestre que le ^{10}Be est produit par spallation (e.g. section 1.1). Le taux de production d’isotopes cosmogéniques Q , à une profondeur atmosphérique h (équivalent de l’altitude en g/cm^2)[‡], une coupure de rigidité géomagnétique P_c (latitude, voir Fig. 1.5) et une modulation ϕ , est déduit à partir de la somme des contributions des différents types de nucléon i composant le rayonnement cosmique primaire (protons, α et nucléons plus lourds). La contribution d’un nucléon i est l’intégrale, de l’énergie de coupure verticale $T_{c,i}$ à l’infini, du spectre d’énergie du rayonnement cosmique $J_i(T, \phi)$ (voir section 1.2.2 et équation 1.5) multiplié par la fonction de rendement de production d’isotopes cosmogéniques $Y_i(h, T)$:

$$Q(h, \phi, P_c) = \sum_i \int_{T_{c,i}}^{\infty} J_i(T, \phi) Y_i(h, T) dT \quad (1.9)$$

[‡]. La profondeur atmosphérique prend en compte la densité de la matière traversée par les particules (ici la pression atmosphérique). Les correspondances altitude – profondeur atmosphérique se trouvent dans le *US Standard Atmosphere*.

$Y_i(h, T)$ est déterminée à l'aide des mesures de section efficace des réactions de production d'isotopes cosmogéniques [Masarik and Beer, 1999; Webber and Higbie, 2003] combinées avec un modèle Monte Carlo simulant le spectre de rayonnement cosmique primaire initiant les réactions en cascade dans l'atmosphère. Le résultat final est montré dans la figure ci-dessous avec le taux de production globale de ^{10}Be en fonction du potentiel de modulation ϕ (lié à l'activité solaire) et le moment dipolaire relatif M/M_0 (avec M_0 le moment dipolaire actuel) :

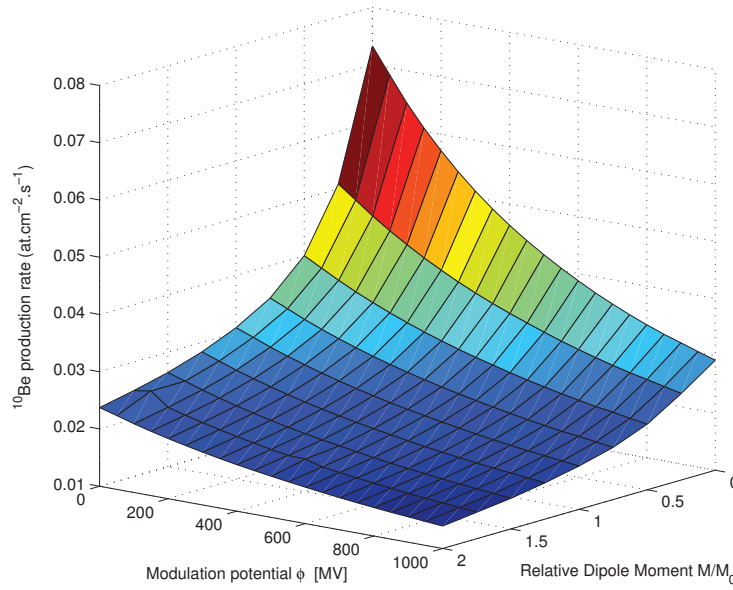


FIGURE 1.6 – Taux de production de ^{10}Be (moyenne globale sur toutes les latitudes et profondeurs atmosphériques) en fonction du potentiel de modulation ϕ (activité solaire) et de l'intensité relative du champ géomagnétique M/M_0 [Masarik and Beer, 2009].

^{10}Be production rate (global average on all latitudes and atmospheric depths) according to the modulation potential ϕ (solar activity) and the relative intensity of the geomagnetic field M/M_0 [Masarik and Beer, 2009].

D'après Masarik and Beer [2009], le taux de production global de ^{10}Be varie entre 0,014 (maximum de modulation solaire et géomagnétique) et 0,07 (aucune modulation) $\text{at.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$, soit un facteur 5 entre le minimum et le maximum de production globale attendue. La production actuelle de ^{10}Be sur un cycle solaire d'après ce modèle (avec $M/M_0 = 1$ et une modulation solaire modérée $\phi = 550$ MV) est de 0,021 $\text{at.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$. Les valeurs absolues du taux de production du ^{10}Be peuvent être différentes selon les modèles. Par exemple, sa valeur actuelle oscille entre 0,019 et 0,032 $\text{at.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$ selon les modèles [Masarik and Beer, 1999, 2009; Webber and

[Higbie, 2003; Webber et al., 2007; Kovaltsov and Usoskin, 2010]. Des désaccords peuvent aussi exister quant aux variations relatives du taux de production de ^{10}Be entre les différents modèles, notamment pour des changements d'intensité du champ magnétique terrestre pour une activité solaire constante (voir Chapitre 3). La production de ^{10}Be varie sur plusieurs échelles de temps selon le type de modulation subie, l'activité solaire étant responsables des variations séculaires (de la dizaine à quelques centaines d'années) tandis que les changements millénaires sont causés par les variations d'intensité du champ magnétique terrestre.

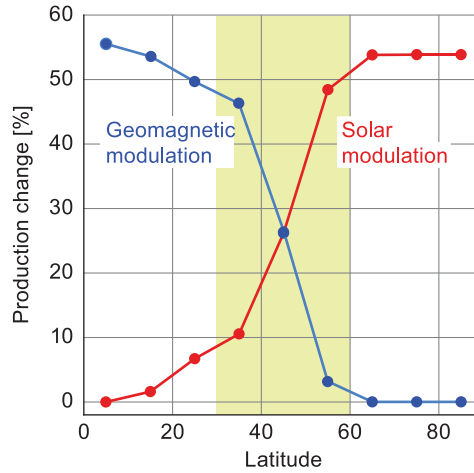


FIGURE 1.7 – Variations relatives de la production de ^{10}Be en fonction de la latitude. La courbe bleue représente la production relative pour un changement du moment dipolaire géomagnétique de 1,5 à 0,5 fois la valeur actuelle. La courbe rouge montre les changements de production pour une modulation solaire Φ variant de 900 à 300 MeV. La production de ^{10}Be dans les régions polaires ($\theta > 65^\circ$) varie seulement avec la modulation solaire. Figure tirée du chapitre 21 de Beer et al. [2012].

Relative variations of the ^{10}Be production according to the latitude. The blue curve represents the relative production for a change of the geomagnetic dipole moment from 1.5 to 0.5 of the present value. The red curve shows the corresponding change when the solar modulation function Φ drops from 900 to 300 MeV. The ^{10}Be production in the polar regions ($\theta > 65^\circ$) varies only with the solar modulation. Figure from the chapter 21 of Beer et al. [2012].

Le maximum de production de ^{10}Be se produit vers 10–15 km d'altitude [Masarik and Beer, 1999; Kovaltsov and Usoskin, 2010], lorsqu'un niveau d'équilibre est atteint entre l'énergie totale de la cascade (qui décroît avec la profondeur atmosphérique) et le nombre de nucléons secondaires (qui augmente avec la profondeur atmosphérique). La majorité de la production de ^{10}Be se déroule donc dans la stratosphère. Lal and Peters [1967] ont estimé que la production de ^{10}Be dans la stratosphère est de 67%, tandis que Masarik and Beer [1999] ou Heikkilä et al. [2009] ont calculé des

contributions de 56% et 65% respectivement, le reste étant produit dans la troposphère. La Fig. 1.7 évalue la dépendance à la latitude des modulations solaires et géomagnétiques sur le taux de production de ^{10}Be . Pour des variations quantitativement identiques de ces deux types de modulation (e.g. légende), la modulation géomagnétique domine clairement les changements de production en dessous de 30° (équateur et tropiques) tandis que la modulation solaire a plus d'influence au dessus de 60° (pôles). À première vue, cette différence de sensibilité liée à la latitude donne les moyens de savoir si les variations observées dans les enregistrements de ^{10}Be sont d'origine solaire ou géomagnétique. Mais ce modèle est complètement bouleversé par le transport du ^{10}Be dans l'atmosphère avant son piégeage dans une archive géologique (voir section 1.3) car il s'attache très rapidement après sa production aux aérosols.

1.3 Transport et déposition

Après leur production, les isotopes de ^{10}Be s'attachent rapidement aux aérosols atmosphériques, composés principalement d'ions sulfate SO_4^{2-} [McHargue and Damon, 1991]. Contrairement au ^{14}C qui est homogénéisé via le cycle du carbone, les atomes de ^{10}Be sont déposés rapidement après leur production. En effet, le temps de résidence moyen dans la troposphère est de quelques semaines et d' $\sim 1-2$ ans dans la stratosphère [Raisbeck et al., 1981a]. En conséquence, le ^{10}Be produit dans la troposphère est déposé en grande majorité localement (environ 60% est déposé dans le compartiment troposphérique (par tranche de 30° en latitude) dans lequel il a été produit d'après Heikkilä et al. [2009]) tandis qu'il est plus ou moins mélangé dans la stratosphère. Une incertitude persiste quant au signal capturé dans les carottes de glace. En effet, la production locale de ^{10}Be dans les régions polaires est peu influencée par le champ magnétique terrestre (voir Fig. 1.5 et 1.7). Afin de comprendre les variations observées dans les différents enregistrements de ^{10}Be , des études comparatives avec des mesures de ^{14}C dans divers archives ont été réalisées en saisissant des données de ^{10}Be en production d'entrée de modèles simples de transport (comparable au cycle du carbone), certains supposant que le ^{10}Be mesuré dans les carottes de glace contient une composante locale (polaire) [Bard et al., 1997] alors que d'autres le considèrent proportionnel à la production globale de ^{10}Be [Beer et al., 1988; Muscheler et al., 2004]. Ces modèles comportent deux boîtes uniformes pour l'atmosphère (stratosphère et troposphère) et plusieurs boîtes pour décrire le transport océanique, permettant de comparer le $\Delta^{14}\text{C}$ atmosphérique à la sortie du modèle avec des mesures de ^{14}C dans les sédiments, les cernes d'arbres ou autres (voir

section 2.2.2 et chapitre 3). Récemment, des modèles de circulation atmosphérique 3D (GCM : General Circulation Model) ont été utilisés pour simuler le transport et la déposition du ^{10}Be . Field et al. [2006] ont trouvé que la déposition polaire dans les deux hémisphères est augmentée d'un facteur 1,2[§] pour les variations liées à l'activité solaire et réduite d'un facteur 0,8 pour les changements liés au champ magnétique terrestre, proche de la réduction de 0,75 basée sur des observations de Vostok [Mazaud et al., 1994]. En revanche, Heikkilä et al. [2008], en utilisant le Modèle de Circulation Générale ECHAM5-HAM, n'ont pas décelé d'amplification polaire.

L'autre point-clef concerne la déposition du ^{10}Be sur le site étudié. Concernant les carottes de glace, il est usuel d'utiliser des modèles d'accumulation [Parrenin et al., 2007a,b] afin d'estimer le flux de ^{10}Be à partir de la concentration dans la glace.

$$F = \rho A C_{\text{ice}} \quad (1.10)$$

avec C_{ice} la concentration en ^{10}Be dans la glace, A le taux d'accumulation du site et ρ la densité de la glace ($0,917 \text{ g.cm}^{-3}$). En effet, selon le type de déposition majoritaire ayant lieu sur un site donné, il est préférable d'utiliser la concentration dans la glace ou le flux afin de traduire les variations de ^{10}Be liées à la production. Un modèle simple reliant la concentration atmosphérique d'une impureté (ici le ^{10}Be) à sa concentration dans la glace illustre ce point [Alley et al., 1995; Finkel and Nishiizumi, 1997] :

$$F = k_d C_{\text{atm}} + k_w C_{\text{atm}} A \quad (1.11)$$

où C_{atm} est la concentration atmosphérique en ^{10}Be , k_d la vitesse de déposition sèche et k_w le rapport sans dimension de récupération par les précipitations. Pour une concentration atmosphérique en béryllium-10 C_{atm} constante, deux cas limite existent. Dans le cas du ^{10}Be uniquement entraîné par les précipitations (dépôt humide, $k_w C_{\text{atm}} A \gg k_d C_{\text{atm}}$), la concentration dans la glace est proportionnelle à la concentration atmosphérique en ^{10}Be . Si, au contraire, la déposition sèche domine ($k_w C_{\text{atm}} A \ll k_d C_{\text{atm}}$), alors c'est le flux de ^{10}Be qui est proportionnel à la concentration atmosphérique (et donc à la production). Le climat du site étudié dans le cadre de cette thèse (EPICA Dome C, voir section 3) étant extrêmement sec, nous considérerons donc le flux de ^{10}Be afin d'étudier les variations liées à la production (activité solaire et intensité du champ magnétique terrestre).

§. $\frac{\text{pourcentage changement dans la déposition polaire}}{\text{pourcentage changement dans la déposition globale}}$

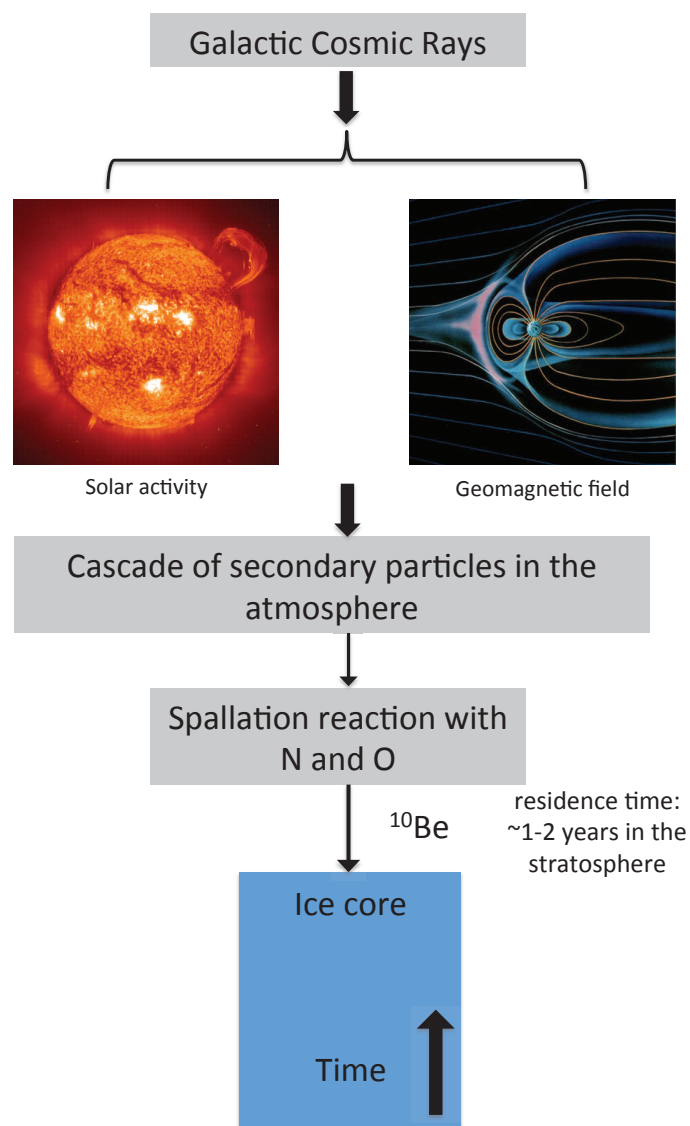


FIGURE 1.8 – Schéma de la production de ^{10}Be et de son piégeage dans la glace polaire.

Illustration of the ^{10}Be production and its trapping in the polar ice.

Chapitre 2

Application des mesures de ^{10}Be : un proxy de l'activité solaire et de l'intensité du champ magnétique terrestre

Nous avons décrit dans le chapitre 1 la manière dont les boucliers héliomagnétiques et géomagnétiques influencent l'intensité et le spectre des radiations cosmiques entrant dans l'atmosphère terrestre, et donc comment ils contrôlent le taux de production des nucléides cosmogéniques. En conséquence, les données de ^{10}Be permettent d'analyser l'activité solaire et l'intensité du champ magnétique terrestre au cours du temps. Ces études sont synthétisées dans ce chapitre.

2.1 Quelles archives et pourquoi ?

Le ^{10}Be est étudié dans des archives naturelles depuis plusieurs dizaines d'années, que ce soit dans les carottes de glace d'Antarctique [Yiou et al., 1985; Raisbeck et al., 1978, 1981b, 1987, 1990, 1992, 2006; Horiuchi et al., 2008; Baroni et al., 2011] et du Groenland [Beer et al., 1990; Finkel and Nishiizumi, 1997; Yiou et al., 1997; Wagner et al., 2001; Muscheler et al., 2004, 2005], ou dans les sédiments [Raisbeck et al., 1985; Robinson et al., 1995; Frank et al., 1997; Ménabréaz et al., 2011, 2012; Ménabréaz, 2012]. Les carottes de glace ont l'avantage d'offrir une manière relativement simple de calculer le flux de ^{10}Be à partir des concentrations mesurées et du taux d'accumulation de neige du site (e.g. équation 1.10 de la section 1.3), mieux contrainte que pour les sédiments marins. Ce calcul est nécessaire lorsque le ^{10}Be tombe principalement par dépôt sec, comme sur le site EDC, afin d'obtenir le signal

de production (voir section 1.3). De plus, la meilleure résolution des carottes de glace est utile pour l'étude d'événements courts (quelques dizaines ou centaines d'années) liés à l'activité solaire par exemple.

Les mesures de ^{10}Be dans les carottes de glace ont débuté dans les années 1980 pour plusieurs applications [Raisbeck and Yiou, 1985] :

- La datation des carottes de glace à l'aide notamment du rapport $^{36}\text{Cl}/^{10}\text{Be}$ pour la glace âgée de plus de 50 000 ans. Cependant, il apparaît qu'une partie du ^{36}Cl déposé dans la glace s'échappe dans l'atmosphère, causant des problèmes de datation. Il est possible que le H^{36}Cl soit relâché dans l'atmosphère durant les processus de recristallisation dans la neige [Beer et al., 2012].
- L'augmentation de la concentration en ^{10}Be dans la glace corrélée avec une diminution des précipitations durant la dernière période glaciaire [Raisbeck et al., 1981b; Yiou et al., 1985] a conduit à la conclusion que le ^{10}Be pourrait être utilisé pour déduire des taux d'accumulation passés. Il est nécessaire de prendre en compte les changements liés à la production ou à la circulation atmosphérique.
- Des informations sur l'afflux d'aérosols stratosphériques dans les régions polaires, en utilisant notamment le rapport $^7\text{Be}/^{10}\text{Be}$ [Raisbeck et al., 1981a].
- L'étude du taux de production de ^{10}Be et donc des variations de l'activité solaire [Raisbeck et al., 1981b, 1990; Beer et al., 1988, 1990], l'hypothèse de départ étant que le ^{10}Be déposé dans les pôles n'est pas influencé par les variations d'intensité du champ magnétique terrestre (production locale, voir Fig. 1.7). Mais des mesures sur la carotte de Vostok, concordantes avec celles d'EDC, montrent un pic de ^{10}Be probablement lié à l'excursion de Laschamp [Raisbeck et al., 1987]. Cela est confirmé par des comparaisons entre différentes séries de ^{10}Be (provenant d'Antarctique et du Groenland) ou avec des données de ^{14}C [Bard et al., 1997; Horiuchi et al., 2008] qui suggèrent que le béryllium piégé dans les carottes de glace représente principalement des variations de production [Raisbeck et al., 1992], liées aux changements d'intensité de l'activité solaire ou du champ magnétique terrestre.

Aujourd'hui, le ^{10}Be dans la glace est donc principalement étudié en tant que proxy des variations de l'activité solaire et de l'intensité du champ géomagnétique. Des données précises concernant l'activité solaire ont été obtenues à l'aide des mesures des moniteurs de neutrons (voir section 1.2.2) sur les 60 dernières années. Pour les périodes plus anciennes, il est possible de reconstruire des données à partir de documents historiques mentionnant les tâches solaires, mais cet exercice est de plus en plus ardu pour les années avant 1600 [Beer et al., 1990]. Ce problème a été

dépassé grâce à l'étude des isotopes cosmogéniques, en particulier le ^{14}C dans les cernes d'arbres et le ^{10}Be dans la glace car leur résolution est suffisante pour détecter les variations séculaires de l'activité solaire. Connaître les variations passées de l'activité solaire est une étape préliminaire primordiale pour étudier l'influence du Soleil sur le climat. La revue de ces études se trouve dans section 2.2. Les mesures de ^{10}Be donnent aussi accès aux variations à plus long terme, liées notamment aux événements géomagnétiques comme l'excursion de Laschamp ou l'inversion de Brunhes-Matuyama. Ce type d'étude est utile pour la datation des carottes de glace car ces événements sont datés de manière absolue à l'aide des laves. La détection des variations d'intensité du champ géomagnétique permet aussi de synchroniser (i) plusieurs profils de ^{10}Be de différents sites entre eux, (ii) ou un profil de ^{10}Be avec un enregistrement de paléointensité provenant de sédiments marins sur une même échelle d'âge de manière continue (voir le chapitre 6). Les études du ^{10}Be en tant que proxy de l'intensité du champ géomagnétique sont résumées dans la section 2.3.

2.2 Activité solaire

Dans cette section, nous présentons comment les données de ^{10}Be ont été utilisées afin d'examiner l'activité solaire jusqu'aux 10 000 dernières années, et les connaissances qui en découlent.

2.2.1 Le cycle de 11 ans (cycle de *Schwabe*)

Le cycle de *Schwabe* (11 ans) de l'activité solaire est surtout connu à travers les mesures de l'activité des éruptions solaires (voir section 1.2.2). Les nucléides cosmogéniques, tels que le ^{14}C ou le ^{10}Be , ont aussi été utilisés pour la détection de ce fameux cycle. Le ^{14}C pourrait être un outil puissant car il est mesurable dans les cernes d'arbre, mais le cycle du carbone lisse très fortement les fluctuations à court terme du signal de production. En effet, le facteur d'atténuation des amplitudes du ^{14}C pour le cycle de 11 ans est d' ~ 100 [Siegenthaler et al., 1980]. Cet effet de lissage rend la détection des variations à court terme avec le ^{14}C très difficile. Le transport et la déposition du ^{10}Be étant différent (voir section 1.3), le signal de production n'est atténué que d'un facteur $\sim 1,25$ [Beer et al., 1990]. Le ^{10}Be est donc l'isotope cosmogénique le mieux adapté pour l'étude des variations décennales dues à l'activité solaire. Malgré tout, il est nécessaire d'avoir une résolution suffisante ainsi qu'un profil suffisamment long pour une étude quantitative du cycle de 11 ans.

Avec cette méthode, Beer et al. [1990] ont pu analyser ce cycle à l'aide d'un enregistrement de ^{10}Be sur plusieurs centaines d'années provenant du site groenlandais

Dye-3. Plus récemment, [Berggren et al., 2009], avec un enregistrement annuel de 600 ans de la carotte de glace NGRIP (North Greenland Ice Core Project, Groenland), a aussi détecté le cycle de 11 ans, en corrélation avec les profils de flux de neutrons et de tâches solaires (e.g. Fig. 2.1). Des études de l'activité solaire ont aussi été menées en Antarctique. Baroni et al. [2011] ont étudié deux carottes de glace des sites de Vostok et Concordia sur les 60 dernières années. Il a été observé une atténuation d'un facteur 0,5 de l'amplitude du ^{10}Be mesuré, ainsi qu'un écart de 0 à 2,2 ans entre le signal de ^{10}Be dans la neige et les données du moniteur de neutrons. Il a été déduit une contribution de 35% et 20% du cycle solaire de 11 ans sur la variance des profils de ^{10}Be à Vostok et Concordia respectivement. Une des dernières études en date est celle de Pedro et al. [2012] qui a évalué deux enregistrements de ^{10}Be provenant de sites côtiers (Law Dome sur la côte Est de l'Antarctique, et Das2 au Sud-Est du Groenland) par rapport aux observations de l'activité solaire et aux données climatiques. Une corrélation significative entre leurs mesures et la modulation du rayonnement cosmique par le cycle solaire de 11 ans a été déduite. Et contrairement à la conclusion de Steig et al. [1996] qui ont estimé une contribution des basses à moyennes latitudes relativement faible (<35%) sur la carotte de glace à Taylor Dome, les amplitudes des périodes dans les données de ^{10}Be dans les couches de glace semblent incompatibles avec une contribution uniquement polaire de la production de ^{10}Be .

2.2.2 Le dernier millénaire : les « Grands Minima » d'intensité du champ héliomagnétique

Les profils de ^{10}Be dans la glace, combinés ou comparés avec les enregistrements de ^{14}C , ont donné accès aux variations de l'activité solaire durant le dernier millénaire. Ces études ont donné les bases pour la compréhension des variations à long terme (centenniales) de l'activité solaire (voir section 2.2.3). En effet, plusieurs études ont révélé de plus fortes concentrations en ^{10}Be durant des périodes de faible activité solaire, appelées « Grands Minima ». L'hypothèse d'une correspondance entre les fortes valeurs de production de ^{14}C et les Grands Minima de l'activité solaire fut mise en avant par Eddy [1976], sur la base d'une comparaison durant les 400 dernières années de données solaires et de ^{14}C . Il conclut une anti-corrélation empirique entre les données de ^{14}C et le niveau de l'activité solaire [Beer et al., 2012]. Sur la période 850–1950, cinq pics de production de nucléides cosmogéniques sont visibles sur les différents enregistrements, indiquant cinq Grands Minima de l'activité solaire : Oort (~1050), Wolf (1325–1375), Spörer (1420–1540), Maunder