

# Ordre et désordre : le magnétisme frustré montre l'exemple

Les matériaux magnétiques illustrent particulièrement bien le phénomène de "frustration", qui empêche les éléments d'un système complexe de satisfaire simultanément leurs tendances individuelles à minimiser l'énergie de leurs interactions. Ils fournissent des exemples de systèmes frustrés *sans désordre*, mais aussi, avec les verres de spin, de systèmes frustrés *avec désordre*. Dans les deux cas, le physicien dispose ainsi d'outils tant théoriques qu'expérimentaux pour mieux comprendre la nature.

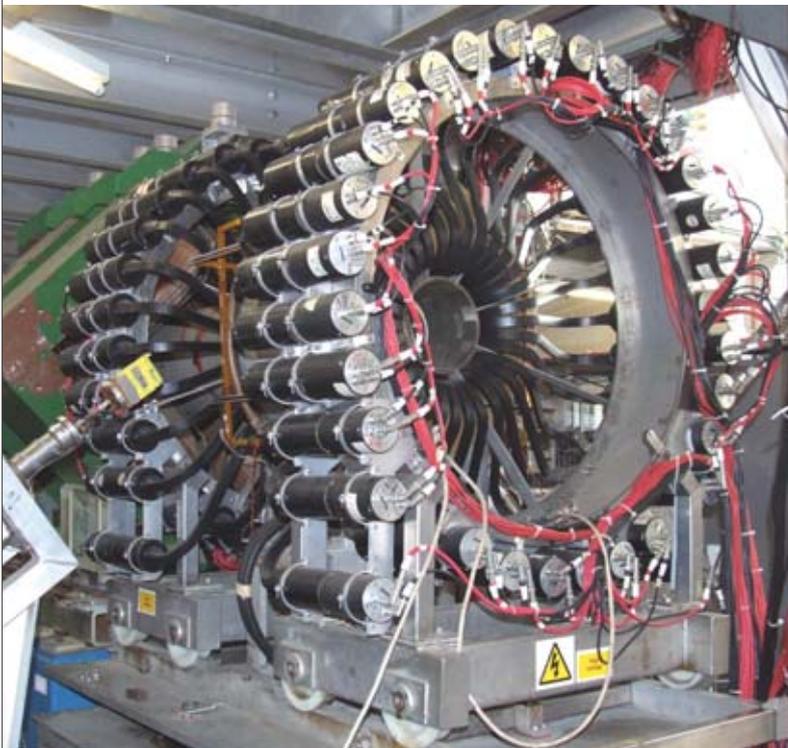


Photo courtesy of the ISIS Pulsed Neutron and Muon Source

Installation expérimentale pour la spectroscopie de muons à l'ISIS Facility, au Rutherford Appleton Laboratory (Royaume-Uni). Cette méthode a été utilisée pour étudier l'état fondamental d'oxydes mixtes de matériaux magnétiques et non magnétiques.

Si une boussole s'oriente dans le **champ magnétique terrestre** (Mémo D, *Le champ terrestre, faible mais vital*, p.99), c'est parce qu'elle est **aimantée**. Cette aimantation à l'échelle macroscopique résulte de la conjugaison (somme vectorielle) des **moments magnétiques** microscopiques portés par les **atomes** du matériau qui constitue l'instrument. Elle est due aux interactions, d'origine **quantique**, entre ces moments magnétiques. Ces interactions, qui concernent les **électrons**, se répartissent essentiellement en deux catégories : les interactions **ferromagnétiques** et les **antiferromagnétiques**. Les premières tendent à aligner les moments magnétiques ou **spins** d'atomes voisins : c'est ce qui se produit dans un matériau utilisé pour fabriquer des **aimants permanents** ou stocker l'information dans nos disques durs d'ordinateur. Les deuxièmes, au contraire, favorisent des orientations opposées de ces moments, c'est-à-dire qu'elles tendent à orienter tête-bêche les moments

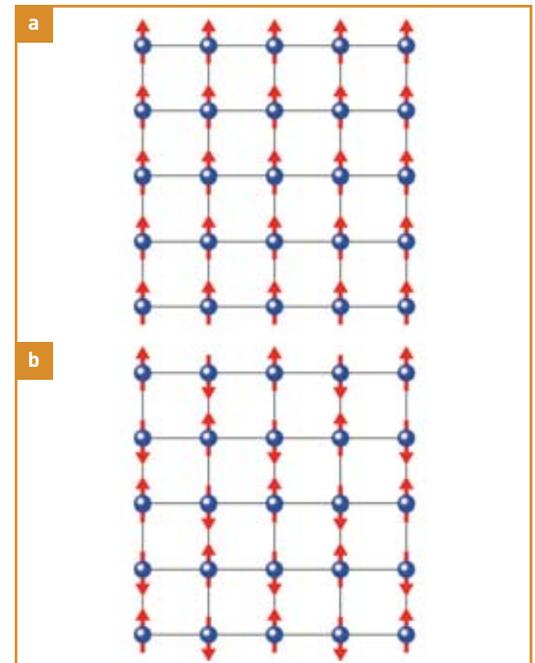


Figure 1. Ordres ferromagnétique (a) et antiferromagnétique (b) de moments magnétiques sur un réseau carré.

magnétiques voisins, conduisant à une structure dite antiferromagnétique, dans laquelle l'aimantation totale est nulle. La figure 1 illustre ces deux possibilités pour des atomes situés sur un réseau carré. Les ordres magnétiques représentés, qu'ils soient de type ferromagnétique ou antiferromagnétique, n'interviennent qu'à une température suffisamment basse. Au-dessus d'une **température critique** dont la valeur dépend du matériau, les spins fluctuent rapidement et sont désordonnés : ils sont dans un état **paramagnétique**. La transition a lieu lorsque l'énergie d'**agitation thermique** des spins domine l'énergie d'interaction magnétique. Cette température de transition s'appelle **température de Curie** pour les systèmes ferromagnétiques et **température de Néel** pour les systèmes antiferromagnétiques. Dans l'immense majorité des cas, elle est située en dessous de la température ambiante. Les matériaux utilisés pour les boussoles ou le stockage de l'information sont, bien entendu, des exceptions à cette règle.

# La frustration magnétique géométrique

La frustration géométrique est une propriété de la matière qui a des implications allant bien au-delà du magnétisme.

Dans les deux exemples du ferro- et de l'antiferromagnétisme, les moments magnétiques (confondus le plus souvent, pour faire bref, avec le "spin" des électrons à l'origine du magnétisme) présentent une structure ordonnée, équivalente magnétique de l'ordre **crystallin** des positions des atomes dans le solide ordonné. À suffisamment haute température, le solide fond en un liquide où les positions des atomes fluctuent aléatoirement; de même, le matériau magnétiquement ordonné "fond" en une phase (dite paramagnétique) où les orientations des moments magnétiques fluctuent de façon aléatoire.

Considérons maintenant le cas d'une structure cristalline où les moments magnétiques sont aux sommets de triangles et interagissent antiferromagnétiquement (figure 2a). Il apparaît que si les deux premiers spins peuvent être orientés afin de satisfaire ce couplage, aucune solution ne permet d'orienter le troisième antiparallèlement aux deux premiers. Toutes les interactions entre paires de moments magnétiques ne pouvant être simultanément satisfaites, cette situation est appelée **frustration magnétique**. Résultant uniquement de la géométrie du système, elle est qualifiée de **géométrique**. Le système ne pouvant minimiser simultanément toutes les énergies d'interactions, il va trouver un moyen terme pour minimiser l'énergie globale. Dans le cas du triangle considéré, les trois spins vont par exemple s'orienter à 120 degrés les uns des autres.

## Un état fondamental massivement dégénéré

Un des réseaux pour lequel les effets de la frustration géométrique sont importants est le réseau kagomé, du nom d'une figure de vannerie traditionnelle japonaise. Ce réseau (figure 2b) est constitué de triangles reliés les uns aux autres par leurs sommets. Comme chaque sommet n'appartient qu'à deux triangles, on dit qu'il présente une faible **connectivité**. Il s'ensuit que la configuration adoptée par un triangle donné aura peu d'influence sur celle de ses voisins. Ainsi, à l'échelle macroscopique qui correspond typiquement à  $10^{20}$  triangles, le système pourra se trouver dans un nombre extrêmement grand de configurations puisque toutes ont la même énergie: l'état fondamental du système est dit **massivement dégénéré**. C'est là une caractéristique qui distingue les systèmes magnétiques géométriquement frustrés des systèmes habituels pour lesquels l'état fondamental, c'est-à-dire l'état de plus basse énergie, non perturbé par l'agitation thermique, est unique et bien défini.

## Les liquides de spin

La frustration géométrique conduit donc le système à rester paramagnétique jusqu'aux températures les plus basses, c'est-à-dire tendant vers le zéro absolu. De plus, du fait de la dégénérescence évoquée plus

haut, il va pouvoir explorer les différentes configurations de l'état fondamental et ainsi rester dynamique. Cet état caractérisé par des corrélations magnétiques dynamiques et à courte portée est appelé **liquide de spins** par analogie avec les liquides qui présentent des corrélations structurales similaires. Les liquides de spins suscitent beaucoup l'intérêt des physiciens de la matière condensée: des effets quantiques sont attendus pour ces états qui restent dynamiques jusqu'au zéro absolu, par exemple des excitations magnétiques collectives faisant intervenir des nombres quantiques fractionnaires.

Jusqu'ici ont été uniquement considérées les interactions dites d'échange entre deux spins voisins car elles sont dominantes. Dans les matériaux réels, d'autres interactions entrent cependant en jeu. Peuvent être par exemple citées les interactions d'échange entre voisins plus éloignés ou l'interaction dipolaire. Ces dernières interactions étant beaucoup moins intenses que l'échange entre premiers voisins, elles n'influencent que modérément le comportement des composés magnétiques traditionnels. Au contraire, dans le cas des systèmes frustrés, du fait de la sorte d'équilibre que leur géométrie impose, ces interactions habituellement négligées vont souvent être déterminantes. D'autres paramètres importants à prendre en compte sont l'**anisotropie** magnéto-cristalline, sous l'effet de laquelle les moments magnétiques tendent à s'aligner suivant des directions particulières du réseau cristallin, ou le couplage magnéto-élastique qui peut exister entre les spins et la structure cristalline.

L'intensité relative de toutes ces interactions conduit à une grande variété d'états fondamentaux dont certains sont exclusifs aux systèmes géométriquement frustrés. Plusieurs états totalement inédits ont ainsi été identifiés par différentes équipes dans le monde depuis une dizaine d'années. Même des états *a priori* banals comme un ordre magnétique ont des spécificités contraires à ce que l'entendement commun des chercheurs attend. Deux de ces états mis en évidence dans le laboratoire SPSMS<sup>(1)</sup> du CEA sont présentés ici.

## Un modèle de frustration

Les matériaux sur lesquels ces nouvelles propriétés ont été observées sont des oxydes mixtes de métaux, de formule chimique  $R_2T_2O_7$ , l'un de ces métaux (R) étant magnétique et l'autre (T) non. Les atomes R sont en l'occurrence des **éléments** du tableau de Mendeleïev appelés **lanthanides** ou **terres rares**, qui entrent notamment dans la composition des matériaux pour aimants permanents. Ces oxydes cristallisent dans la structure dite pyrochlore, du nom d'un

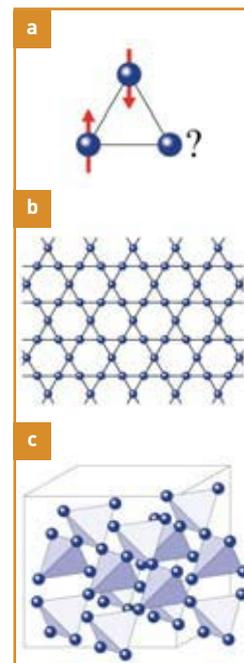


Figure 2. (a) Trois spins en interaction antiferromagnétique sur un triangle. (b) Réseau kagomé. (c) Réseau pyrochlore.

(1) SPSMS: Service de Physique Statistique, Magnétisme et Supraconductivité de l'Institut nanosciences et cryogénie (Inac, ex-DRFMC).

Les résultats ont été obtenus avec la collaboration de chercheurs des centres CEA de Grenoble et de Saclay (Spec, Service de physique de l'état condensé) ainsi que du laboratoire Rutherford Appleton au Royaume-Uni et de l'Institut Paul Scherrer en Suisse.

Cristal d'un oxyde de structure pyrochlore (différent de ceux évoqués à la figure 3) synthétisé dans le laboratoire du SPSMS (Service de Physique Statistique, Magnétisme et Supraconductivité). Le papier millimétré donne l'échelle.



C. Marin/DRFMC/DSM/CEA

minéral auquel ils sont apparentés. Dans les oxydes étudiés par le SPSMS à Grenoble, le réseau formé par les éléments magnétiques est composé de tétraèdres réguliers reliés les uns aux autres par leurs sommets (figure 2c). Cela en fait l'analogue à trois dimensions du réseau kagomé précédemment évoqué. La haute symétrie de cette structure (tous les triangles qui la constituent sont équilatéraux) et sa faible connectivité (chaque atome n'appartient qu'à deux tétraèdres) en font un modèle pour l'étude des effets de la frustration. De plus, les composés présentés ici n'ont pas de défauts structuraux (lacunes ou échanges de site) notoires.

### Une transition inédite en magnétisme

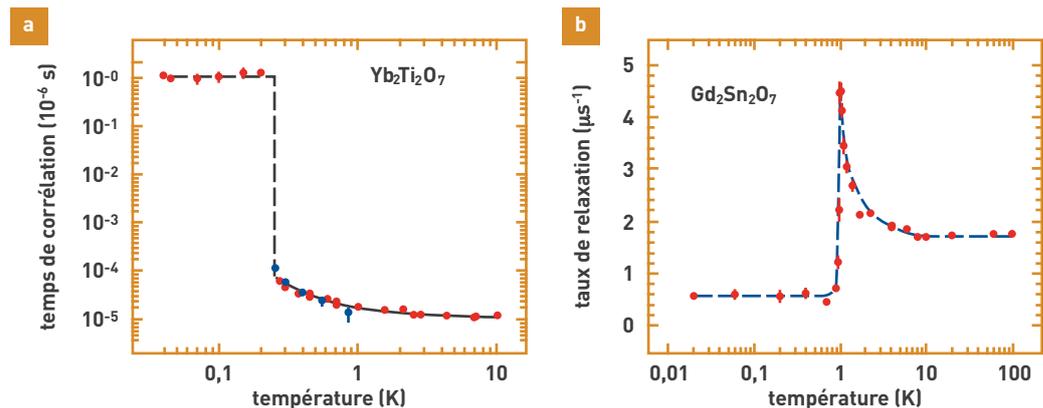
Le premier état fondamental nouveau mis en évidence par les chercheurs du CEA à Grenoble est obtenu après une transition thermodynamique. De façon générale, la mise en ordre d'un système magnétique est associée à des effets thermiques qui se traduisent par une forte augmentation de chaleur spécifique du système près de la transition de phase. C'est le cas du composé  $\text{Yb}_2\text{Ti}_2\text{O}_7$  dont la **chaleur spécifique** fait apparaître un pic très intense autour de 0,25 **kelvin** et qui pourtant ne présente aucun ordre magnétique à longue distance. En fait, seules des corrélations magnétiques dynamiques et à courte portée sont présentes dans l'état fondamental, et la transition thermodynamique est associée à un ralentissement très brutal et spectaculaire des fluctuations magnétiques (figure 3a). Cette transition, inédite en magnétisme, rappelle beaucoup la transition de phase liquide-vapeur de la matière, qui s'accompagne elle aussi d'une apparition de corrélations dynamiques structurales à courte portée et d'un ralentissement très important de la dynamique. La détermination des propriétés de l'état fondamental de  $\text{Yb}_2\text{Ti}_2\text{O}_7$  a été possible grâce à des études par différentes tech-

niques expérimentales combinées. Certaines sont macroscopiques, comme la mesure de la chaleur spécifique, et d'autres utilisent des sondes microscopiques nucléaires telles que la **diffusion de neutrons**, la **spectroscopie Mössbauer** ou la **spectroscopie de muons**.

### Des fluctuations persistantes

Le deuxième état fondamental exotique identifié concerne des composés magnétiquement ordonnés. Très généralement, sont observées dans les phases ordonnées de matériaux magnétiques des excitations magnétiques spontanées qui correspondent à de petites déviations des moments magnétiques par rapport à leur orientation nominale, lesquelles se propagent à la manière d'une onde, d'où le nom d'*ondes de spins* donné à ces excitations. Ces ondes de spins, très nombreuses près de la transition magnétique, décroissent rapidement au fur et à mesure que l'on abaisse la température : le système est alors magnétiquement figé. La surprise a donc été grande d'observer la persistance d'une dynamique des moments magnétiques dans plusieurs systèmes géométriquement frustrés présentant un ordre, et ce jusqu'aux températures les plus basses accessibles aux techniques conventionnelles de laboratoire. Si la persistance de ces fluctuations est inhérente à des systèmes frustrés dont l'état fondamental est de type liquide de spins, elle est en revanche inattendue dans un système ordonné. Dans le cas illustré par la figure 3b, cette dynamique est observée à une température 50 fois inférieure à celle de la transition. Dans de telles conditions, un système magnétique habituel est totalement gelé. Si la présence de ces fluctuations est associée à la dégénérescence de l'état fondamental des systèmes frustrés, le mécanisme qui les sous-tend n'est à ce jour pas compris et nécessite encore des études. Une interprétation de la quasi-indépendance en température du taux de relaxation dans la phase

Figure 3. (a) Variation thermique du temps de corrélation des moments magnétiques de l'ytterbium dans  $\text{Yb}_2\text{Ti}_2\text{O}_7$ . Les points rouges sont les résultats de mesures de spectroscopie de muons et les points bleus des résultats de spectroscopie Mössbauer obtenus par Pierre Bonville et James A. Hodges au Spec (CEA/Saclay). (b) Taux de relaxation spin-réseau mesuré par spectroscopie de muons dans  $\text{Gd}_2\text{Sn}_2\text{O}_7$ . Ce composé s'ordonne magnétiquement à 1 K (température correspondant au pic du taux de relaxation). La persistance de fluctuations magnétiques jusqu'à 20 mK est attestée par le fait que ce taux est non nul.



magnétique conduit à une densité d'états pour les excitations magnétiques caractérisée par un poids important juste au-dessus d'un petit *gap*.

### Découvrir de nouveaux états de la matière

Les systèmes magnétiques géométriquement frustrés constituent donc un formidable domaine d'investigation pour découvrir de nouveaux états de la matière, comme ces dernières années l'ont montré. C'est un domaine où le chercheur doit remettre en cause ce qui semblait acquis. Dans les exemples cités, seules l'investigation des propriétés magnétiques par différentes techniques et la confrontation des résultats (voir note [1] p. 89) ont permis d'aboutir à la détermination des états fondamentaux: les interprétations naturelles fondées

sur les comportements rencontrés dans des systèmes classiques conduisent en effet à une vision incohérente. Plus généralement, la frustration géométrique est une propriété physique commune de la matière qui a des implications qui vont bien au-delà du magnétisme, comme dans les propriétés de la glace cristalline, le repliement des **protéines** ou la conformation des **polymères**. En s'attaquant à ces questions par le biais du magnétisme, le physicien dispose d'un grand nombre d'outils théoriques et expérimentaux pour approfondir notre connaissance de la nature.

> **Pierre Dalmas de Réotier** et **Alain Yaouanc**

Institut nanosciences et cryogénie (Inac)

Direction des sciences de la matière

CEA Centre de Grenoble

## Le verre de spin, système complexe modèle

L'étude de ces systèmes frustrés mais désordonnés que sont les verres de spin permet de mieux comprendre d'autres systèmes désordonnés comme les verres et les polymères.

Dans un solide désordonné tel qu'un verre, les positions des **atomes** sont à peu près aléatoires comme dans un liquide: le verre est bien un solide, mais du point de vue de sa structure, c'est un liquide! Mais un liquide figé, qui nécessiterait des temps astronomiques pour réussir à couler. Cependant, grâce à l'agitation thermique, les atomes y font quelques mouvements vers des positions plus favorables, c'est ce qu'on appelle le "vieillessement". De même, dans les **polymères** qui constituent les matières plastiques, les longues chaînes **moléculaires** sont enchevêtrées de manière totalement désordonnée, sans que cela empêche le "plastique" d'être solide. Au cours du vieillissement, les chaînes **macromoléculaires** s'arrangent tout de même de mieux en mieux, minimisant progressivement le volume libre, ce qui se traduit par un durcissement du matériau.

### Verres et verres de spin

Les solides désordonnés ont aussi leur équivalent magnétique: les "**verres de spin**". Ces matériaux sont obtenus par exemple en diluant aléatoirement quelques pour-cent de manganèse ou de fer (magnétiques) dans un métal non-magnétique tel que le cuivre ou l'or. Les atomes magnétiques y sont situés à des positions fixes mais ils sont séparés par des distances aléatoires. Comme le signe des interactions magnétiques dans un métal oscille en fonction de la distance, les interactions entre les atomes magnétiques de cet alliage sont aléatoirement **ferro** - ou **antiferromagnétiques**. Les moments magnétiques (ou **spins**) sont ainsi soumis à des influences contradictoires de la part de leurs différents voisins, qu'ils ne peuvent satisfaire simultanément: cette situation s'appelle "frustration" (voir *La frustration magnétique géométrique*, p. 89).

L'état d'équilibre d'un tel système ne présente aucune symétrie évidente, et il est bien difficile de se le représenter. Du point de vue de la **modélisation**, lorsque le nombre de spins augmente, trouver l'état fondamental d'un verre de spin dépasse très vite les pos-



S. Nakamae/Spec/ramis/CEA

Quelques dizaines de sondes de Hall de taille micronique (collaboration Drecam/LSI et Itron) vont permettre d'explorer le bruit magnétique et les corrélations spatiales d'aimantation dans le verre de "superspins" formé par des nanoparticules magnétiques en interaction. La protection des pré-amplificateurs par un blindage (boîte métallique) est nécessaire au traitement de ces signaux très faibles.

sibilités des calculateurs les plus puissants. Pour le matériau verre de spin, l'équilibre semble impossible à trouver, quelle que soit la patience de l'observateur. Le verre de spin paraît éternellement piégé dans une multitude d'**états métastables**, qu'il explore lentement au gré des retournements de spin produits par l'agitation thermique. Ici, "lentement" signifie que des barrières d'énergie de toutes tailles séparent ces états métastables, produisant des temps de réponse à toutes les échelles à partir du temps de retournement microscopique d'un spin ( $\sim 10^{-12}$  s), sans limite supérieure observée.

Un verre ou un polymère reste d'une manière semblable "hors d'équilibre". Mais les verres de spin ont l'avantage d'être conceptuellement plus simples, car ils peuvent être modélisés comme un ensemble d'objets en interactions aléatoires, dont la donnée se résume à une simple suite de nombres ("désordre gelé"). Dans le cas des verres ou des polymères, la frustration évolue au cours des mouvements des atomes ou des molécules (le désordre n'est pas "gelé"), et la modélisation théorique microscopique est beaucoup plus difficile.

## Vieillessement, rajeunissement et mémoire

Le vieillissement d'un verre de spin, obéissant d'ailleurs aux mêmes lois d'échelle que le vieillissement des verres et polymères, consiste donc en des réarrangements locaux des spins qui lui permettent de s'approcher lentement de l'équilibre, sans pour autant jamais l'atteindre. En étudiant plus précisément comment ces phénomènes peuvent être influencés par des changements de température, les chercheurs du CEA, au Service de physique de l'état condensé (Spec)<sup>(1)</sup>, ont découvert les étonnants effets de "rajeunissement et mémoire", qui apparaissent de manière spectaculaire dans une expérience comme celle présentée en figure 4. Il s'agit ici d'une mesure de la **susceptibilité magnétique**  $\chi$ , c'est-à-dire de la petite aimantation qui se développe en réponse à l'application d'un faible champ alternatif. Plus précisément, c'est la composante "retardée" (ou "hors phase")  $\chi''$  de  $\chi$  qui est présentée ici : nulle dans la phase paramagnétique (car tous les spins répondent en phase au champ alternatif), elle est non-nulle dans la phase verre

de spin, qui apparaît à basse température et est ainsi caractérisée par une réponse retardée. Dans cette expérience, réalisée en collaboration avec l'**université d'Uppsala**, le verre de spin a été refroidi par paliers successifs. Le *vieillessement* se traduit par une relaxation de  $\chi''$  au cours de chaque palier, la susceptibilité décroissant lentement en direction de sa valeur d'équilibre.

La première surprise vient de ce qui se produit lorsque, après un premier palier au cours duquel  $\chi''$  a sensiblement diminué (vieillessement), on refroidit de 1 ou 2 K pour passer au palier suivant. Bien que l'agitation thermique soit alors un peu plus faible, on voit subitement  $\chi''$  ré-augmenter, et commencer une nouvelle relaxation comme si le vieillissement observé pendant le palier précédent n'avait été d'aucun effet. C'est l'effet de "rajeunissement", qui sera observé lors de chaque nouveau palier de refroidissement. Si l'attente pendant un palier permet bien de s'approcher de l'équilibre à une température donnée (décroissance de  $\chi''$ , *vieillessement*), un pas supplémentaire de refroidissement semble détruire ce qui vient d'être fait (*rajeunissement*).

La seconde surprise survient lorsque, après ce lent refroidissement par paliers, le verre de spin est progressivement réchauffé. Autour de chaque température à laquelle un vieillissement a été effectué, la susceptibilité  $\chi''$  dessine un creux très net : le verre de spin se souvient qu'il a pu vieillir à chacune de ces températures, c'est l'effet "mémoire". La figure 4 montre que le verre de spin a ainsi stocké au cours de son refroidissement au moins quatre *mémoires* du vieillissement à différentes températures, et ceci malgré ses apparents *rajeunissements*. Au fur et à mesure du réchauffement, ces mémoires sont effacées, jusqu'à disparaître complètement lorsque la phase paramagnétique est atteinte.

Les effets de "rajeunissement et mémoire", découverts dans les verres de spin, ont ensuite été cherchés, et souvent trouvés, dans d'autres systèmes vitreux. Ainsi, le groupe de Sergio Ciliberto à l'**ENS Lyon** a montré que la constante diélectrique du polymère PMMA (polyméthacrylate de méthyle) garde les traces de vieillissements effectués à des températures différentes. Dans les verres et les polymères, ces phénomènes ne sont cependant bien visibles qu'en restant à proximité de la température de transition vitreuse, alors que dans les verres de spin, ils sont très marqués sur une large gamme de températures (figure 4).

Un autre exemple intéressant a été mis en évidence par A. Parker et V. Normand de la société suisse **Firmenich** dans des mesures du module élastique de la gélatine, composé largement utilisé dans l'industrie agroalimentaire. On croit être ici loin du magnétisme, et pourtant la relaxation lente de ce module (correspondant à un durcissement) est un phénomène de vieillissement semblable à celui observé dans la susceptibilité magnétique des verres de spin. Dans une expérience avec refroidissement en deux paliers (figure 5), la mémoire des deux températures auxquelles la gélatine a été laissée vieillir apparaît très nettement au cours du réchauffement. Bien sûr, la gélatine n'est pas un verre ou un polymère ordinaire, car elle a une structure complexe constituée de triples hélices de collagène, réversiblement dégradables

(1) Service de l'Institut rayonnement matière de Saclay (Iramis, ex-Dreacam).

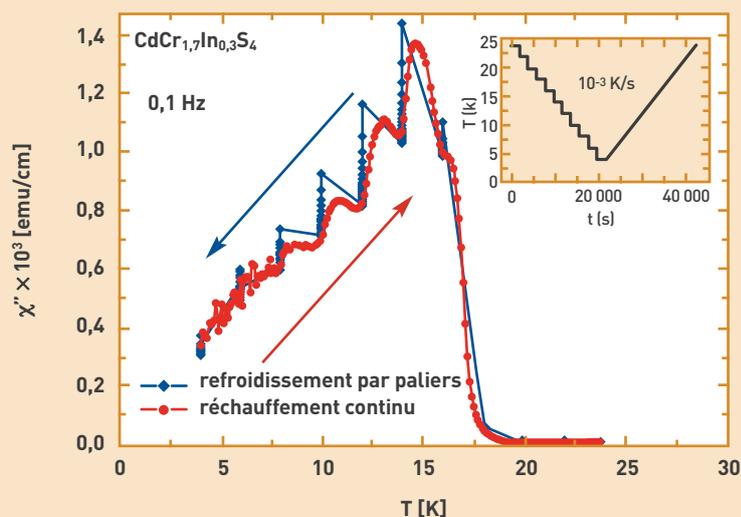


Figure 4. Composante "hors phase" (ou retardée)  $\chi''$  de la susceptibilité magnétique d'un verre de spin, nulle dans la phase paramagnétique au-dessus de 17 K. L'échantillon a été refroidi par paliers dans la phase verre de spin (procédure en insert). Au cours du refroidissement (losanges bleus),  $\chi''$  diminue lentement au cours de chaque palier (vieillessement), mais à chaque nouveau pas de refroidissement  $\chi''$  augmente brusquement pour commencer une nouvelle relaxation (rajeunissement). Au cours du réchauffement (cercles rouges), la mémoire de chacun des vieillissements est retrouvée sous forme d'un creux de  $\chi''$  [J.-P. Bouchaud, V. Dupuis, J. Hammann, and E. Vincent, *Phys. Rev. B* 65, 024439 [2001]].

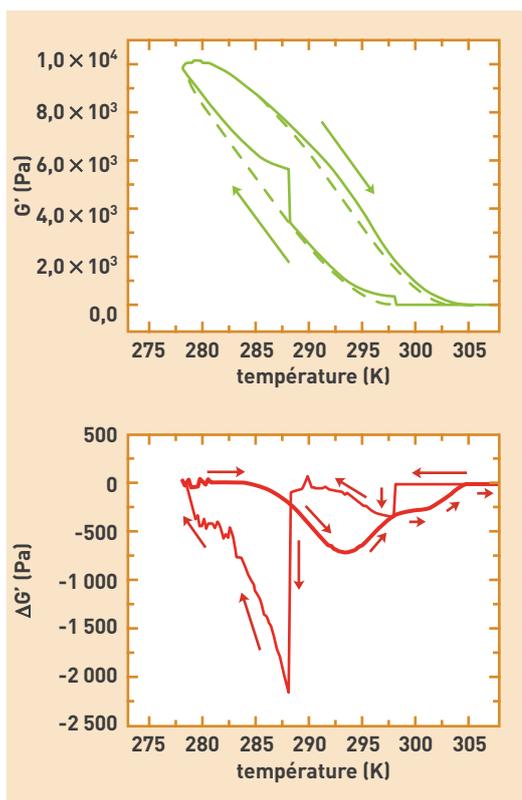


Figure 5. Effet mémoire observé sur le module élastique  $G'$  de la gélatine. L'échantillon a été refroidi avec deux paliers d'attente, à 298 K et 288 K (25 °C et 15 °C). La figure du haut montre  $G'$  (trait plein : avec paliers, trait pointillé : refroidissement direct). Pendant les paliers,  $G'$  augmente lentement (vieillessement, la gélatine durcit). Au cours du réchauffement, un excès de  $G'$  indique une mémoire des vieillissements effectués pendant le refroidissement par paliers. L'effet mémoire est plus clairement visible dans la figure du bas, qui montre la différence  $\Delta G'$  entre les résultats de la procédure directe et de celle avec paliers : deux creux assez distincts indiquent les deux mémoires (Alan Parker et Valéry Normand, Corporate R&D Division, Firmenich SA ; <http://fr.arxiv.org/abs/cond-mat/0306056>).

par la température. Elle possède ainsi des degrés de liberté supplémentaires, dont on peut pourtant penser qu'ils ne sont pas indispensables à cette phénoménologie. Il faut en effet noter que la transition vitreuse et les effets de vieillissement dans les verres structuraux sont très semblables à ceux observés dans les polymères, bien que les briques de base des verres (atomes ou petites molécules) soient *a priori* beaucoup plus simples que celles des polymères (longues chaînes macromoléculaires).

### Mais comment font les spins ?

Lorsqu'un ferromagnétique *idéal* (sans désordre ni impuretés) est refroidi brutalement depuis sa phase paramagnétique, l'établissement de l'ordre ferromagnétique (alignement des spins) se fait progressivement par le phénomène bien connu de croissance de **domaines**, dont la taille augmente comme la racine carrée du temps. Cette croissance est d'une nature très différente du vieillissement des systèmes désordonnés ; elle se fait beaucoup plus rapidement et, en première approximation, n'est pas sensible à la température. Le cas du ferromagnétique *non-idéal* (avec désordre) est d'ailleurs très différent : des expériences

réalisées au Spec<sup>(2)</sup> y ont montré des effets du type verre de spin, dont on pense qu'ils sont liés à la complexité de la dynamique de piégeage des **parois** de domaines, qui se comporteraient elles-mêmes en verre de spin. Mais en ce qui concerne une simple dynamique de croissance de domaines (cas du ferromagnétique idéal), correspondant à une évolution à sens unique, on ne voit pas comment elle pourrait s'accompagner d'effets de rajeunissement et mémoire en fonction de la température.

Pour comprendre comment les spins d'un système magnétique désordonné sont capables de s'organiser pour produire des phénomènes tels que les effets de rajeunissement et de mémoire, il faut considérer plus en détail ce qui se passe au cours du vieillissement suivant un refroidissement, supposé très rapide pour simplifier. Partant d'une configuration aléatoire, les spins peuvent se retourner sous l'influence de l'agitation thermique, et ils réussissent progressivement à adopter des configurations qui minimisent leurs énergies d'interaction sur des distances croissantes, définissant ainsi une *longueur de corrélation dynamique* (dynamique dans le sens où les groupes de spins ainsi formés se retournent collectivement). On arrive ainsi à une image de croissance d'une longueur caractéristique, mais qui n'est probablement pas celle d'un domaine au sens du ferromagnétisme. Sa définition est purement dynamique, et surtout la différence essentielle avec le cas ferromagnétique est que cet "ordre verre de spin" qui se développe progressivement ne possède aucune symétrie visible. Il n'y a que dans les **simulations numériques** qu'il est possible, par des artifices mathématiques assez complexes, de visualiser la croissance de tels "domaines d'ordre vitreux" (figure 6).

Comment la dépendance en température de ces structures dynamiques peut-elle produire les effets de rajeunissement et mémoire ? Si la *mémoire* du vieillissement est associée à une température donnée au *gel d'une structure dynamique* d'une certaine taille (longueur de corrélation dynamique évoquée plus haut, définie sur des temps de l'ordre de quelques minutes à quelques heures, soit environ  $10^{15}$  fois les temps microscopiques), il est naturel de considérer que cette taille caractéristique est plus faible à plus basse température. Il devient alors possible de *préserver la mémoire* des vieillissements effectués à différentes températures à condition que ces longueurs soient suffisamment différentes. C'est l'effet "microscope en température", proposé par Jean-Philippe Bouchaud, du Spec : à chaque température, de plus en plus basse, "l'ordre vitreux" s'établit sur des longueurs caractéristiques (ce que nous voyons par notre "microscope" de mesure de susceptibilité), de plus en plus courtes, suffisamment différentes les unes des autres pour permettre les mémoires multiples.

### Des domaines qui seraient plutôt des éponges

Cependant, pourquoi la structure établie à une température doit-elle être remaniée à plus courte échelle lorsqu'une température un peu plus basse est atteinte (rajeunissement) ? Sans évoquer ici la question d'un



Figure 6. Le développement de "l'ordre verre de spin" à partir d'une configuration aléatoire (correspondant à une **trempe**) peut être visualisé dans des simulations numériques. Ici, l'évolution d'un même verre de spin est étudiée dans deux simulations Monte-Carlo indépendantes, et le résultat est présenté après des temps  $t = 2,27$  et 57800 pas de Monte-Carlo (de haut en bas). L'échelle de grisés indique l'angle que fait le même spin au même instant  $t$  entre les deux simulations. Les régions de grisé uniforme, qui croissent visiblement avec le temps, sont donc des régions dans lesquelles les angles relatifs des différents spins entre eux sont les mêmes dans les deux simulations indépendantes (même si l'orientation globale de ces régions peut être différente d'une simulation à l'autre), définissant ainsi des sortes de "domaines d'ordre vitreux" de géométrie visiblement complexe, reproductibles d'une simulation à l'autre (L. Berthier and A.P. Young, *Phys. Rev. B* 69, 184423 [2004]).

■ (2) Thèse de Vincent Dupuis.

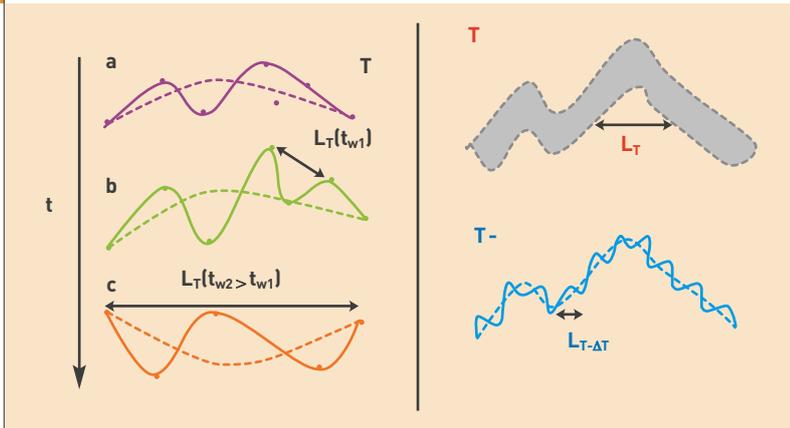


Figure 7. Schéma de principe illustrant la difficile mise à l'équilibre d'une ligne élastique sur un potentiel désordonné, modèle possible pour les effets de vieillissement dans un verre de spin (voir texte). La ligne élastique, soumise aux influences contradictoires de l'énergie élastique (tendant à éliminer la courbure) et du potentiel désordonné (tendant à la maintenir sur les sites de piégeage), s'organise progressivement sur une longueur  $L_T$  croissante au cours du temps (vieillessement). La partie droite illustre comment un rajeunissement à  $T-\Delta T$  (échelle  $L_{T-\Delta T}$ ) peut être fait tout en gardant la mémoire du vieillissement à  $T$  (forme de la ligne à l'échelle  $L_T$ ). [J.-P. Bouchaud (Spec), *Soft and Fragile Matter*, édité par M.E. Cates and M.R. Evans, Institute of Physics Publishing, Bristol (2000); <http://fr.arxiv.org/abs/cond-mat/9910387>].

éventuel *chaos en température*, abondamment discutée dans la littérature, une réponse à partir de l'exemple d'un autre système complexe, plus facile à modéliser que le verre de spin, peut être proposée. Il s'agit d'une ligne ou surface élastique (par exemple une paroi de domaine ferromagnétique) en présence d'un potentiel désordonné (comme des impuretés dans un ferromagnétique, qui tendent à piéger les parois), dont la dynamique est schématisée figure 7. La ligne élastique tend à minimiser sa courbure, mais le piégeage par le potentiel désordonné tend au contraire à la distordre : c'est un système frustré, avec de nombreux états métastables. À une température donnée  $T$ , la ligne réussit progressivement à optimiser sa configuration jusqu'à une longueur  $L_T$ , croissante en fonction du temps (*vieillessement*). Aux petites échelles ( $L \ll L_T$ ), beaucoup de configurations sont à peu près équivalentes pour cette température, et la ligne fluctue rapidement entre les détails de petite échelle  $L$ . Cependant, lorsqu'on refroidit maintenant à  $T - \Delta T < T$ , certaines de ces configurations ne sont plus équivalentes du simple fait de la variation thermique de leur poids statistique. À une échelle  $L_{T-\Delta T} < L_T$ , la ligne doit donc maintenant trouver la configuration la plus favorable : elle le fait par de nouveaux processus de vieillissement qui constituent le rajeunissement observé dans les expériences. Pendant ce *rajeunissement* à  $T - \Delta T$ , qui concerne des petits détails à une échelle  $L_{T-\Delta T}$ , la structure établie à  $T$  sur une plus grande longueur  $L_T$  reste préservée (*mémoire*), car il faudrait pour la remanier à cette température plus basse des temps exponentiellement plus longs. Ce problème a pu être exploré analytiquement, et les résultats obtenus confirment l'image intuitive présentée sommairement ici. Mais comment est-il possible, à partir de ce modèle d'une ligne élastique, d'imaginer plus précisément les "domaines d'ordre vitreux" en jeu dans les systèmes désordonnés ? C'est une question qui n'a pas encore de réponse. Ces "domaines" sont certainement d'une nature beaucoup plus subtile que les domaines ferromagnétiques, très probablement non-compacts, peut-être semblables à des éponges imbriquées les unes dans les autres. Assez mystérieusement, leur nature serait plus paroi que *domaine*, car le comportement des parois dans un ferromagnétique désordonné

(3) Équipe de Denis L'Hôte, François Ladieu et Sawako Nakamae (Spec).

pourrait bien être le modèle de ce qui se produit dans les verres de spin.

### Un "ordre vitreux" dans les systèmes désordonnés en général ?

Quelques informations quantitatives sont cependant disponibles, provenant à la fois des simulations numériques et des expériences sur les verres de spin réels, qui s'avèrent être en assez bon accord. Ces résultats ont permis de préciser les dépendances en temps et température de la *longueur de corrélation dynamique*. Le résultat est que, à l'échelle des temps du laboratoire (quelques secondes à quelques heures), les spins réussissent à s'organiser sur des distances de quelques dizaines de distances interatomiques. Le développement de cet "ordre vitreux" dynamique se fait donc très lentement, ce qui apparaît comme une caractéristique essentielle des systèmes frustrés.

Qu'en est-il dans les verres ? La notion de longueur de corrélation dynamique, telle qu'elle se dégage des expériences sur les verres de spin, est très proche de celle des "hétérogénéités dynamiques" apparue ces dernières années dans l'étude des verres. Les expériences montrent que le verre évolue en réponse à une excitation extérieure par des mouvements collectifs locaux des molécules, dynamiquement corrélées sur des distances finies qui définissent ces hétérogénéités dynamiques. Elles sont actuellement estimées à quelques unités de distance intermoléculaire, un peu plus faibles que dans le cas des verres de spin. Ces distances, quoique relativement faibles, impliquent des temps de réponse extrêmement longs : c'est pourquoi le verre, bien qu'ayant la structure d'un liquide, ne coule pas. On pense actuellement qu'à l'approche de la transition vitreuse la taille des hétérogénéités dynamiques augmente, mais sans toutefois diverger comme le ferait la longueur de corrélation dans une transition de phase vers un état ordonné.

Récemment, deux méthodes nouvelles ont été proposées par Jean-Philippe Bouchaud (Spec) et Giulio Biroli (Institut de physique théorique du CEA), pour extraire cette évolution en température à partir d'expériences de *spectroscopie* diélectrique, expériences maintenant en cours<sup>(3)</sup>. De fructueux allers-retours s'opèrent ainsi entre verres et verres de spin, entre magnétisme et propriétés diélectriques ou mécaniques des matériaux, grâce à l'universalité d'approches de physique statistique qui connaissent ces dernières années d'importants développements théoriques, et permettent maintenant d'appréhender avec des outils conceptuels communs ce qu'on regroupe sous le vocable générique de "systèmes complexes".

> **Éric Vincent**

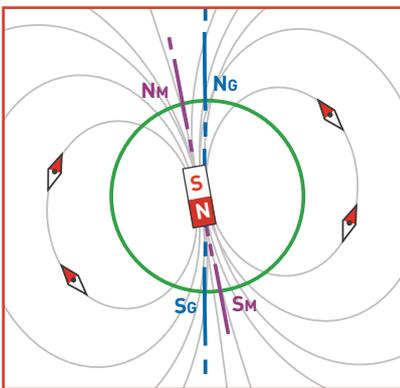
Institut rayonnement matière de Saclay (Iramis)  
Direction des sciences de la matière  
CEA Centre de Saclay

### POUR EN SAVOIR PLUS

E. VINCENT, *Ageing, Rejuvenation and memory: the example of spin glasses*, cours à l'École d'été de l'Université de Luxembourg, septembre 2005, Springer Lect. Notes Phys., 716, 7-60, (2007) ; <http://fr.arxiv.org/abs/cond-mat/0603583>.

# Le champ terrestre, faible mais vital

La Terre possède son propre **champ magnétique**, se comportant comme un énorme **aimant**. Son étude relève du **géomagnétisme**. Ce champ peut, en première approximation, être assimilé à celui d'un **dipôle** centré dont l'axe ne coïncide d'ailleurs pas avec celui de la rotation de la Terre puisqu'ils forment actuellement un angle de  $11,5^\circ$ , valeur qui évolue au cours du temps en fonction des mouvements du noyau de la planète (figure).



L'angle formé entre la direction du pôle nord *magnétique* et celle du pôle nord *géographique*, ou **déclinaison magnétique**, varie d'un point de la surface du Globe à l'autre. L'angle formé par le vecteur du champ magnétique et la surface terrestre est l'**inclinaison magnétique**.

Au dipôle centré sont associées des lignes de champ magnétique qui relient le pôle Sud au pôle Nord. Les deux points où les **lignes de champ** convergent et sont verticales à la surface du globe correspondent aux **pôles magnétiques**, respectivement situés aujourd'hui au Canada et en Terre Adélie. Le pôle Nord magnétique (qui correspond au pôle Sud de l'aimant que constitue la planète) est celui sur lequel s'aligne l'aiguille des boussoles.

Le champ magnétique terrestre est un champ relativement faible, de l'ordre de  $0,5$  **gauss**, soit  $5 \cdot 10^{-5}$  **tesla** (valeur à Paris, par exemple). Il est créé par l'**effet dynamo** engendré par les mouvements du noyau de la planète. Le pôle Nord magnétique se déplace d'une centaine de kilomètres par an. Même si l'intensité du dipôle n'est pas très forte, les lignes du champ dipolaire forment un écran vis-à-vis de toute particule chargée et mettent les Terriens à l'abri des rayonnements cosmiques. Comme d'autres planètes du système solaire (Mercure, Jupiter, Saturne, Uranus

et Neptune), la Terre possède ainsi une **magnétosphère** qui protège sa surface du vent solaire mais ce dernier déforme les lignes de son champ magnétique.

Le champ magnétique terrestre est loin d'être uniforme. Il présente des **anomalies magnétiques**, déviations de la force du champ constatées par rapport au modèle global, qui peuvent être importantes à l'échelle de toute une région. C'est le cas de l'*anomalie de l'Atlantique Sud*, qui n'est pas sans conséquence sur la dose de rayons cosmiques reçue par les équipages et les passagers des avions et des vaisseaux spatiaux qui la traversent.

D'autres composantes plus faibles du champ magnétique terrestre, dites *non dipolaires*, se superposent au dipôle principal et ont des constantes de temps beaucoup plus courtes que celles du dipôle; elles n'ont pas d'effet significatif au-delà de la surface terrestre.

Au cours des temps géologiques, le champ magnétique de la Terre a subi de fortes fluctuations, vécu des périodes d'instabilité importantes dont aucune n'est véritablement périodique, et connu plusieurs inversions de ses pôles magnétiques. En témoignent les empilements de coulées de lave ou les séquences sédimentaires qui s'accumulent au fond des océans. Ces deux types de roches ont, en effet, la capacité de rester magnétisées dans la direction du champ magnétique existant lors de leur refroidissement à la **température de Curie** (**point de Curie**), un peu en dessous de  $500^\circ\text{C}$ , et donc de garder la mémoire du champ magnétique régnant à la surface du Globe pendant ce refroidissement (ou pendant leur dépôt *via* les petits grains magnétiques qui les composent). C'est le phénomène de **rémanence magnétique** qui a permis le développement du **paléomagnétisme**. La direction du champ rémanent, qui peut être complètement différente de la direction du champ local actuel, est caractéristique du champ local lors de la formation de la roche. Les roches volcaniques, après avoir traversé l'écorce terrestre à une température supérieure au point de Curie des minéraux qui les composent, se refroidissent et s'aimantent sous l'effet du champ terrestre au passage de ce point dans le sens inverse. Moins sensibles au phénomène, les roches sédimentaires voient les particules magnétiques s'orienter dans la direction du champ terrestre lors de la sédimentation et conser-

ver cette orientation. Les sédiments qui se déposent dans les fonds océaniques contiennent des minéraux magnétiques dont le plus facile à détecter est la célèbre magnétite. Cette aimantation est proportionnelle à l'intensité du champ et n'évolue pas à la température ordinaire. Mais d'autres facteurs influent sur l'aimantation rémanente: l'action continue du champ terrestre, les champs intenses ponctuels (dus par exemple à la foudre) et la cristallisation qui peut en modifier l'intensité ou la direction.

## Renversements et excursions du champ

Le champ magnétique terrestre connaît deux types d'instabilités, les *renversements* et les *excursions*. Les renversements correspondent à des inversions des pôles Sud et Nord magnétiques, dont la plus récente a eu lieu il y a environ 790 000 ans. Ce type d'inversions a été mis en évidence pour la première fois en 1906 en France par Bernard Bruhnes, mais il a fallu attendre les années 1960 pour que les études se multiplient et établissent que ces phénomènes d'inversion sont vraiment une caractéristique globale du champ magnétique terrestre. Elles ont surtout montré qu'ils se produisaient de façon erratique et imprédictible, avec une alternance de polarité stable pendant de longues périodes (plusieurs centaines de milliers d'années) et de renversements rapides (quelques milliers d'années) et que le taux de renversement avait augmenté au cours de la dernière centaine de millions d'années, passant de un, au début de cette période, à quatre renversements par million d'années pendant les cinq derniers millions d'années, la période "normale" actuelle semblant donc "anormalement" longue.

Les excursions géomagnétiques sont des instabilités de plus courte durée. Si, comme pour les inversions, la polarité s'inverse complètement, la polarité initiale se rétablit aussitôt. Les études menées au Laboratoire des Sciences du Climat et de l'Environnement (LSCE/CEA-CNRS-université de Versailles-Saint-Quentin-en-Yvelines) ont montré que la durée d'une excursion est de l'ordre de 1500 ans, apportant une première vérification de la théorie du géophysicien anglais David Gubbins selon laquelle les excursions ne se produisent que dans le noyau externe *fluide* de la Terre et non pas dans le noyau *solide*.

# Les différentes formes de magnétisme

Le **magnétisme** trouve essentiellement son origine dans les propriétés des **électrons** telles qu'elles sont expliquées par la **physique quantique**. Leur état quantique de **spin** est responsable d'une première partie du magnétisme (*magnétisme de spin*). Une deuxième partie est imputable au mouvement orbital des électrons autour du noyau de l'**atome** (*magnétisme orbital*) et également au magnétisme du **noyau** lui-même (*magnétisme nucléaire*), notamment mis à profit dans les techniques d'imagerie médicale par **résonance magnétique nucléaire**. Le magnétisme est donc produit par des charges électriques en mouvement. La force agissant sur ces charges, dite **force de Lorentz**, traduit la présence d'un **champ magnétique**.

L'électron possède un **moment magnétique** élémentaire (le **quantum** magnétique étant le *magnéton* imaginé par Bohr) qui peut être associé à l'image de son mouvement de rotation du **spin** sur lui-même dans un sens ou dans l'autre, orienté vers le haut ou vers le bas. Le **nombre quantique de spin** (un des quatre nombres qui "quantifient" les propriétés de l'électron) est égal à  $1/2$  ( $+ 1/2$  ou  $- 1/2$ ). Une paire d'électrons ne peut occuper la même *orbitale* que si l'un et l'autre sont de moments magnétiques opposés.

Chaque atome peut être assimilé à un petit aimant porteur d'un moment magnétique élémentaire. Le spin du noyau (**neutron** et **proton** ont eux-mêmes un spin demi-entier) est demi-entier si le **nombre de masse** est impair ; nul si le nombre de masse et la charge sont pairs, et entier si le nombre de masse est pair et la charge impaire.

De nombreux moments magnétiques peuvent, à une échelle plus importante, constituer des **domaines magnétiques** dans lesquels tous ces moments sont orientés

dans la même direction. Ces régions de l'espace sont séparées entre elles par des **parois**. Rassemblés, ces domaines peuvent eux-mêmes constituer un **aimant** à l'échelle macroscopique (figure E1).

De l'organisation de ces constituants élémentaires dépend la manifestation de différents types de magnétisme, associés traditionnellement à trois grandes familles de matériaux : *ferromagnétiques*, *paramagnétiques* et *diamagnétiques*.

Tous les matériaux qui ne sont pas diamagnétiques sont par définition paramagnétiques, dans la mesure où leur **susceptibilité magnétique** est positive, mais cette susceptibilité est particulièrement élevée dans les ferromagnétiques, qui constituent donc en eux-mêmes une famille.

1. Les matériaux **ferromagnétiques** sont constitués de petits domaines à l'intérieur desquels les atomes, présentant une **aimantation** parallèle, tendent à s'aligner comme autant de **dipôles** élémentaires dans la direction d'un **champ magnétique** extérieur. Les moments magnétiques de chaque atome peuvent s'aligner spontanément dans ces domaines, même en l'absence de champ extérieur. En présence d'un tel champ, les parois se déplacent et tendent à renforcer le champ appliqué. Si celui-ci dépasse une certaine valeur, le principal domaine orienté dans la direction du champ tendra à occuper tout le volume du matériau. Si le champ diminue, les parois se déplacent, mais pas de façon symétrique, une partie du mouvement "aller" des parois étant irréversible : il subsiste donc une **magnétisation rémanente**, importante dans les aimants proprement dits ou la magnétite naturelle.

L'ensemble du processus constitue un **cycle d'hystérésis**, la relation du champ induit au champ extérieur dessinant une *boucle*

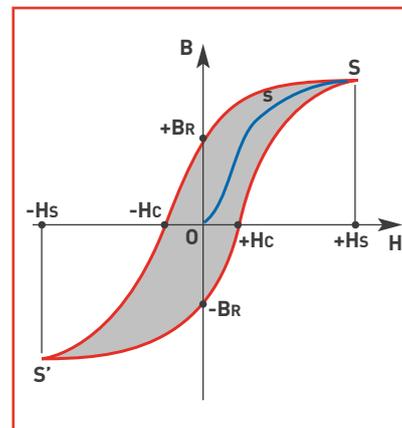


Figure E2. L'induction  $B$  d'un matériau magnétique par une bobine n'est pas proportionnelle à l'excitation magnétique (champ  $H$ ). Si la première aimantation dessine une courbe de type  $OS$  en bleu sur la figure, elle manifeste à partir de  $s$  une saturation. L'induction n'est conservée qu'en partie si le champ tend vers zéro ; cette induction rémanente ne peut être annulée que par une inversion du champ magnétique jusqu'à une valeur de champ "coercitif". Le cycle d'hystérésis traduit des pertes "par frottement" entre les domaines magnétiques. Ces pertes sont représentées par la surface que délimitent les courbes d'aimantation et de désaimantation.

ou *courbe d'hystérésis* dont la surface représente l'énergie perdue dans la partie irréversible de ce processus (figure E2). Pour annuler le champ induit, il faut appliquer un **champ coercitif** : les matériaux avec lesquels les aimants permanents artificiels sont réalisés présentent une valeur élevée de champ coercitif.

En général, le moment magnétique total des matériaux ferromagnétiques est nul, les différents domaines ayant des orientations différentes. Le ferromagnétisme disparaît si on dépasse une certaine température appelée **point de Curie**.

Le couplage collectif des spins entre centres métalliques du matériau ou d'un complexe de **métaux de transition** explique les propriétés magnétiques du matériau, les moments de tous les spins se trouvant tous orientés de manière identique.

Les matériaux dont les atomes sont éloignés les uns des autres dans leur structure **crystalline** favorisent un alignement de ces aimants élémentaires par couplage. Le fer, mais aussi le cobalt, le nickel et leurs **alliages**, en particulier les aciers, et certains de leurs composés appartiennent à cette catégorie caractérisée par une susceptibilité magnétique positive et très élevée, ainsi que,

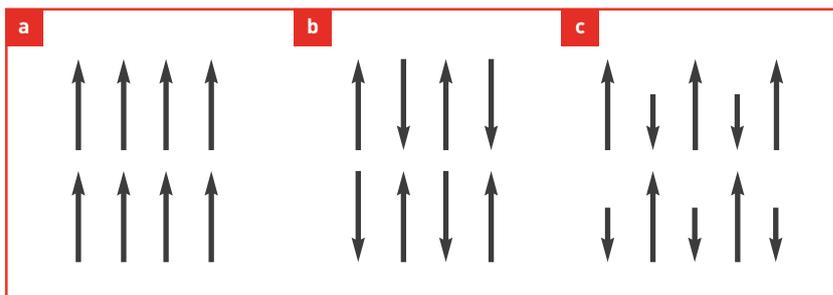


Figure E1. Les moments magnétiques élémentaires sont de même sens dans les substances ferromagnétiques (a), de sens opposés mais de somme nulle dans les antiferromagnétiques (b) et de sens opposé et de grandeur différente dans les ferrimagnétiques (c).



Stoiber Productions, München

Arrivée à la gare routière de Long Yang, à Shanghai (Chine), d'un train à sustentation magnétique du type Transrapid, d'origine allemande, mis en service en 2004 pour relier la ville à l'aéroport international de Pudong.

plus faiblement, certains métaux de la famille des **terres rares**, quelques alliages dont les mailles sont grandes et certaines combinaisons d'éléments n'appartenant pas eux-mêmes à cette famille.

Dans les matériaux **ferrimagnétiques**, les domaines magnétiques constituent des ensembles pouvant être alignés dans des sens opposés (anti-parallèles), mais leur moment magnétique résultant diffère de zéro alors que le champ extérieur est nul (exemples de la magnétite, de l'ilménite ou des oxydes de fer). Le ferrimagnétisme s'observe dans des matériaux comportant deux types d'atomes se comportant comme des aimants de force différente et orientés en sens contraire. Si la somme des moments parallèles et anti-parallèles est nulle, il s'agit d'**anti-ferromagnétisme** (exemple du chrome ou de l'hématite). En effet, si les atomes sont plus rapprochés, la disposition la plus stable est celle d'aimants antiparallèles, chacun compensant en quelque sorte son voisin (figure E1).

**2.** Les matériaux **paramagnétiques** présentent un comportement de même nature que les ferromagnétiques, bien que beaucoup moins intense (leur susceptibilité magnétique est positive mais très faible, de l'ordre de  $10^{-3}$ ). Chaque atome d'un tel matériau a un moment magnétique non-nul. Sous l'action d'un champ extérieur, les moments magnétiques s'orientent et augmentent ce champ, qui décroît cependant avec la température, l'agitation thermique désorientant les dipôles élémentaires. Les matériaux paramagnétiques perdent leur aimantation dès qu'ils ne sont plus soumis au champ magnétique. La plupart des métaux, y compris des alliages d'éléments ferromagnétiques, font partie de cette famille, ainsi que des minéraux comme la pegmatite.

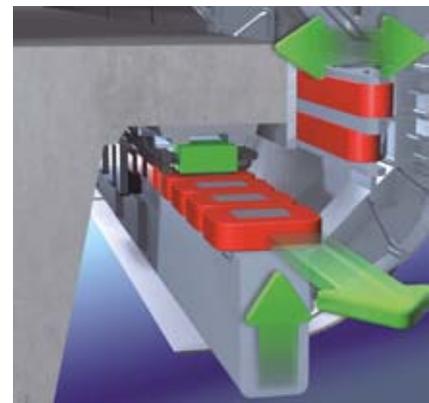
**3.** Les matériaux **diamagnétiques** présen-

tent une susceptibilité magnétique négative et extrêmement faible (de l'ordre de  $10^{-5}$ ). La magnétisation induite par un champ magnétique s'opère dans la direction opposée à ce dernier : ils ont donc tendance à s'éloigner le long de ses **lignes de champ** vers les zones de faible champ. Un diamagnétique parfait offrirait une résistance maximale au passage du champ magnétique et présenterait une **perméabilité** nulle. Les métaux comme l'argent, l'or, le cuivre, le mercure ou le plomb, le quartz, le graphite, les gaz rares ainsi qu'une grande majorité des composés organiques se rangent dans cette catégorie.

En fait, tous les corps présentent peu ou prou ce phénomène de diamagnétisme, imputable à la déformation des orbitales électroniques des atomes sous l'action d'un champ extérieur, phénomène réversible avec la disparition du champ extérieur. Comme Michael Faraday l'a montré en son temps, toute substance est donc plus ou moins "magnétisable" pour autant qu'elle soit placée dans un champ magnétique suffisamment intense.

### L'électromagnétisme

C'est le Danois Hans Christian Ørsted, professeur à l'Université de Copenhague qui, le premier, a fait autour de 1820 le lien entre les deux domaines jusqu'alors complètement séparés de l'**électricité** et du **magnétisme**. Il a mis en évidence la déviation de l'aiguille d'une boussole à proximité d'un fil parcouru par un courant électrique, avant que Faraday n'énonce la loi qui porte son nom : le champ magnétique produit est d'autant plus fort que l'intensité du courant est importante. La discipline qui étudie les champs magnétiques statiques (ne dépendant pas du temps) est la **magnétostatique**. Le **champ magnétique** forme, avec le **champ**



Vue de détail des aimants pour le guidage et la propulsion du train.

**électrique**, les deux composantes de l'**électromagnétisme**. Des ondes peuvent se propager librement dans l'espace, et dans la plupart des matériaux, dans tous les domaines de longueur d'onde (ondes radio, micro-ondes, infrarouge, visible, ultraviolet, rayons X et rayons gamma). Les **champs électromagnétiques** sont donc une combinaison de **champs de force** électriques et magnétiques naturelle (le champ magnétique terrestre) ou non (de basses fréquences comme les lignes et les câblages électriques, ou de plus haute fréquence comme les ondes radio (téléphone cellulaire compris) ou de télévision).

Mathématiquement, les lois de base de l'électromagnétisme sont résumées dans les quatre **équations de Maxwell** (ou **de Maxwell-Lorentz**) qui permettent de décrire l'ensemble des phénomènes électromagnétiques de manière cohérente, de l'électrostatique et la magnétostatique à la propagation des ondes. James Clerk Maxwell les a formulées en 1873, trente-deux ans avant qu'Albert Einstein ne place la théorie de l'électromagnétisme dans le cadre de la **relativité restreinte**, qui expliquait ses incompatibilités avec les lois de la physique classique.