

Température et conductivité thermique des surfaces planétaires

Cécile Ferrari, Professeure à l'Université Paris Diderot

Observer avec les sondes spatiales les cycles thermiques subis par les surfaces planétaires nous renseigne à distance sur leur structure dans une profondeur de l'ordre du mètre.

Mesurer la température à distance

Comment fait-on pour mesurer la température alors qu'on est à des milliers de kilomètres de la surface ? On sait que les astres du Système solaire rayonnent leur énergie thermique dans l'infrarouge moyen ou lointain, selon une distribution d'énergie qui suit la loi de Planck affectée d'un coefficient d'émissivité $\varepsilon(\lambda)$, pour des objets qui ne sont pas des corps noirs.

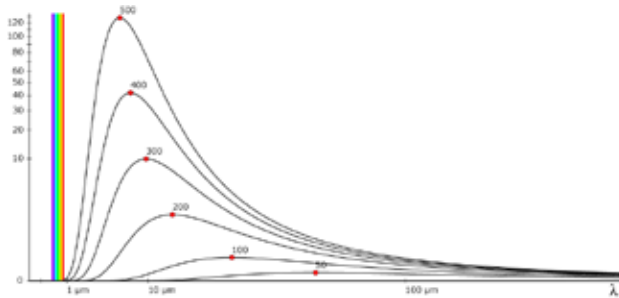


Fig.1. Émission (plus précisément intensité spécifique en $W \cdot m^{-2} \cdot m^{-1} \cdot sr^{-1}$) d'un corps noir à une température T (de 50 K à 500 K ici) en fonction de la longueur d'onde λ (loi de Planck). Le point rouge indique le maximum d'émission, situé dans l'infrarouge (la zone de la lumière visible est indiquée en couleurs). Pour un objet comme une planète qui n'est pas un corps noir, l'intensité est multipliée par un coefficient d'émissivité $\varepsilon(\lambda)$.

Cette distribution est une loi qui ne dépend que de la température thermodynamique (ou absolue) de l'objet, définie par le second principe de la thermodynamique et assimilée à la température cinétique mesurée par un thermomètre enfoncé dans le sol, directement liée à l'agitation thermique des particules dans la matière présente.

La surface émet ce rayonnement dont on peut déduire la température, si l'on connaît l'émissivité et que l'on peut observer le pic de l'émission dont la position est dictée par la loi de déplacement de Wien. Sinon, on déterminera une température radiative, corrélée à la température cinétique, mais qui en diffère d'un facteur $\varepsilon^{1/4}$ où ε est l'émissivité moyenne de la surface observée.

Températures et équilibre thermique

C'est la distance héliocentrique des astres qui fixe a priori l'ordre de grandeur de leur température de surface, l'énergie solaire étant la source de chauffage primaire. Cette température est appelée la température d'équilibre et se calcule à l'aide d'un bilan d'énergie rapide à la surface. Elle présuppose que l'astre n'a pas d'atmosphère, qu'il tourne vite sur lui-même, et que l'on connaît son albédo bolométrique (voir encadré ci-dessous).

Température d'équilibre d'une planète

On cherche P_{abs} , la puissance totale absorbée en W par l'objet de rayon R. Elle est égale à :

$$P_{abs} = (1 - A) \times \pi R^2 \times \frac{C}{d_{ua}^2}$$

où C est la constante solaire ($1\,370\text{ W/m}^2$), d_{ua} la distance au Soleil en UA et A l'albédo. $(1-A)$ est la proportion de l'énergie solaire absorbée, πR^2 est l'aire du disque recevant cette énergie, et la puissance reçue est inversement proportionnelle au carré de la distance.

Si toute la puissance absorbée est restituée sous forme de rayonnement infrarouge alors la puissance rayonnée est :

$$P_R = 4\pi R^2 \times \varepsilon \times \sigma \times T_{eq}^4$$

(loi de Stefan pour toute la surface de la sphère avec le coefficient d'émissivité ε).

C'est une grandeur théorique, non mesurable.

En écrivant l'égalité $P_{abs} = P_R$ et en résolvant l'équation, on obtient la température d'équilibre délivrée par ce modèle simple de bilan d'énergie :

$$T_{eq} = \left(\frac{(1 - A) \times C}{4\varepsilon\sigma d_{ua}^2} \right)^{1/4}$$

De Mercure à Pluton, les températures d'équilibre s'échelonnent entre 440 K et 44 K.

Plus localement, sur une surface plane d'aire S perpendiculaire au rayonnement, le bilan s'écrit un peu différemment :

$$P_{\text{abs}} = (1 - A) \times S \times \frac{C}{d_{\text{ua}}^2} = S \times \varepsilon \times \sigma \times T^4$$

définissant la température sub-solaire

$$T_{\text{ss}} = \left(\frac{(1 - A) \times C}{\varepsilon \sigma d_{\text{ua}}^2} \right)^{1/4}$$

Elle va de 620 K à 62 K de Mercure à Pluton. On a en effet,

$$T_{\text{ss}} = \sqrt{2} \times T_{\text{eq}}$$

Bien évidemment, comme à la surface de la Terre, l'inclinaison des rayons solaires par rapport au zénith local, avec ses variations temporelles $i(t)$, module cette température, au cours des cycles diurnes et des cycles saisonniers. À l'équilibre thermique :

$$P_{\text{abs}} = (1 - A) \times S \times \cos i(t) \times \frac{C}{d_{\text{ua}}^2} = S \times \varepsilon \times \sigma \times T^4$$

durant la journée et la nuit $P_{\text{abs}} = 0$.

Enfin, jusqu'ici la topographie n'a pas été prise en compte. Le même bilan s'écrit à tout endroit d'une surface non plane, recouverte de cratères, de montagnes et autre rugosité à toute échelle. Il arrive donc que, quelles que soient les saisons, certains fonds de cratères situés généralement près des pôles, ne voient jamais ou seulement partiellement ou indirectement la lumière solaire.

Ces zones sont appelées « zones à l'ombre de manière permanente » (ou PSA pour « Permanently Shadowed Area » en anglais). C'est ainsi que la planète Mercure dont l'axe de rotation est perpendiculaire à son orbite, présente de telles zones où la température est estimée à quelques dizaines de kelvins.

La sonde Messenger a démontré l'existence de ces zones (voir CC N° 142 « Mercure : le paradoxe de l'humidité »). Des régions similaires existent sur les cratères des pôles lunaires. C'est la sonde Lunar Reconnaissance Orbiter qui les a observés. La température descend jusqu'à 20 K alors que les températures les plus hautes atteignent 350 K (figures 2 et 3).

Plus récemment, la mission Dawn, dédiée à l'exploration des astéroïdes Vesta et Cérès, a identifié de tels points froids au pôle Nord de Cérès¹. Ces

zones à l'ombre de manière permanente peuvent donc abriter sur de longues échelles de temps de la glace d'eau ou tout élément volatile qui voudra bien s'y trouver. Sur Mercure et sur la Lune ces zones correspondent à des échos radar très forts qu'on interprète comme dus à la présence de glace d'eau.

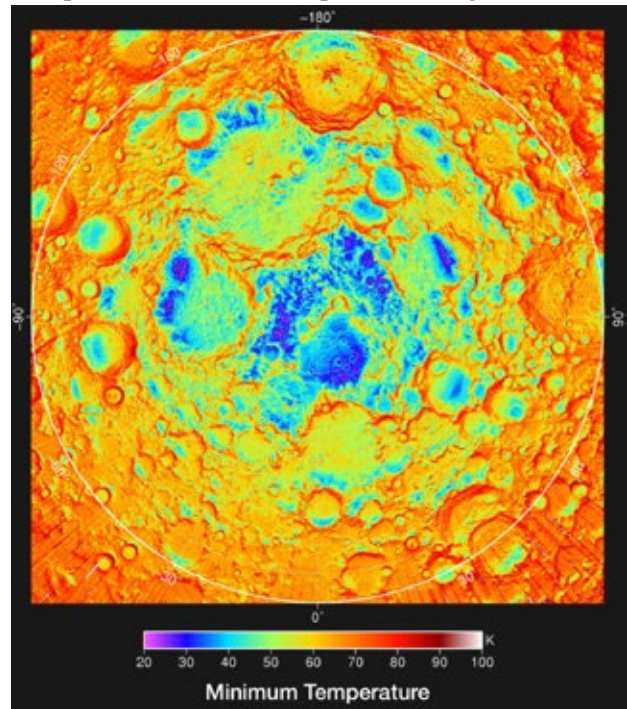


Fig.2. Températures minimales observées au pôle Nord de la Lune par le spectromètre infrarouge DIVINER embarqué sur la sonde Lunar Reconnaissance Orbiter (Crédit NASA/GSFC/UCLA).

Les cycles thermiques et l'équation de diffusion de la chaleur

Tout comme sur Terre, les températures suivent des cycles liés à l'inclinaison des rayons solaires au cours de la journée ou des saisons, voire ponctuellement lors d'éclipses de Soleil. Le bilan d'énergie à la surface va s'écrire un peu différemment dans ces régimes thermiques transitoires. Sous la surface, la diffusion de la chaleur est régie par l'équation de diffusion de la chaleur. C'est une équation qui résulte du couplage d'une loi de conservation de l'énergie, appliquée à une couche d'épaisseur infinitésimale dx (en m) et de section infinitésimale dS (en m^2) à la profondeur x , et de la loi de Fourier. Le matériau a une masse volumique ρ (en kg/m^3). La différence entre le flux d'énergie (de chaleur) entrant à l'instant t , $\phi(x, t)$ (en $J/s/m^2$ ou W/m^2) et le flux sortant $\phi(x+dx, t)$, est égale à la variation temporelle d'énergie $\rho \cdot e(x, t)$ stockée (en J/kg) dans le volume de la tranche $d^2V = dx \cdot dS$, de masse $d^2m = \rho \cdot d^2V$. Si l'on exclut toute création d'énergie dans cette tranche, ceci s'écrit :

$$[\phi(x, t) - \phi(x + dx, t)] dS = \frac{\partial [\rho \cdot e(x, t)]}{\partial t} dx dS$$

1 <http://www.jpl.nasa.gov/news/news.php?feature=6560>

La quantité d'énergie nécessaire pour augmenter la température de la tranche d'un kelvin est sa capacité thermique massique C_p (en J/kg/K), lorsque ceci se fait à pression constante. Une grande capacité thermique signifie qu'une grande quantité d'énergie peut être stockée moyennant une augmentation relativement faible de la température. On a donc :

$$-\frac{\partial[\phi(x,t)]}{\partial x} = \rho \frac{\partial[e(x,t)]}{\partial t} = \rho C_p \frac{\partial[T(x,t)]}{\partial t}$$

La loi de Fourier nous apprend par ailleurs que la diffusion de la chaleur se fait du milieu chaud vers le milieu froid et que le flux d'énergie est proportionnel au gradient de température :

$$\phi(x,t) = -K \frac{\partial[T(x,t)]}{\partial x}$$

où K est la conductivité thermique du milieu (en $W.m^{-1}.K^{-1}$). Cette loi s'apparente à la loi d'Ohm $I = U/R$ où I est l'intensité du courant, R la résistance électrique et U la différence de potentiel. Par analogie on peut définir une résistance thermique :

$$R_{TH} = \frac{e}{K}$$

(où e est une épaisseur).

Plus la conductivité thermique est faible, plus la résistance thermique est grande et plus le flux de chaleur à travers dx est limité, à gradient de température donnée. C'est le principe de l'isolation thermique. La conductivité thermique dépend fortement de la structure du milieu, solide ou poreux.

Pour un milieu homogène, en l'absence de source d'énergie au sein de la tranche, l'équation de diffusion de la chaleur s'écrit donc :

$$+K \frac{\partial^2[T(x,t)]}{\partial x^2} = \rho C_p \frac{\partial[T(x,t)]}{\partial t}$$

On définit l'inertie thermique $\Gamma = (K\rho C_p)^{1/2}$ (en $J.m^{-2}.K^{-1}.s^{-1/2}$) qui traduit la capacité du milieu à conduire et stocker la chaleur. Ce sont la densité volumique du milieu et la conductivité thermique qui fixent son ordre de grandeur. À la surface ($x = 0$), la conservation de l'énergie s'écrit ici :

$$(1 - A) \cos i(t) \frac{C}{d_{ua}^2} - \varepsilon \sigma T_0^4 = -K \frac{\partial T(x,t)}{\partial x}$$

où le deuxième terme à gauche est le flux rayonné par la surface dans l'espace. La nuit ($\cos i(t) = 0$), la chaleur est dissipée à la surface sous forme de rayonnement.

Ceci veut dire que si le flux solaire absorbé à la surface est supérieur au flux thermique émis alors le flux de chaleur va se propager en profondeur, a priori par conduction solide.

Une partie est stockée dans le solide (glace, roche), une partie est conduite par agitation thermique du réseau solide cristallin. Arrive un moment de la journée où ce flux va s'inverser, dans l'après-midi, la surface rayonnant dans l'espace froid, jusqu'au coucher du Soleil et toute la nuit durant. Le bilan à la surface peut être plus complexe si l'on prend en compte l'effet d'une atmosphère et la sublimation et la condensation d'éléments volatiles (cf. article de Thomas Appéré, p.16). Si un flux q_0 remonte des profondeurs, comme par exemple le flux radioactif des roches, à la profondeur $x = L$, la condition aux limites s'impose à cet endroit comme :

$$q_0 = K \frac{\partial T}{\partial x}$$

La manière dont la température varie en fonction du temps est, dans ces conditions, résolue numériquement.

Inerties et cycles thermiques dans le Système solaire

L'observation des cycles thermiques sur les surfaces planétaires, à l'instar de ce que peuvent simuler les modèles thermiques du régolithe lunaire (figure 3), nous permet d'estimer l'inertie thermique.

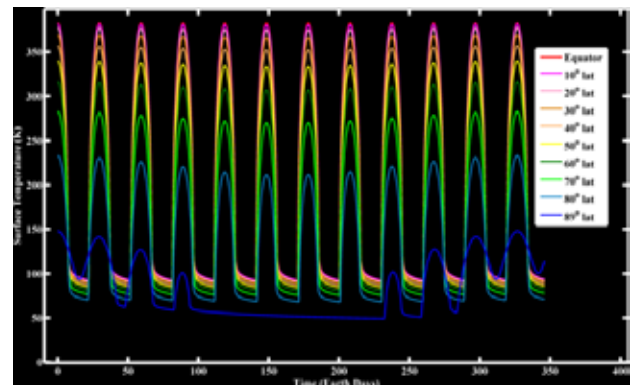


Fig.3. Simulations du cycle thermique sur la Lune en fonction de la latitude au cours d'une année terrestre. On remarque la grande amplitude des variations de température entre 50 K à 89° de latitude et presque 400 K au niveau de l'équateur et ceci sans tenir compte de l'effet de la topographie. (LRO Diviner Instrument).

Elle peut varier de trois ordres de grandeur entre les lits rocheux à la surface de Mars, environ $800 J.m^{-2}.K^{-1}.s^{-1/2}$, et les surfaces glacées des objets trans-neptuniens, parfois inférieurs à $1 J.m^{-2}.K^{-1}.s^{-1/2}$.

Ceci correspond à des variations de conductivité thermique de plus de 4 ordres de grandeur, couplées à des variations de porosité du sol. L'inertie thermique des terrains lunaires, couverts de régolithe, oscille entre 50 et 100 $J.m^{-2}.K^{-1}.s^{-1/2}$. Pour les satellites glacés de Jupiter et Saturne, l'inertie thermique est de l'ordre de 30 $J.m^{-2}.K^{-1}.s^{-1/2}$ alors que celle de

la glace d'eau solide non poreuse est de l'ordre de $2\,000\text{ J.m}^{-2}.\text{K}^{-1}.\text{s}^{-1/2}$.

Ces inerties thermiques sont donc très faibles, les surfaces sont donc bien isolées ! En effet, la faible inertie thermique étant plutôt due à une faible conductivité, le flux de chaleur en profondeur est limité, comme expliqué plus haut. On envisage dans les modèles thermiques de ces surfaces poreuses que la conduction de la chaleur se fasse en parallèle par conduction entre grains du régolithe sableux ou glacé et par rayonnement à travers le vide des pores. À l'instar de la loi d'Ohm, la résistance thermique équivalente est :

$$\frac{1}{R_{TH}} = \frac{1}{R_C} + \frac{1}{R_R} \Leftrightarrow K = K_C + K_R$$

où R_C est la résistance à la conduction par la voie « solide » et R_R est la résistance à la conduction radiative par la voie « vide/trous ». La conductivité équivalente est la somme de la conductivité thermique solide, notée K_C , et la conductivité radiative K_R , qui dépend fortement de la température, en T^3 , et de la porosité.

L'observation de ces cycles nous permet de détecter des anomalies thermiques. Par exemple, la sonde Cassini a détecté à la surface des satellites glacés de Saturne, Mimas, Dioné et Rhéa, des anomalies, qui sont devenues célèbres grâce à leur forme de « Pacman » (figure 4). Pour Mimas, il s'agit d'une zone ovale qui exhibe une inertie thermique plus importante, environ $70\text{ J.m}^{-2}.\text{K}^{-1}.\text{s}^{-1/2}$, que le reste du satellite où cette inertie est inférieure à $16\text{ J.m}^{-2}.\text{K}^{-1}.\text{s}^{-1/2}$.

Vue de la sonde qui observe alors l'hémisphère éclairé du matin, cette zone apparaît plus froide que les zones plus septentrionales ou à peine sorties de l'ombre, qui sont plus chaudes. Cette zone réagit en effet moins vite à la variation d'éclairement du Soleil qui monte sur l'horizon, son inertie thermique est plus grande, sa température de jour est plus faible. Sa température de nuit par contre va être plus élevée car elle va refroidir plus doucement.

La conduction thermique se fait mieux dans cette région qu'alentours. On suspecte que cette zone est bombardée en particulier par des électrons de haute énergie, ce qui pourrait provoquer une fusion locale des grains de glace et donc améliorer la conduction de la chaleur en diminuant la porosité.

Les anneaux de Saturne, constitués d'un nombre incommensurable de particules en orbite autour de la planète exhibent un cycle thermique saisonnier. La sonde Cassini a pu mesurer entre 2004 et 2010 la

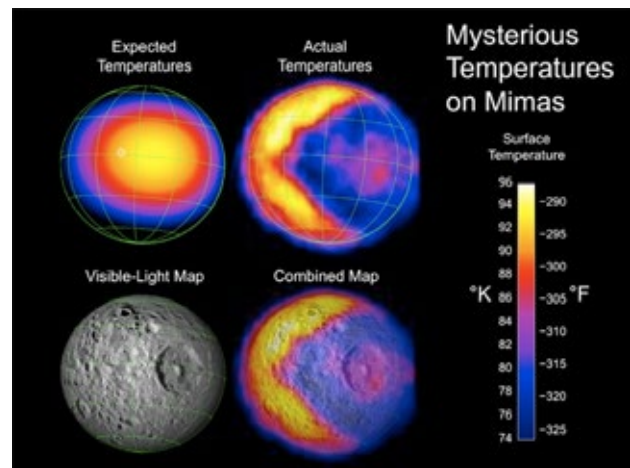


Fig.4. Températures à la surface de Mimas.

En haut à gauche : températures attendues dans la géométrie d'observation de la sonde.

En haut à droite : températures effectivement mesurées.

En bas à gauche : image de Mimas prise sous le même angle de vue par les caméras dans le domaine visible.

En bas à droite : superposition de la carte thermique avec l'image visible. Le cratère Kepler est situé dans cette zone qui est en fait la face « avant » de ce satellite synchrone de Saturne. (Crédit NASA/JPL/Goddard/SWRI/SSI)

température des anneaux en fonction de l'élévation du Soleil au-dessus de leur plan, c'est-à-dire des saisons (figure 5).

Elle a révélé pour l'anneau B le plus dense, un gradient de température entre la face au Soleil et la face de dessous, à l'ombre. Ce phénomène n'existe pas dans les anneaux optiquement plus fins, dans lesquels les rayons solaires atteignent toutes les particules de manière identique car elles ne se font pas d'ombre.

Au passage du Soleil dans le plan des anneaux, c'est-à-dire ici à l'équinoxe de printemps, les deux

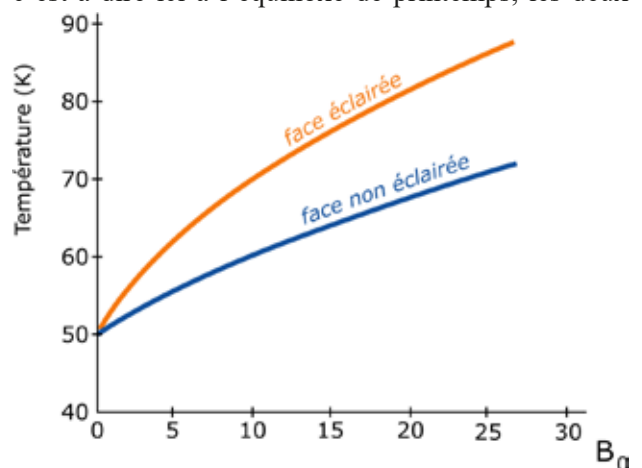


Fig.5. Simulation réaliste de la variation de la température des faces éclairée (courbe supérieure) et non-éclairée (courbe inférieure) de l'anneau B de Saturne au cours d'une saison saturnienne alors que l'élévation B_0 du Soleil au-dessus du plan des anneaux varie de 0° à l'équinoxe à environ 27° (l'été dans l'hémisphère Nord). Crédit C. Ferrari.

faces exhibent la même température, l'anneau B est seulement chauffé par Saturne. La température de cet anneau est alors de l'ordre de 50 K. L'étude de ce comportement thermique à l'aide d'un modèle thermique a permis d'estimer l'épaisseur H de cet anneau à environ 2 m, alors même que les caméras de la sonde n'ont jamais eu la résolution suffisante pour l'estimer. C'est un peu comme si on appliquait la loi de Fourier à un mur « anneaux » d'épaisseur H, connaissant le flux traversant, la conductivité K et le gradient ΔT .

La télédétection infrarouge nous permet donc d'observer les cycles thermiques des surfaces planétaires et d'explorer, moyennant une modélisation parfois complexe du transfert de chaleur en leur sein, leur structure intime à des échelles bien en deçà de la résolution spatiale des instruments embarqués. En espérant que ces quelques lignes permettront d'illustrer par l'exemple les grands chapitres d'enseignement sur l'énergie, la matière, le rayonnement, les lois et les modèles.



Les températures dans les productions du CLEA

Pour prolonger ce thème, vous trouverez des compléments dans les hors-séries et sur notre site (clea-astro.eu). C'est une mine de renseignements, il ne faut pas hésiter à aller y fouiller.

Dans le hors-série n° 14 Le Soleil

- Température au cœur du Soleil p 176
- Température effective du Soleil p 187
- Température d'équilibre d'un corps du Système solaire p 189

Dans les anciens numéros des Cahiers Clairaut (clea-astro.eu/archives).

- Vers une redéfinition du système d'unités en 2018 n° 156 (2016)
- Synthèse de documents : la classification des étoiles n° 154 (2016)
Quelques notions de base pour comprendre le diagramme HR n° 154 (2016)
Complément sur «température des étoiles» n° 148 (2014)
- La température des étoiles n° 146 (2014)
- Quelle est la couleur du Soleil ? n° 132 (2010)
Température des atmosphères stellaires n° 111 (2005)
Corps noir (TP) n° 65 (1994)

Nous rappelons que tous les numéros de plus de 3 ans sont en libre accès, les numéros plus récents sont réservés aux abonnés numériques.

Sur LUNAP (clea-astro.eu/lunap)

- Onglet corps noir (loi de Planck, loi de Wien, loi de Stefan...)