Imagerie infrarouge thermique haute résolution : potentiels et limitations pour la géologie

Damien Gaudin

▶ **To cite this version:**

Damien Gaudin. Imagerie infrarouge thermique haute résolution : potentiels et limitations pour la géologie. Sciences de la Terre. Université de Bretagne occidentale - Brest, 2012. Français. NNT : 2012BRES0076 . tel-01365952v2

HAL Id: tel-01365952

https://theses.hal.science/tel-01365952v2

Submitted on 3 Jun 2019

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

université de bretagne occidentale

UNIVERSITÉ DE BRETAGNE OCCIDENTALE
sous le sceau de l'Université européenne de Bretagne

pour obtenir le titre de
DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE BRETAGNE OCCIDENTALE
Mention : Géosciences
École Doctorale des Sciences de la Mer

présentée par
Damien GAUDIN
Préparée au
Laboratoires Domaines Océaniques
(UMR6538)

Imagerie infrarouge thermique haute résolution :

potentiels et limitations pour la géologie

Thèse soutenue le 12 juillet 2012
devant le jury composé de :

Pascal ALLEMAND
Professeur, Université Claude Bernard, Lyon I / *Directeur*

Patrick BACHELERY
Professeur, Université Blaise Pascal, Clermont-Ferrand / *Rapporteur*

François BEAUDUCEL
Physicien HDR, Institut de Physique du Globe de Paris / *Examinateur*

Christophe DELACOURT
Professeur, Université de Bretagne Occidentale / Directeur de thèse

Laurent GEOFFROY
Professeur, Université de Bretagne Occidentale / Président du Jury

Patrick LAUNEAU
Professeur, Université de Nantes / *Rapporteur*

Remerciements

Rome, juin 2013

Près d'une année a passé depuis la défense de cette thèse au laboratoire Domaines Océaniques de Brest. Au moment d'apporter les dernières corrections à ce manuscrit, je voudrais associer à ce travail toutes les personnes qui de près ou de loin y ont contribué.

Mes premiers remerciements vont bien sûr à mes directeurs Christophe Delacourt et Pascal Allemand pour le temps qu'ils ont consacré à relire mes papiers et à discuter avec moi de la manière de mieux présenter mes idées. Un merci particulier à Pascal de m'avoir ouvert l'esprit sur un certain nombre de questions scientifiques et à Christophe de m'avoir fait rencontrer des scientifiques spécialistes dans de nombreux domaines.

Durant cette thèse, j'ai eu la chance de rencontrer et de pouvoir travailler avec François Beauducel, qui m'a fait découvrir "son" volcan, la Soufrière de Guadeloupe. Je le remercie très chaleureusement pour les discussions scientifiques, mais surtout pour les histoires passionnées à propos d'un volcan auprès duquel il a vécu tant d'années. Un grand merci également à Yanti qui m'a fait découvrir la partie non volcanologique de la Guadeloupe. Enfin, un très grand merci aux scientifiques que j'ai rencontré là bas, notamment Jean-Bernard de Chabalier qui a permi ces missions et qui m'a acceuilli à l'OVSG, Olivier Crispi et Thierry Kitou pour leur disponibilité sur le terrain et au laboratoire, Olivier Coutant, le chef du projet, Patrick Allard qui m'a réconcilié avec la géochimie et Anthony Finizola qui m'a initié au flux de chaleur volcanique.

Je remercie également Hervé Roquet et Pascal Brunel du Centre de Météorologie Spatiale de Lannion, pour leur disponibilité pour parler des problématiques atmosphériques. Un grand merci

également à Manuel Combes, pour sa grande patience pour m'expliquer la rigueur de la formulation physique.

Un grand merci aux scientifiques de l'IUEM avec qui j'ai pu travailler, notamment Jérôme Ammann avec qui j'ai pu discuter des problèmes techniques de la caméra thermique, de son intégration sur un drône au plus basique branchement pour mes missions. Merci à Véronique Cuq pour sa disponibilité sur le terrain.

Un grand merci aux équipes administratives, notamment à Elisabeth Bondu à l'EDSM et Nicole Mauguen à la présidence de l'UBO de nous avoir tellement facilité les démarches administratives tout en nous réservant toujours un accueil chaleureux.

Enfin, je voudrais remercier tous mes amis qui m'ont suivi de près ou de loin pendant ces quatre années. Un grand merci aux Brestois, Marion, François et Charlotte, Arnaud et Helen (et Filou), Morgane, Cédric et Cédric, Aurélien, Angélique, Myriam, Romain et tous ceux que j'oublie sûrement.

Merci à mes amis de Genas pour le soutien psychologique, Blandine et Manu, Amélie, Blandine, Mathieu et Myriam, Jacques et Alice, Marie-Agnès, Delphine, Florence et les autres. Merci à Fanny et Emilie pour les cheesecakes américains, à Clément de continuer à me demander des nouvelles, et à Thomas pour les discussions absurdes de fin de soirées. Merci à mon groupe scout de Brest (en particulier aux chefs pios, aux pios et à l'équipe de groupe) ainsi qu'au groupe ENDJ, pour avoir si bien occupé mes week-ends et mes soirées.

Un grand merci à mes parents qui ont relu l'ensemble de ce manuscrit de thèse (mais je reste bien entendu propriétaire des fautes d'ortographes résiduelles), et à Florence N. pour la partie en anglais.

Enfin, un immense merci à Florence pour son soutien depuis l'autre bout de la France.

Je dédie ce manuscrit à mon grand-père, qui nous a quitté trois jours avant ma soutenance.

Table des matières

Remerciements **3**

Remerciements **3**

Liste des figures **8**

Liste des tables **11**

1 Introduction **15**

1.1 Contexte historique 16

1.1.1 La notion de température 16

1.1.2 Découverte du rayonnement thermique infrarouge 17

1.1.3 Relation entre la température d'une surface et le rayonnement infrarouge . . . 20

1.2 Fonctionnement général d'une caméra thermique 22

1.3 Contextes d'utilisation 25

1.3.1 L'imagerie infrarouge thermique pour la cartographie 26

1.3.2 L'imagerie infrarouge thermique pour le suivi des mouvements de fluides 27

1.3.3 L'imagerie infrarouge thermique pour l'étude des flux de chaleur 28

1.4 Problématique 30

2 De la température mesurée à la température réelle **33**

2.1 Effets de la réflexion 34

2.1.1 Définitions 35

2.1.2 Variations spatiales de la fonction de distribution bidirectionnelle de la réflectance et de l'émissivité . . . 37
2.1.3 Variation spectrale de l'émissivité et approximation du corps gris . . . 40
2.1.4 Méthode pratique de prise en compte . . . 43
2.2 Effets de l'atmosphère . . . 43
2.2.1 Origine et caractérisation de l'absorption atmosphérique . . . 43
2.2.2 Correction de l'opacité atmosphérique par `MODTRAN4` . . . 45
2.2.3 Intégration spectrale de l'absorbance atmosphérique . . . 48
2.2.4 Correction pratique de la non-transparence atmosphérique . . . 48
2.3 Calibration externe . . . 50
2.3.1 Dispositif expérimental . . . 51
2.3.2 Résultats . . . 52

3 MNT par le suivi de la ligne de marée **55**

Avant-propos . . . 56
3.1 Introduction . . . 56
3.2 Context of the study . . . 59
3.3 The TWM: Thermal waterline method . . . 61
3.3.1 Theoretical background . . . 61
3.3.2 Description of the experiments . . . 63
3.3.3 Waterline extraction . . . 64
3.3.4 Orthorectification step . . . 67
3.4 Results . . . 68
3.4.1 DEM validation : Comparison with Terrestrial Laser Scanner (TLS) . . . 68
3.4.2 Differential DEM . . . 71
3.5 Conclusion . . . 72
Post-propos . . . 74

4 Rugosité et inertie thermique **75**

Avant-propos . . . 76
4.1 Introduction . . . 77
4.2 Modèles thermiques de surfaces . . . 79
4.2.1 Équations constituantes du modèle 1D . . . 79

4.2.2 Effet de la rugosité de surface . . . 82
4.2.3 Effets bidimensionnels de la rugosité . . . 84
4.3 Résultats . . . 87
4.3.1 Influence de l'échelle de la rugosité . . . 88
4.3.2 Effet de l'amplitude de la rugosité : comparaison du modèle d'auto-chauffage et du modèle bi-dimensionnel . . . 91
4.3.3 Influence de l'inertie thermique . . . 92
4.3.4 Influence des réflexions multiples . . . 93
4.3.5 Influence de l'orientation de la caméra . . . 93
4.4 Discussion . . . 98
4.4.1 Cas des astéroïdes . . . 98
4.4.2 Mars . . . 100
4.5 Conclusion . . . 102
4.A Calcul de l'équation de la chaleur avec le coefficient d'auto-chauffage . . . 102
4.B Calcul des inter-réflexions . . . 103
Post-propos . . . 104

5 Mesure du flux géothermique **107**
Avant-propos . . . 108
5.1 Introduction . . . 108
5.2 Contexte géodynamique . . . 110
5.3 Anomalies de température et flux de chaleur . . . 115
5.3.1 Correction de la température de brillance : . . . 115
5.3.2 Excès de flux radié . . . 118
5.3.3 Excès de flux sensible . . . 118
5.3.4 Flux de vapeur d'eau . . . 123
5.4 Expérience à la faille de la Ty . . . 125
5.4.1 Cadre expérimental . . . 125
5.4.2 Mesure infrarouge . . . 125
5.4.3 Mesure des paramètres atmosphériques . . . 126
5.4.4 Mesure de l'état de surface . . . 129
5.4.5 Mesure du profil thermique . . . 130

5.5 Validation de la méthode . . . 131
5.6 Discussion . . . 135
5.7 Conclusion . . . 136
Post-propos . . . 136

6 Conclusion générale et perspectives 139
6.1 Synthèse . . . 141
6.1.1 Que représente la température mesurée ? . . . 141
6.1.2 Quelle est la géométrie de l'image ? . . . 142
6.2 Perspectives . . . 144
6.2.1 Etude des glissements de terrain . . . 144
6.2.2 Etude des sources et des résurgences . . . 145
6.2.3 Etude des phénomènes volcaniques . . . 145
6.2.4 Planétologie . . . 148
6.3 Apports de la haute résolution . . . 148

Appendices 153

A Estimation de l'émissivité par une mesure sur le terrain 153

B Atmosphère Standard US1976 157

C Articles et posters 161
Article pour l'IGARSS2009 : High resolution DEM derived from thermal infrared images : Example of Aber Benoit (France) . . . 162
Poster d'après l'article de l'IGARSS2009 : High resolution DEM derived from thermal infrared images : Example of Aber Benoit (France) . . . 167
Poster pour l'AGU Fall Meeting 2010 : Comparison of Terrestrial Laser Scanning and infrared waterline method for deriving very high-resolution DEM of a muddy intertidal zone . 168
Subpixellar roughness effects on temperature evolution and bulk thermal inertia of planets 169

D Bibliographie 171

E Glossaire 193

Table des figures

1.1 Transmittance de l'atmosphère standard en fonction de la longueur d'onde 18
1.2 Expérience d'Herschel 19
1.3 Courbes de la luminance spectrale de corps noirs à différentes températures 21
1.4 Schéma de principe d'un microbolomètre, d'après Rogalski (2003) 24
1.5 Thermographie de le ville de Troyes (Pierrard, 2008) 26
1.6 Effets de la végétation lors de deux configurations atmosphériques 27
1.7 Température de surface du nord-ouest de l'océan Atlantique, interpolées d'après les données AVHRR des satellites NOAA (Systems, 2011) 28
1.8 Image optique et température de brillance du mélange entre les eaux froides d'un petit ruisseau et les eaux chaudes de l'océan 29
1.9 Chaîne de traitement des images infrarouges thermiques 32

2.1 Schéma présentant les différentes sources d'erreur entre la température cinétique d'un objet et sa température réelle. 34
2.2 Calcul de la fonction de distribution bidirectionnelle de la réflectance 36
2.3 Variation de l'émissivité entre 8 et 14 µm en fonction de l'angle d'observation de la surface (Sobrino et Cuenca, 1999). 38
2.4 Image infrarouge thermique d'une plage vue de nuit 39
2.5 Modèles de fonction de distribution bidirectionnelle de la réflectance 40
2.6 Emissivité mesurée à la verticale de quelques matériaux lisses (rugosité inframicrométrique) 41
2.7 Transmittance de différents composants de l'atmosphère standard US76 46

2.8 Pression de vapeur saturante en fonction de la température au niveau de la mer 47
2.9 Valeur de la transmittance en fonction de la distance à la cible, pour différentes valeurs de l'humidité relative 50
2.10 Photographie du dispositif de calibration 52
2.11 Courbes de calibration de 3 caméras thermiques 53

3.1 Location of the study area on the Aber Benoît 60
3.2 Study area, as seen by an optical camera setted up at the same place as the thermal infrared camera. 61
3.3 Double origin of the contrast of brightness temperature. 63
3.4 Thermal infrared picture of the study area during the rising tide 64
3.5 Experimental set up of the thermal waterline method 65
3.6 Evolution of the brightness temperature of three points during the experiment 66
3.7 The RIEGL Terrestrial Laser Scanner LMS-Z3901 69
3.8 Shaded DEMs of the Treglonou bridge beach 69
3.9 Difference from the thermal DEM to the scanner one 70
3.10 Evolution of the shore topography from 11/05/2010 to 20/10/2010 71

4.1 Effets de la rugosité sur les flux de chaleur 79
4.2 Évolution de la température de surface sur Mars en fonction de la conductivité thermique k 82
4.3 Relation entre le paramètre d'auto-chauffage et la pente moyenne 83
4.4 Évolution de la température de surface sur Mars en fonction de la conductivité thermique k pour un facteur d'auto-chauffage $\xi = 0.5$ et les mêmes paramètres que la figure 4.2. 85
4.5 Exemple de simulation de la température en conditions martiennes 87
4.6 Evolution de la température moyenne pour des reliefs constitués de sinusoïdes de largeur et de hauteur identiques. 89
4.7 Température de fin de nuit en fonction de la taille de la topographie 90
4.8 Comparaison du modèle 1D « auto-chauffage » et du modèle 2D 91
4.9 Anomalie de température créée par une rugosité sinusoïdale de 30° de pente moyenne par rapport à un modèle lisse de même inertie thermique. 95

4.10 Comparaison de la variation de la température dans le cas d'un relief sinusoïdal pour un corps noir et un corps gris 96
4.11 Variation de la mesure de température en fonction de l'angle d'observation 97
4.12 Modélisation de l'évolution de la température à la surface de l'astéroïde (2867) Šteins 99
4.13 Représentation des rochers isolés sur du sable dans le modèle 2D d'évolution thermique de la surface 101
4.14 Calcul de l'inertie thermique à partir de la température mesurée en début de nuit . . . 101

5.1 Localisation de la Soufrière de Guadeloupe dans l'arc antillais 112
5.2 Situation de la zone d'étude sur la Soufrière 113
5.3 Mesures de températures (à 30 cm de profondeur) et de concentration en CO_2 114
5.4 Valeur de la transmittance atmosphérique dans le domaine infrarouge thermique en fonction de la distance d'observation 117
5.5 Excédent de flux radié par une surface présentant une anomalie thermique 119
5.6 Comparaison des modèles physiques et météorologiques 122
5.7 Proportion du flux géothermique qui est transporté par la vapeur d'eau, en fonction de la température. 124
5.8 Dispositif expérimental de mesure du flux de chaleur 126
5.9 Prises de vue de la faille de la Ty 127
5.10 Vue rapprochée de la zone d'étude 128
5.11 Profils verticaux de températures théoriques et réel 131
5.12 Mesure du flux de chaleur pour différentes conditions météorologiques 132
5.13 Temps nécessaire (en jours) pour que le flux de surface soit égal à 95% du flux géothermique 138

6.1 Prise de vue par hélicoptère du lagon de St Leu 146
6.2 Résolution spatiale et temporelle de quelques études réalisées en imagerie thermique infrarouge 149

A.1 Schéma de la boîte à émissivité 154
A.2 Protocole de mesure de l'émissivité 155
A.3 Photographie de la boîte à émissivité 156

E.1 Nomenclature des angles en coordonnées sphériques 197

Liste des tableaux

1.1 Exemples de caméras thermiques à microbolomètres 23

2.1 Influence des différents composants de l'atmosphère pour le calcul de la transmittance 49

3.1 Comparison of a few representative techniques to retrieve DEMs of intertidal zone . . 58
3.2 Comparison of land based methods 73

4.1 Définition des variables utilisées dans cette étude 80
4.2 Comparaison des caractéristiques des 3 modèles étudiés dans cette étude 88

5.1 Calcul du flux de chaleur lors de l'expérience du 17/03/2012, et incertitudes associées 134

6.1 Quelques exemples d'application de l'imagerie thermique infrarouge en fonction du degré de traitement géométrique et radiométrique 143

B.1 Composition de l'atmosphère de référence US76 158
B.2 Variation de certaines constantes physiques avec l'altitude 159

1 Introduction

1.1 Contexte historique

1.1.1 La notion de température

Les premières méthodes de mesure de la température datent du XVIIème siècle. Elles étaient basées sur l'expansion thermique des fluides. Le premier ancêtre du thermomètre, le thermoscope de Santorio (1612), mesurait la dilatation de l'alcool. L'échelle centigrade, inventée par Celsius (1742), repose sur les températures de fusion et de vaporisation de l'eau à la pression atmosphérique (1.013×10^5 Pa). Entre ces deux points, la température est proportionnelle à la dilatation de l'alcool.

Au niveau moléculaire, la température représente l'agitation des particules. Il existe donc un état sans aucune agitation moléculaire appelé "zéro absolu". La première estimation du zéro absolu est donnée par Amontons (1702), puis affinée notamment par Lambert (1779). Lord Kelvin propose en 1848 de créer une échelle absolue de température basée sur l'énergie cinétique des particules composant la matière (Thomson, 1848).

Ainsi, le Bureau International des Poids et des Mesures (*e.g.* BIPM (1948, 1954, 1968)) définit un kelvin [K], comme étant la fraction 1/273.16 de la température du point triple d'une eau de composition isotopique donnée. La température du zéro absolu est fixée à 0 K.

Bien que n'étant pas une unité du système international, l'échelle des degrés Celsius continue d'être très utilisée dans la vie courante. Elle est définie comme étant une translation de l'échelle kelvin de 273.15 :

$$T[^\circ\mathrm{C}] = T[K] - 273.15 \tag{1.1}$$

1.1.2 Découverte du rayonnement thermique infrarouge

La nature de la lumière est étudiée à la même époque. En 1666, Newton utilise un prisme de verre pour décomposer la lumière visible en un spectre de couleurs (Newton, 1704). Il sera montré plus tard que la lumière peut être définie comme une onde électro-magnétique, c'est-à-dire une variation périodique des champs électriques et magnétiques locaux. Le spectre obtenu par Newton correspond à une décomposition de la lumière visible en composantes de différentes longueurs d'ondes (λ) comprises entre 0.4 µm (violet) et 0.7 µm (rouge) (figure 1.1).

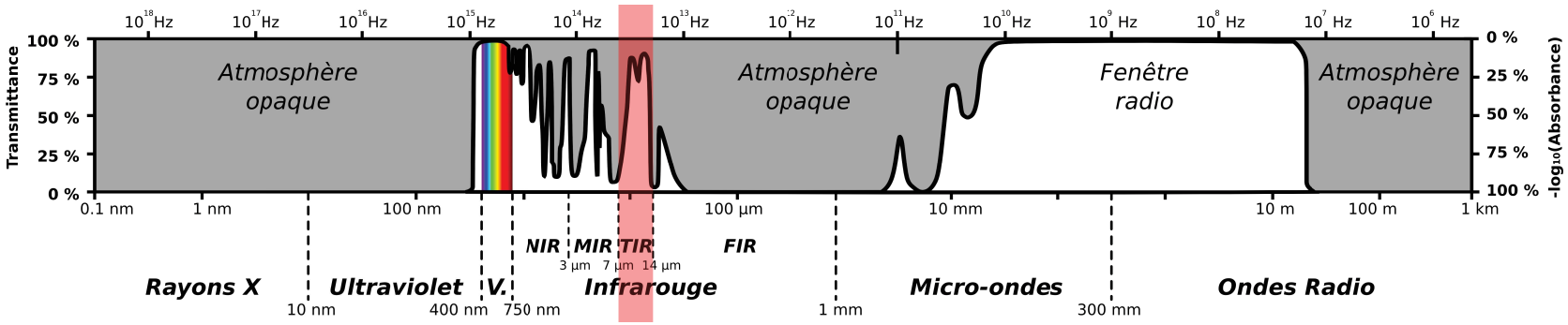


FIGURE 1.1 – **Transmittance de l'atmosphère standard (NASA, 1976) en fonction de la longueur d'onde.** Les principales longueurs d'ondes utilisées en télédétection sont les longueurs d'ondes pour lesquelles l'atmosphère est transparente (indiquée en blanc), entre 0.3 µm et 30 µm. (V. : Visible, NIR : Proche infrarouge, MIR : Infrarouge moyen, TIR : infrarouge thermique, FIR : Infrarouge lointain)

En 1800, William Herschel découvre l'existence du rayonnement infrarouge (figure 1.2). Il s'agit d'un rayonnement électromagnétique de fréquence plus faible (et donc de longueur d'onde plus élevée) que la lumière visible. D'autres types de rayonnement (ultraviolet, rayons X, ondes radio, micro-ondes) ont été découverts depuis. La figure 1.1 montre l'ensemble du spectre électromagnétique. Dans ce spectre, des grandes catégories de rayonnement sont définies sur la base de leur longueur d'onde. L'infrarouge correspond par exemple aux rayons de longueurs d'ondes comprises entre 0.7 µm et 1000 µm. En particulier, les longueurs d'ondes infrarouges thermiques sont comprises entre 7.5 µm et 14 µm.

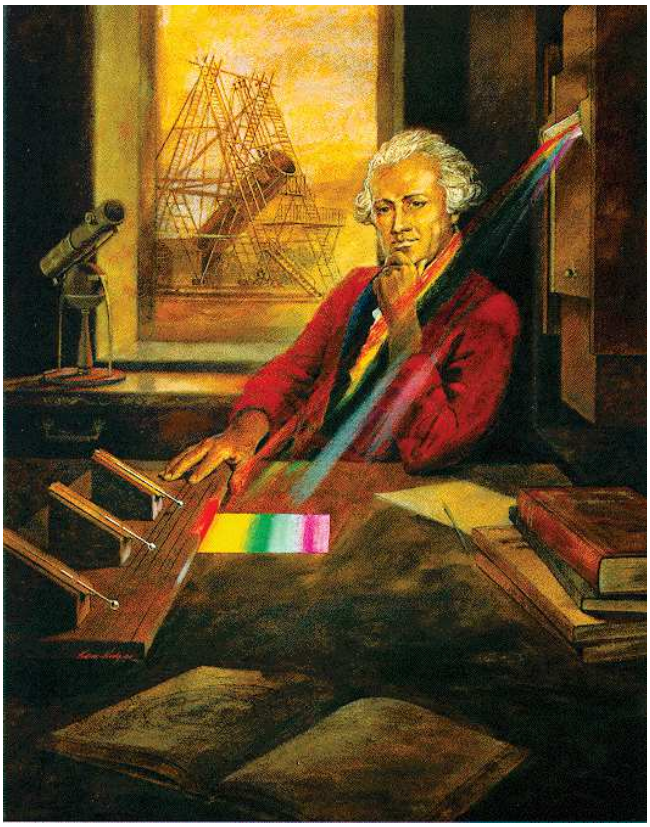


FIGURE 1.2 – **Expérience d'Herschel :** la lumière du soleil est diffractée par un prisme. La température est mesurée en différents points du spectre par des thermomètres à mercure. Les thermomètres enregistrent une augmentation de la température à la lumière. Cette zone réchauffée continue au delà de la zone rouge, prouvant l'existence d'un rayonnement de longueur d'onde supérieure à 0.7 µm, qui sera nommé "infrarouge". (Il s'agit ici du proche infrarouge)

1.1.3 Relation entre la température d'une surface et le rayonnement infrarouge

Le rayonnement électromagnétique arrivant sur une surface interagit avec celle-ci. Une partie de son énergie peut être absorbée par cet objet, participant à son chauffage. Une autre partie peut être réfléchie ou diffusée par la surface en direction de l'atmosphère. Enfin, le rayonnement électromagnétique peut être transmis par le milieu. La lumière peut alors traverser entièrement l'objet, être absorbée plus loin, ou être diffusée par les particules.

Le rayonnement électromagnétique est émis par les objets, en fonction de leur température. Kirchhoff (1860) définit un corps idéal, appelé "corps noir", pour lequel la surface absorberait l'ensemble du rayonnement électromagnétique incident, c'est à dire un corps sans transmission ni réflexion. Dans ce cas, le rayonnement électromagnétique total à une certaine longueur d'onde (λ) provenant d'un objet ne dépend que de la température de la surface (Planck, 1901). Ce flux est ramené à une surface unitaire, et dans une direction unitaire[a]. On parle de luminance spectrale ($B_\lambda(T)$), en $[\mathrm{W \cdot m^{-2} \cdot m^{-1} \cdot sr^{-1}}]$). La loi de Planck (1901) s'écrit :

$$B_\lambda(T) = \frac{2 \cdot h \cdot \mathtt{c}^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\left(\frac{h \cdot \mathtt{c}}{\lambda \cdot \mathtt{k}_B \cdot T}\right)} - 1} \tag{1.3}$$

Dans cette équation, h est la constante de Planck ($h = 6.62617 \times 10^{-34}\ \mathrm{J \cdot s}$), $\mathtt{k}_B$ la constante de Boltzmann ($\mathtt{k}_B = 1.38066 \times 10^{-23}\ \mathrm{J \cdot K^{-1}}$) et $\mathtt{c}$ la vitesse de la lumière dans le vide ($\mathtt{c} = 2.99792459 \times 10^8\ \mathrm{m \cdot s^{-1}}$). La valeur de la luminance spectrale en fonction de la longueur d'onde est donnée pour quelques températures dans la figure 1.3.

La figure 1.3 montre que plus la température du corps noir est faible, plus le maximum d'émission est déplacé vers les grandes longueurs d'onde. La loi de Wein permet de calculer, pour une température T donnée, la longueur d'onde $\lambda_{\max}$ pour laquelle le rayonnement est maximal.

$$\lambda_{\max}(T) = \frac{2.898 \times 10^{-3}}{T} \tag{1.4}$$

a. Un capteur capte l'énergie rayonnée dans un certain angle seulement. Pour définir cet angle en trois dimensions, on utilise la notion d'angle solide. L'angle solide est l'équivalent tridimensionnel d'un angle dans le plan. Il est noté Ω, exprimé en stéradians [sr], et est défini comme le rapport de la surface observée sur sa distance au carré :

$$\Omega = \frac{S}{R^2} \tag{1.2}$$

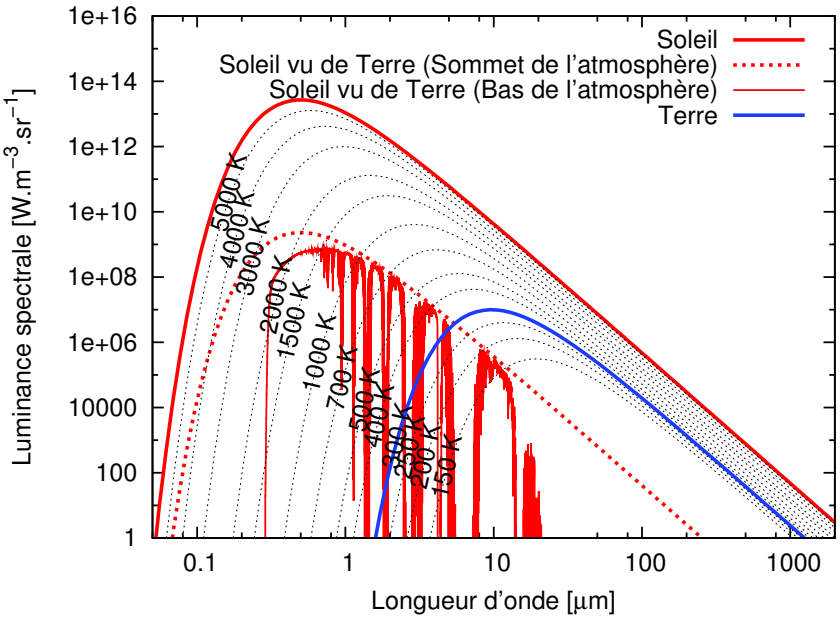


FIGURE 1.3 – **Courbes de la luminance spectrale de corps noirs à différentes températures.** Plus la température est faible, plus la luminance spectrale est faible, et plus son maximum est décalé vers les grandes longueurs d'onde (voir la loi de Wein, eq (1.4)). Les courbes en couleur représentent la luminance de la Terre et du Soleil. Pour ce dernier, nous avons représenté la luminance observée sur Terre (1) au sommet de l'atmosphère, correspondant à l'atténuation géométrique du signal électromagnétique et (2) au niveau de la mer, après atténuation du signal par l'atmosphère, calculée par `MODTRAN4 version 2` .

Pour le Soleil dont la température de surface est de l'ordre de 5800 K, les longueurs d'onde majoritairement émises sont situées autour de 0.5 µm, dans le visible (figure 1.3).

Pour les températures des objets à la surface de la Terre ($T \approx 300$ K), le rayonnement est majoritairement émis autour de 10 µm. A ces longueurs d'onde, l'atmosphère apparaît comme transparente (figure 1.1), et le flux solaire est suffisamment atténué pour être négligeable par rapport à la luminance d'objets situés à la surface de la Terre.

Il est donc possible d'utiliser le rayonnement électromagnétique émis par les objets pour estimer à distance la température de surface des objets, en admettant qu'ils se comportent comme des corps noirs. Pour la mesure de la température des surfaces aux conditions normales de température sur Terre (300 K), on utilise donc principalement les longueurs d'ondes infrarouges thermiques, comprises entre

7.5 µm et 14 µm. Pour les objets plus froids, comme les satellites de glace (de l'ordre de 100 K pour les satellites saturniens, *e.g.* Fulchignoni *et al.* (2005); Howett *et al.* (2010)), on utilisera les ondes moins énergétiques de l'infrarouge lointain (Howett *et al.*, 2010). A l'inverse, pour les objets plus chauds, comme les coulées de lave ($1000 - 1500$ K), on utilisera l'infrarouge moyen ou le proche infrarouge.

La mesure de la température à distance requiert donc une quantification du rayonnement infrarouge, provenant d'une direction donnée. L'appareil de mesure sert donc à la fois à focaliser le flux électromagnétique et le mesurer dans les longueurs d'onde sélectionnées.

1.2 Fonctionnement général d'une caméra thermique à microbolomètres

Une caméra thermique réalise donc la transformation d'un signal électrique en une température. Il existe plusieurs types de capteurs capables de réaliser cette transformation. Pour comprendre les approximations réalisées lors de cette transformation, il est nécessaire de comprendre le mode de fonctionnement de ces capteurs.

Variété des caméras thermiques Rogalski (2002, 2003) classe les détecteurs infrarouges en deux grandes catégories :

1. Dans le cas des détecteurs de photons, les radiations sont absorbées par interaction avec les électrons. Ces caméras ont un très faible rapport signal sur bruit (0.03K, (Kimata, 2000)) et un temps de réponse très court, mais ils nécessitent d'être refroidis à très basse température (quelques dizaines de kelvins), ce qui empêche leur utilisation sur le terrain.
2. Les caméras thermiques du commerce sont des caméras de type détecteurs thermiques, pour lesquels le signal électromagnétique sert à réchauffer un absorbeur (Rogalski, 2003; Tissot, 2003). La variation de température de celui-ci est transformée en un signal physique, soit une polarisation interne spontanée (cas des détecteurs pyroélectriques), soit une résistance électrique, ce qui est le cas pour les caméras à microbolomètres, comme celles utilisées en sciences de la Terre (table 1.1).

Caméra	Infratec VarioCAM hr head	Testo 880-3	Flir SC645	Fluke Ti32
Domaine spectral	$7.5 - 14$ µm	$8 - 14$ µm	$7.5 - 13$ µm	$7.5 - 14$ µm
Résolution	0.08 K	0.10 K	0.05 K	0.045 K
Précision	1.5 K	2 K	2 K	2 K
Détecteur [px]	384×288	160×120	640×480	320×240
Détecteur visible	/	640×480	/	320×240
Fauchée	$15° \times 12°$	$32° \times 24°$ ou $12° \times 9°$	$25° \times 18.8°$	$23° \times 17°$
Référence	Infratec (2008)	Testo (2007)	FLIR (2010)	Fluke (2009)

TABLE 1.1 – **Exemples de caméras thermiques à microbolomètres.** Le prix de ces caméras thermiques est compris entre 6 000 € et 30 000 € à la date de rédaction de cette étude (2012). Les détecteurs ont une faible résolution spatiale (de l'ordre de 0.1 MPx), mais une bonne résolution en température (de l'ordre de 0.1 K). La précision annoncée est de l'ordre de 2 K, et se dégrade vers les hautes températures.

Fonctionnement d'un microbolomètre Les microbolomètres ont donc pour fonction de convertir le signal électromagnétique en signal électrique via une modification de la résistance du détecteur thermique (fig 1.4) :

1. Les rayons infrarouges thermiques, passent par une lentille, qui les focalise sur le plan focal. Cette lentille est généralement consituée d'un verre ou d'une vitrocéramique particulière tranparente aux rayons infrarouges thermiques. Elle est généralement dopée au sélénium (Ma *et al.*, 2003; Calvez, 2006; Calvez *et al.*, 2007).

2. Au niveau du plan focal, les rayons viennent frapper un absorbeur comprenant du nitrure de silicium (Si_3N_4). Ce matériau ayant un fort coefficient d'absorption, il provoque un réchauffement du microbolomètre. L'effet est amplifié par l'espace laissé entre le transistor et l'absorbeur (fig. 1.4) qui agit comme un filtre "quart d'onde" (Spears, 1995; Tissot *et al.*, 2006) et sélectionne plus spécifiquement les longueurs d'ondes thermiques infrarouges.

3. La variation de température de l'absorbeur provoque une variation de sa résistance électrique : en effet, la résistance des métaux augmente avec la température (Chen *et al.*, 2001; Riou et Audaire, 2001; Rogalski, 2002). On utilise classiquement de l'oxyde de vanadium (VO_2) dont la résistance varie de 4% par degré (Jerominek *et al.*, 1993; Sasaki, 2002).

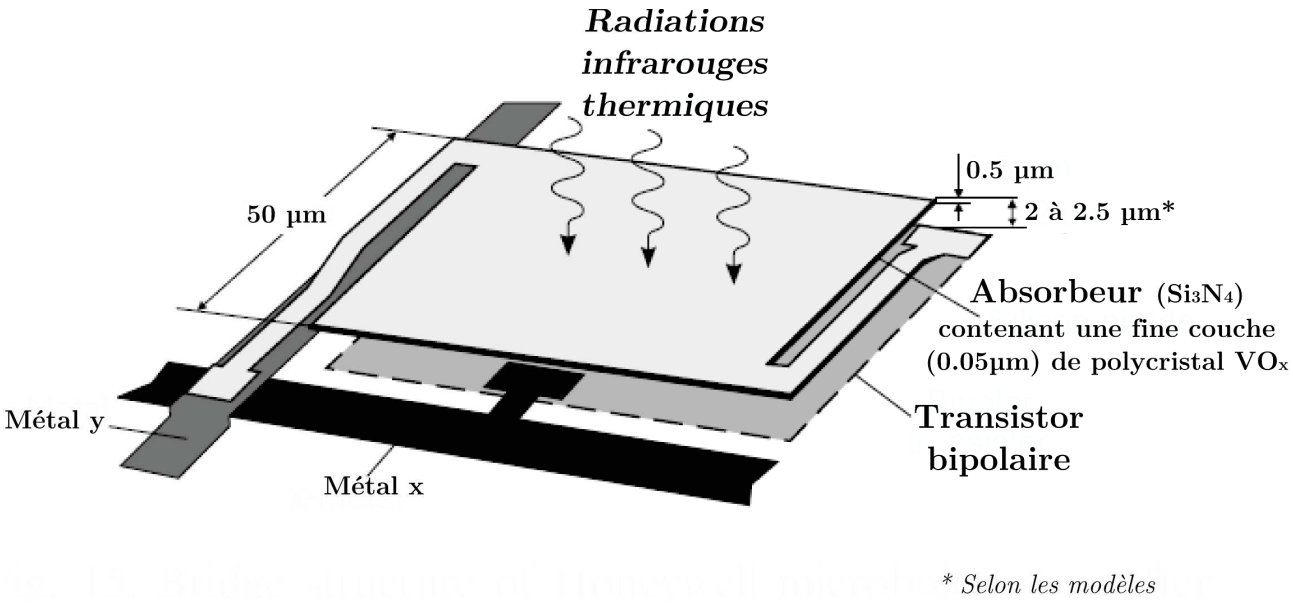


FIGURE 1.4 – **Schéma de principe d'un microbolomètre**, d'après Rogalski (2003); Gooch *et al.* (2004); Tissot *et al.* (2006) (voir explications dans le texte)

4. Une tension est appliquée aux bornes du microbolomètre. En fonction de la résistance, la variation d'intensité est mesurée par le transistor (Riou et Audaire, 2001).

5. La variation d'intensité électrique est enfin transformée en température par une relation empirique.

La dénomination "réseau au plan focal" (ou FPA pour Focal Plane Array) désigne le fait qu'il y a autant de microbolomètres que de pixels. Les caméras thermiques à balayage embarquées sur certains satellites (*e.g.* ETM+ sur LANDSAT7) ne comprennent qu'un seul détecteur, qui balaye l'ensemble de l'image grâce à un système de miroirs , par exemple (NASA, 1999)).

Calibration interne Techniquement, la relation entre le signal électrique mesuré et la température mesurée est empirique et dépend du microbolomètre étudié. Puisque chaque détecteur réagit différemment aux variations de température (Schulz et Caldwell, 1995), une correction est nécessaire pour corriger les dérives individuelles et rendre l'image homogène.

Cette correction, dite de "correction de non-uniformité" (NUC, Non-uniformity correction) est régulièrement réalisée par la caméra thermique. Les caméras thermiques du commerce sont équipées d'un obturateur isotherme interne qui est régulièrement placé devant l'image (Torres et Hayat, 2003) et qui permet de calibrer relativement les microbolomètres les uns par rapport aux autres (Riou et Audaire, 2001). Cette technique permet d'obtenir une image très cohérente, pouvant relever des différences de température de quelques dizièmes de degrés.

Pour la caméra Infratec VarioCAM©*hr head*, l'opération prend 1.5 à 2 secondes. En l'absence de correction de non-conformité, la température mesurée varie rapidement (de l'ordre de $0.5\ \mathrm{K} \cdot \mathrm{min}^{-1}$ pour la caméra Infratec VarioCAM©*hr head*). Une correction toutes les 15 secondes permet de limiter les effets de la non-uniformité à un niveau inférieur au bruit (0.2 K, voir figure 1.1). La précision de la mesure est limitée par la mesure de la température de l'obturateur, soit un écart-type de l'ordre de 2 K.

1.3 Contextes d'utilisation de l'imagerie thermique infrarouge en physique et en sciences de la Terre

Depuis les années 1970, des satellites embarquant des caméras infrarouges thermiques sont utilisés pour réaliser la cartographie des surfaces planétaires. Plus récemment, des études physiques et géologiques ont été réalisées *in situ* par des caméras portatives, ou aéroportées. Ces études couvrent de nombreux domaines : volcanologie, océanographie, étude de la végétation, études de l'urbanisme, etc. Dans ces cadres, l'imagerie thermique peut être utilisée de diverses manières, (1) pour cartographier des phénomènes présentant une signature thermique, (2) pour étudier le mouvement des fluides (océan, fumée, lave, *etc.*) et (3) pour quantifier les flux de chaleur dégagés par ces phénomènes. Chacune de ces utilisations requiert des spécifications particulières, en terme de résolution spatiale et de fréquence d'acquisition. Dans cette partie, j'évoque quelques-unes des différentes études qui ont pu être réalisées grâce à l'imagerie infrarouge thermique, pour déterminer les potentiels et les limites actuelles de l'imagerie thermique infrarouge.

1.3.1 L'imagerie infrarouge thermique pour la cartographie

L'imagerie thermique infrarouge peut être utilisée en tant qu'outil de cartographie pour repérer des objets émettant de la chaleur. La détection automatique des feux de forêts est notamment réalisée en routine à partir des images des satellites ASTER (Giglio *et al.*, 2008; Schroeder *et al.*, 2008), MODIS (Justice *et al.*, 2002; Giglio *et al.*, 2003; Csiszar *et al.*, 2006), ETM+ (Schroeder *et al.*, 2008) ou GOES (Schroeder *et al.*, 2008). En volcanologie, les zones d'émission des fluides sont imagées grâce à l'anomalie de température qu'elles génèrent en surface (Calvari *et al.*, 2004, 2005; James *et al.*, 2006). L'imagerie thermique satellitaire permet également d'évaluer l'existence et l'intensité des courants océaniques ou les upwellings (*e.g.* Steissberg *et al.* (2005) pour le lac Tahoe, au Canada). Enfin, dans le domaine de l'urbanisme, des images aériennes sont réalisées pour repérer les bâtiments mal isolés. Ceux-ci présentent en hiver une température de surface plus importante que les bâtiments bien isolés (Dousset et Gourmelon (2003); Pajani (2008); Pierrard (2008) et figure 1.5).Dans ces exemples, le phénomène étudié génère une anomalie qui est imagée.

Note : Dans le manuscrit remis au jury figurait ici la figure de la page 26 de Pierrard (2008), disponible à l'adresse `http://sfp.in2p3.fr/expo/Conf2008/Thermographie/Pierrard.pdf`*, et qui n'a pas pu être reproduite ici pour des raisons de droits d'auteurs.*

FIGURE 1.5 – **Thermographie de le ville de Troyes (Pierrard, 2008).** La photographie infrarouge, prise au lever du soleil, a été combinée avec une prise de vue optique. L'intérieur des bâtiments est plus chaud que l'atmosphère, et les bâtiments les moins bien isolés montrent une température plus élevée (orange à rose) que les bâtiments mieux isolés (en bleu sur l'image).

Dans d'autres cas, la température de surface dépend des propriétés physiques du sol. Par exemple, l'eau ayant une capacité calorifique plus importante que les roches, les zones humides apparaissent plus froides que les zones sèches, durant la journée (*e.g.* Pratt et Ellyett (1979); Carlson *et al.* (1981); Carlson (1986)). De la même manière, les plantes maintiennent une température plus constante que le sol nu au cours de la journée grâce à l'évapo-transpiration (*e.g.* Nemani et Running (1997) et figure

1.6). Les plantes en stress hydrique ont donc une température plus élevée, et sont facilement repérables par l'imagerie infrarouge (*e.g.* Gonzalez-Dugo *et al.* (2006)).

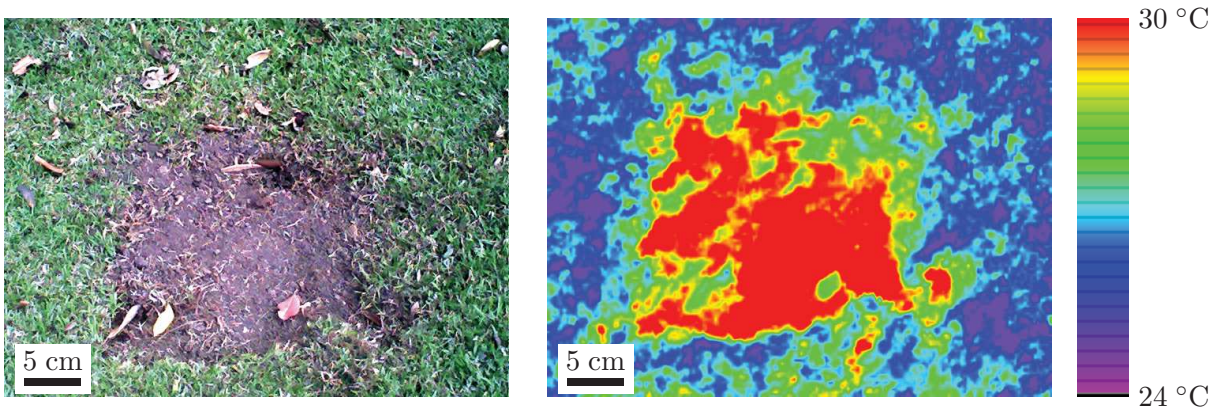


FIGURE 1.6 – **Images visible et infrarouge thermique d'un carré de terre entouré d'herbe lors d'une journée ensoleillée,** mettant en évidence l'effet de l'évapo-transpiration sur la température de la végétation (15/02/2010, OVSG (Gourbeyre, Guadeloupe), caméra Testo 880-3)

1.3.2 L'imagerie infrarouge thermique pour le suivi des mouvements de fluides

Les prises de vues répétées d'une même zone peuvent permettre de suivre la dynamique des mouvements. L'imagerie thermique satellitaire permet notamment de suivre l'évolution des courant océaniques et des masses d'eau chaudes et d'eau froides (figure 1.7). Des études utilisant l'imagerie infrarouge thermique ont par exemple été réalisées sur le Gulf Stream (Cornillon et Watts, 1987), le courant retour d'Agulhas (O'Neill *et al.*, 2005) ou encore la confluence Brésil-Malvinas (Tokinaga *et al.*, 2005). Ces mesures peuvent servir à contraindre les modèles de circulation atmosphériques et

océaniques, utilisés dans les prévisions météorologiques (*e.g.* Salisbury *et al.* (1994); Ward et Navarra (1997); Kistler *et al.* (2001); Donlon *et al.* (2002); Merchant *et al.* (2009))

A très petite échelle, la caméra thermique peut être installée à terre. Par exemple, la figure 1.8 montre le mélange entre les eaux d'une rivière et celles de l'océan avec une résolution spatiale de 1.5 cm.

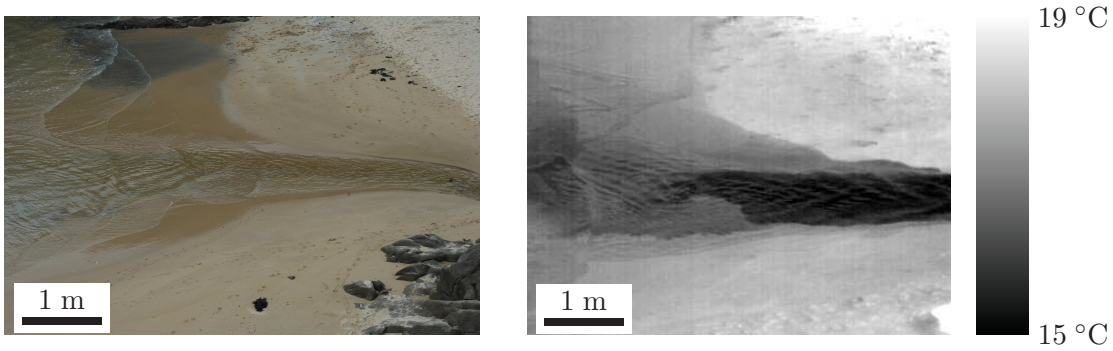
Note : Dans le manuscrit remis au jury figurait ici une image infrarouge des satellites NOAA (voir par exemple `http://www.opc.ncep.noaa.gov/sst/images/gulfstream/GScomp_NCOMHR.png`*), et qui n'a pas pu être reproduite ici pour des raisons de droits d'auteurs.*

FIGURE 1.7 – **Température de surface du nord-ouest de l'océan Atlantique,** le 2 février 2011, interpolée à partir des données AVHRR des satellites NOAA (Systems, 2011). Notez les tourbillons à l'interface entre les eaux chaudes du Gulf Stream (en orange-vert) et les eaux froides du courant du Labrador (en violet-bleu)

Dans le domaine de la volcanologie, certaines caméras fixes mesurent par exemple l'évolution des phénomènes hydrothermaux (Vilardo *et al.*, 2008) ou des fumerolles (Stevenson et Varley, 2008) à l'échelle de plusieurs années. Des caméras portées permettent d'étudier des phénomènes plus rapides, tels que les explosions de volcans stromboliens (Patrick *et al.*, 2007), le régime convectif des lacs de lave (Harris *et al.*, 2005) ou la vitesse d'avancée des laves (Francis *et al.*, 1993; Harris *et al.*, 2007).

1.3.3 L'imagerie infrarouge thermique pour l'étude des flux de chaleur

Les cartes de températures obtenues par l'imagerie infrarouge thermique peuvent enfin être utilisées pour réaliser des bilans thermiques et massiques. Patrick *et al.* (2003) ont utilisé un modèle de



(a) Contexte (imagerie visible, Nikkon D700) (b) Température de brillance (VarioCam *hr head*)

FIGURE 1.8 – **Mélange entre les eaux froides d'un petit ruisseau (**15.4 °C±0.2 °C**) et les eaux chaudes de l'océan (**17.3 °C ± 0.2 °C**) (Plage du Minou, Plouzané, France).** A l'embouchure, une zone de température intermédiaire (16.2 °C ± 0.2 °C) est constituée par le mélange de ces deux masses d'eau. [Images prises le 2/10/09 à la plage du Minou]

convection atmosphérique pour calculer les flux massique et calorifique de vapeur d'eau sortant de cheminées du Stromboli. Cette partie sera plus spécifiquement étudiée dans le chapitre 5.

1.4 Problématique

La diversité des plateformes sur lesquelles sont installés les capteurs thermiques permet des études à différentes échelles spatiales. Les satellites permettent une cartographie globale de la planète, avec une résolution spatiale de quelques dizaines de mètres. Pour réaliser des cartographies avec une meilleure résolution spatiale, le capteur peut être transportée sur une plateforme aéroportée (avion, drone, ULM, hélicoptère, *etc.*). Enfin, l'étude des phénomènes géologiques nécessitant une haute résolution spatiale (centimétrique voire millimétrique) est réalisée par des caméras portables.

Dans ces deux derniers cas, les caméras infrarouges thermiques utilisées sont des caméras du commerce. Or, on observe que la valeur indiquée par le capteur ne correspond pas à la température réelle, mesurée par un thermomètre. Cette différence peut être due à une imprécision du capteur et/ou à une dégradation du signal électromagnétique. Dans le chapitre 2, je m'attarderai sur le capteur thermique, pour étudier l'origine des erreurs, et proposer une méthode de correction des images (figure 1.9).

Les images infrarouges thermiques corrigées peuvent être intégrées à d'autres jeux de données pour réaliser des modèles complets (figure 1.9). Ceci nécessite un recalage de l'image par rapport à ces données, et donc une certaine correction géométrique. Cette correction se heurte à deux difficultés : tout d'abord, il est difficile d'utiliser des points de contrôle, car il faudrait les maintenir à une température différente du reste de la scène. De plus, les images infrarouges sont généralement de faible résolution, ce qui rend difficile la disposition de nombreux points de contrôle. Dans le chapitre 3, je propose une technique de correction géométrique, qui a été appliquée avec succès à la reconstruction d'un modèle numérique de terrain. Une fois les données corrigées physiquement et géométriquement, les valeurs de températures peuvent être intégrées dans des modèles physiques (figure 1.9).

La température d'une surface est liée aux flux arrivant et quittant cette surface. La géométrie de celle-ci conditionne la répartition de ces flux. Dans le chapitre 4, j'étudie les flux conductifs et radiatifs dans le cas de corps du système solaire pour lesquels les effets de l'atmosphère sont négligeables : la planète Mars et l'astéroïde (2867) Šteins.

Sur la Terre, la présence de l'atmosphère modifie également la répartition des flux de chaleur, en jouant un rôle de tampon thermique. Dans le chapitre 5, j'étudie la relation entre la température de la surface et le flux évacué par l'atmosphère terrestre. Pour cela, je prends l'exemple de l'étude d'une

zone sub-fumerollienne en contexte volcanique, en montrant comment la valeur du flux géothermique peut être estimée en calculant le flux de chaleur évacué par la surface.

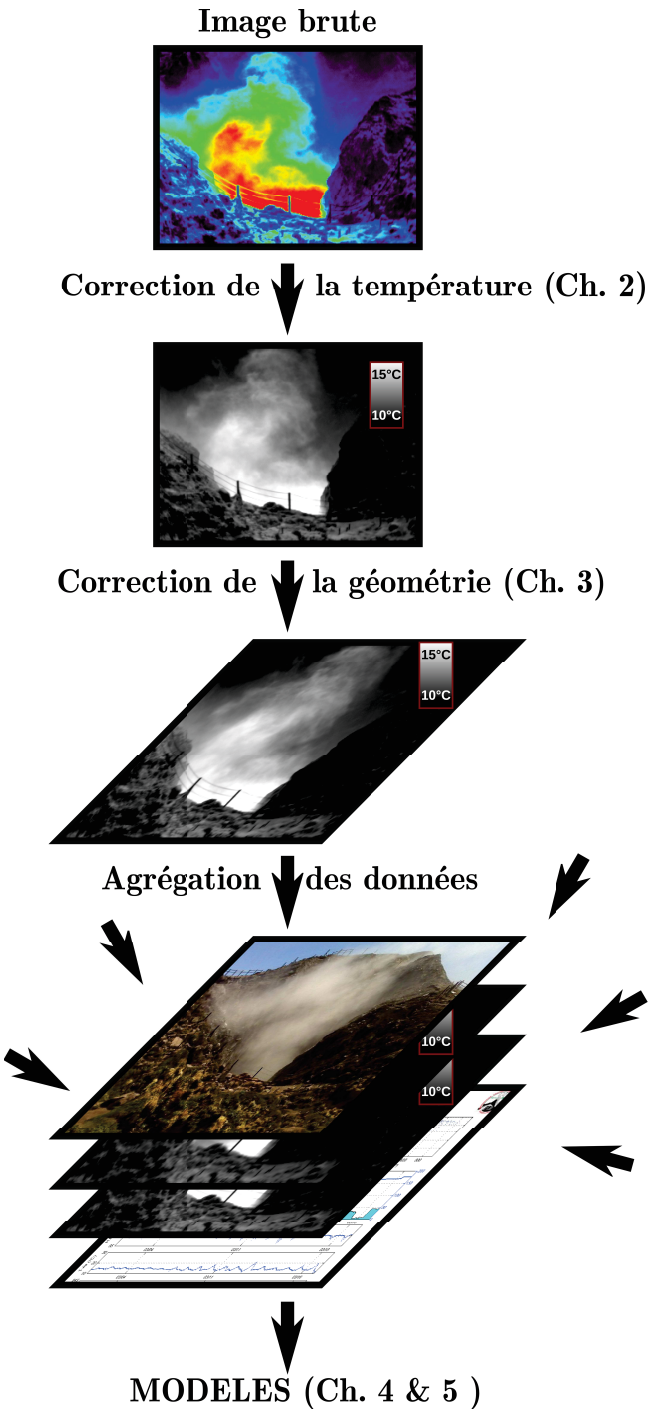


FIGURE 1.9 – **Chaîne de traitement des images infrarouges thermiques**

2

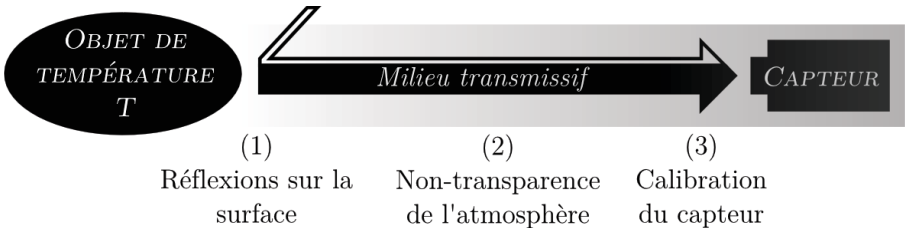
De la température mesurée à la température réelle

Une caméra thermique mesure la luminance, c'est à dire le flux surfacique électromagnétique provenant d'une direction (L, en $[\mathrm{W} \cdot \mathrm{m}^{-2} \cdot \mathrm{sr}^{-1}]$). La luminance d'un corps noir à une longueur d'onde λ et une température T données est décrite par la loi de Planck (équation 1.3).

Par rapport à ce cas idéal, deux phénomènes peuvent perturber le signal reçu par la caméra : (a) la surface étudiée n'est généralement pas un corps noir, et (b) le signal peut être dégradé entre la source et le capteur. Ces deux phénomènes ne peuvent pas être corrigés directement par la caméra, car ils dépendent des conditions d'observation (type de surface, distance au capteur, *etc.*). La valeur mesurée par le capteur infrarouge thermique correspond donc à la température qu'aurait un corps noir de même luminance, et sans dégradation du signal. Cette température, appelée "température de brillance" T_b est indépendante du capteur. Pour convertir la température de brillance T_b en température réelle T — parfois nommée température cinétique T_k —, l'opérateur doit donc corriger à la fois les effets de la réflexion et les effets atmosphériques.

Une troisième source d'erreur peut provenir de la caméra thermique elle même : nous avons vu précédemment (partie 1.2) que la calibration interne automatique de la caméra permet d'obtenir une image cohérente. Cependant, sans calibration, l'erreur sur la mesure peut atteindre 5 K. Une calibration externe du capteur est donc nécessaire pour réduire cette incertitude.

(a) Cas idéal : le corps étudié est un corps noir, l'atmosphère est parfaitement transparente, et la caméra est correctement calibrée.



(b) Cas réel : le flux réel provenant d'une surface contient une composante réfléchie (représentée en blanc (1)), et est modifié par l'atmosphère (2). La température de brillance T_B correspond à la température mesurée quand la calibration (3) est effectuée.

FIGURE 2.1 – **Schéma présentant les différentes sources d'erreur entre la température cinétique d'un objet et sa température réelle.**

2.1 Effets de la réflexion

La réflexion sur la surface des objets modifie le signal électromagnétique provenant de cette surface, (1) en générant un flux réfléchi et (2) en diminuant le flux radié. Des coefficients ont donc été définis pour caractériser d'une part la proportion du flux incident réfléchi par la surface, et d'autre part la réduction du flux radié par rapport au cas idéal. Dans cette partie, je définis ces coefficients, et caractérise les relations qu'ils ont entre eux. Ces coefficients sont des fonctions de la direction du rai observé et de la longueur d'onde, ce qui les rend difficiles à utiliser. Dans un deuxième temps, j'en étudierai les variations spatiales et spectrales, pour déterminer quelles simplifications sont réalistes et acceptables. Enfin, je propose un protocole d'acquisition et de correction des images permettant de minimiser les effets de la réflexion.

2.1.1 Définitions

Précédemment, j'ai défini le corps noir comme étant un objet pour lequel la surface absorberait l'ensemble du rayonnement électromagnétique incident, c'est à dire un corps sans transmission ni réflexion (partie 1.1.3). La transmittance est effectivement nulle pour les objets géologiques (roches, sol, *etc.*). Cependant, ceux-ci réfléchissent toujours une partie du flux de chaleur incident. Ainsi, la luminance totale L_λ d'un objet est la somme de la luminance radiée Y_λ et de la luminance réfléchie R_λ.

$$L_\lambda(T, \theta, \phi) = Y_\lambda(T, \theta, \phi) + R_\lambda(\theta, \phi) \tag{2.1}$$

Luminance radiée Y_λ : La luminance radiée par un objet réel est définie par rapport à la luminance que radierait un corps noir à la même température. On nomme émissivité spectrale ($\varepsilon_\lambda(\theta, \phi)$) le rapport entre la luminance d'un objet réel et la luminance qu'aurait un corps noir à la même température $B(T)$ (eq. 1.3). Ainsi, la luminance radiée $Y_\lambda(T, \theta, \phi)$ par un corps réel à une température T dans une direction ϕ s'écrit $\varepsilon_\lambda(\theta, \phi) \cdot B(T)$.

$$Y_\lambda(\theta, \phi) = \varepsilon_\lambda(\theta, \phi) \cdot B_\lambda(T) \tag{2.2}$$

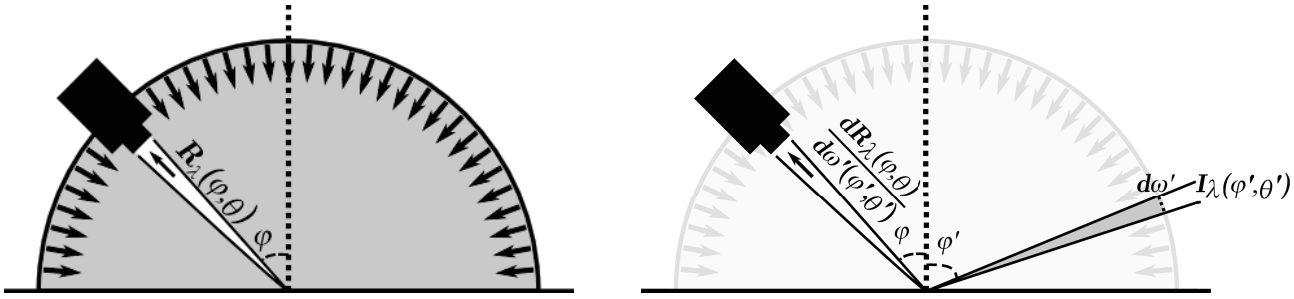
Luminance réfléchie R_λ : La luminance réfléchie par un objet dépend à la fois du rayonnement incident et des propriétés de la surface considérée. Pour décrire ces propriétés spécifiques, Nicodemus (1977) propose d'exprimer la réflexion de la surface comme une fonction dépendante de la direction du rayonnement incident et de la direction d'observation : la fonction de distribution bidirectionnelle de la réflectance (BRDF).

Le flux total réfléchi dans une direction (θ, ϕ) est noté $R_\lambda(\theta, \phi)$, en $[\mathrm{W} \cdot \mathrm{m}^{-2} \cdot \mathrm{sr}^{-1} \cdot \mu\mathrm{m}^{-1}]$. Il dépend du flux total incident sur la surface (figure 2.2(a)).

Soit un rayon incident provenant d'une direction (θ', ϕ') — θ' étant l'azimuth et ϕ' étant l'angle d'incidence — et de luminance $I(\theta', \phi')$, en $[\mathrm{W} \cdot \mathrm{m}^{-2} \cdot \mathrm{sr}^{-1} \cdot \mu\mathrm{m}^{-1}]$(figure 2.2(b)). La contribution spécifique du flux incident $I(\theta', \phi')$ au flux réfléchi $R_\lambda(\theta, \phi)$ est notée $dR_\lambda(\theta, \phi)/d\omega'(\theta', \phi')$ $[\mathrm{W} \cdot \mathrm{m}^{-2} \cdot \mathrm{sr}^{-2} \cdot \mu\mathrm{m}^{-1}]$, où $d\omega'$ est l'angle solide d'où provient la luminance incidente (figure 2.2(b)). Le rapport entre

$dR_\lambda(\theta,\phi)/d\omega'(\theta',\phi')$ et $I_\lambda(\theta',\phi')$ est caractéristique de la surface considérée. Nicodemus (1977) définit la fonction de distribution bidirectionnelle de la réflectance ($f_\lambda(\theta,\phi,\theta',\phi')$), en [sr^{-1}], par :

$$f_\lambda(\theta,\phi,\theta',\phi') = \frac{dR_\lambda(\theta,\phi)/d\omega'(\theta',\phi')}{I_\lambda(\theta',\phi')\cdot\cos(\phi')} \tag{2.3}$$



(a) Luminance totale réfléchie

(b) Contribution de la luminance venant d'une direction particulière à la luminance réfléchie

FIGURE 2.2 – **Calcul de la fonction de distribution bidirectionnelle de la réflectance :** La fonction de distribution bidirectionnelle de la réflectance (BRDF) $f_\lambda(\theta,\phi,\theta',\phi')$ représente le rapport entre de la luminance incidente provenant d'une direction (θ',ϕ') et la contribution qu'apporte la réflexion de ce flux au flux réfléchi dans une direction (θ,ϕ).
Le flux réfléchi total $R_\lambda(\theta,\phi)$ est l'intégration de toutes les contributions $dR_\lambda(\theta,\phi)/d\omega'(\theta',\phi')$ des flux réfléchis.

Le facteur $\cos(\phi')$ représente le fait que plus le rayon incident est rasant, plus son énergie est répartie sur une surface importante, ce qui réduira d'autant le flux surfacique apparent. L'intégration des contributions provenant de l'ensemble des directions du flux incident donne le flux réfléchi total $R_\lambda(\theta,\phi)$.

$$R_\lambda(\theta,\phi) \;=\; \iint_{\omega'} \left[\frac{dR_\lambda(\theta,\phi)}{d\omega'(\theta',\phi')}\right]\cdot\left[d\omega'(\theta',\phi')\right] \tag{2.4}$$

soit :

$$R_\lambda(\theta,\phi) \quad = \quad \int_{\theta'=0}^{\theta'=2\pi} \int_{\phi'=0}^{\phi'=\frac{\pi}{2}} \left[f_\lambda(\theta,\phi,\theta',\phi') \cdot I_\lambda(\theta',\phi') \cdot \cos(\phi') \cdot d\theta'\right] \cdot \left[\sin(\phi') \cdot d\phi'\right] \tag{2.5}$$

2.1.2 Variations spatiales de la fonction de distribution bidirectionnelle de la réflectance et de l'émissivité

La fonction de distribution bidirectionnelle de la réflectance et l'émissivité sont des fonctions qui dépendent respectivement de quatre et deux variables spatiales, et qui sont donc pratiquement impossibles à caractériser lors de mesures de terrain. J'étudie ici deux hypothèses simplificatrices, (a) le cas où la luminance incidente est constante spatialement et (b) les cas simples où la fonction de distribution bidirectionnelle de la réflectance peut être exprimée simplement.

(a) Cas où la luminance incidente est constante Dans le cas où la luminance de l'environnement est constante spatialement, l'équation 2.5 peut se réécrire :

$$R_\lambda(\theta,\phi) \quad = \quad I_\lambda \cdot \int_{\theta'=0}^{\theta'=2\pi} \int_{\phi'=0}^{\phi'=\frac{\pi}{2}} f_\lambda(\theta,\phi,\theta',\phi') \cdot \cos(\phi') \cdot \sin(\phi') \cdot d\theta' \cdot d\phi' \tag{2.6}$$

La double intégrale ne dépend que donc des paramètres physiques de la surface considérée. Cette valeur est le coefficient de réflexion de la surface $\varrho_\lambda(\theta,\phi)$. On a donc, dans ce cas :

$$R_\lambda(\theta,\phi) \quad = \quad \varrho_\lambda(\theta,\phi) \cdot I_\lambda \tag{2.7}$$

Kirchhoff (1860) montre qu'à l'équilibre thermique, on a :

$$\varrho_\lambda(\theta,\phi) = 1 - \varepsilon_\lambda(\theta,\phi) \tag{2.8}$$

Comme l'émissivité, le coefficient de réflexion de la surface est théoriquement une fonction de l'azimuth θ et de l'angle d'incidence ϕ considéré. Or, la plupart des matériaux étant statistiquement isotropes, on peut considérer que l'émissivité et la réflectance ne varient pas avec l'azimuth.

Une simplification supplémentaire consisterait à considérer que l'émissivité ε_λ et le coefficient de réflexion ϱ_λ sont indépendants de l'angle d'incidence. Cependant Sobrino et Cuenca (1999) et Cuenca et Sobrino (2004) ont montré une variation de l'émissivité — et donc du coefficient de réflexion de la surface — en fonction de l'angle d'observation par rapport à la surface (figure 2.3). Plus cet angle est important, plus l'émissivité diminue. Pour l'eau, l'émissivité est réduite de 5 % pour un angle d'observation de 60°. Il est donc nécessaire de prendre en compte cette variation angulaire, en particulier pour les prises de vues rasantes.

Note : Dans le manuscrit remis au jury figurait ici une reproduction de la figure 2 de (Sobrino et Cuenca, 1999) qui n'a pas pu être reproduite ici pour des raisons de droits d'auteurs.

FIGURE 2.3 – **Variation de l'émissivité entre 8 et 14 µm en fonction de l'angle d'observation de la surface (Sobrino et Cuenca, 1999).** Les différents matériaux montrent tous une baisse de l'émissivité quand l'angle d'observation augmente.

(b) Cas des sources ponctuelles ou quasi-ponctuelles Le flux incident peut être variable spatialement. C'est le cas quand l'environnement est hétérogène (figure 2.4) ou pour une source de chaleur sub-ponctuelle (éclairement par le soleil, par exemple). Dans ce cas, les propriétés décrites ci-dessus ne sont valables que pour l'émissivité, et il faut caractériser la fonction de distribution bidirectionnelle de la réflectance .

Pour simplifier, on peut considérer deux cas extrêmes, représentés sur la figure 2.5 :

– La réflexion spéculaire correspond au cas où un rayon incident est réfléchi dans une direction opposée, c'est à dire symétrique par rapport au vecteur normal à la surface. Autrement dit, $f_\lambda(\theta, \phi, \theta', \phi')$ n'est non-nul que si $\theta = (\theta' + \pi)$ et $\phi = \phi'$. Ce cas est, par exemple, représenté par l'eau sans vague (figure 2.4).

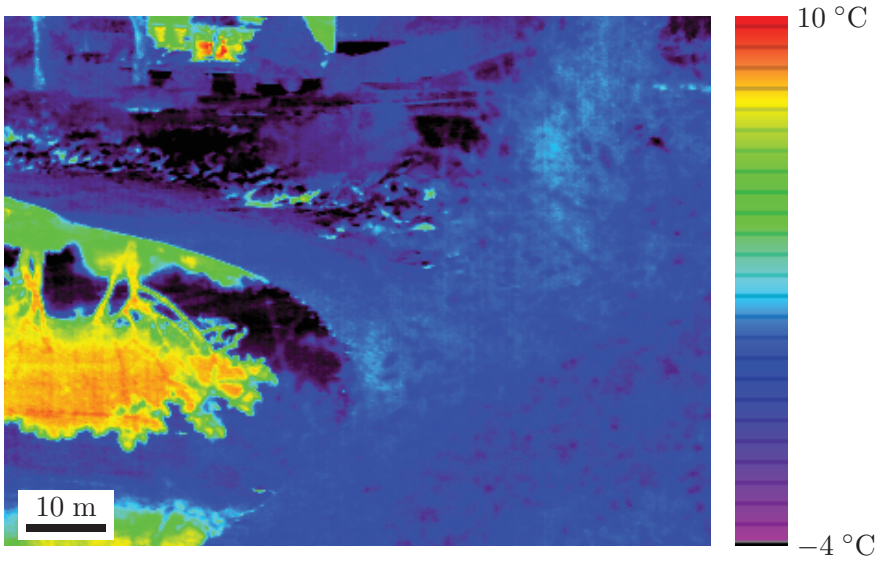


FIGURE 2.4 – **Image infrarouge thermique d'une plage vue de nuit.** A gauche de l'image, on observe la réflexion spéculaire d'arbres dans l'eau. En effet, la luminance du ciel sans nuage est très faible (de l'ordre de 5 fois plus faible que celle de l'arbre).

– La diffusion parfaite correspond au cas où un rayon incident est renvoyé également dans toutes les directions. Autrement dit, $f_\lambda(\theta, \phi, \theta', \phi')$ est constante. De telles surfaces sont dites "lambertiennes".

Dans la réalité, pour un objet éclairé dans une direction incidente donnée, on observe généralement une réflexion dans une direction préférentielle, centrée autour de la direction opposée au flux incident. Il existe de nombreux modèles décrivant cette distribution. Un exemple est donné dans la figure 2.5 par le modèle de Torrance-Sparrow (Torrance et Sparrow, 1967). Ces modèles impliquent une paramétrisation supplémentaire de la surface, ce qui n'est généralement pas possible dans le cadre des mesures de terrain.

En conclusion, pour corriger au mieux les effets de la réflexion, il faut donc, autant que possible, (a) se placer dans un cas où l'environnement est homogène et (b) se placer suffisamment loin du reflet des sources lumineuses.

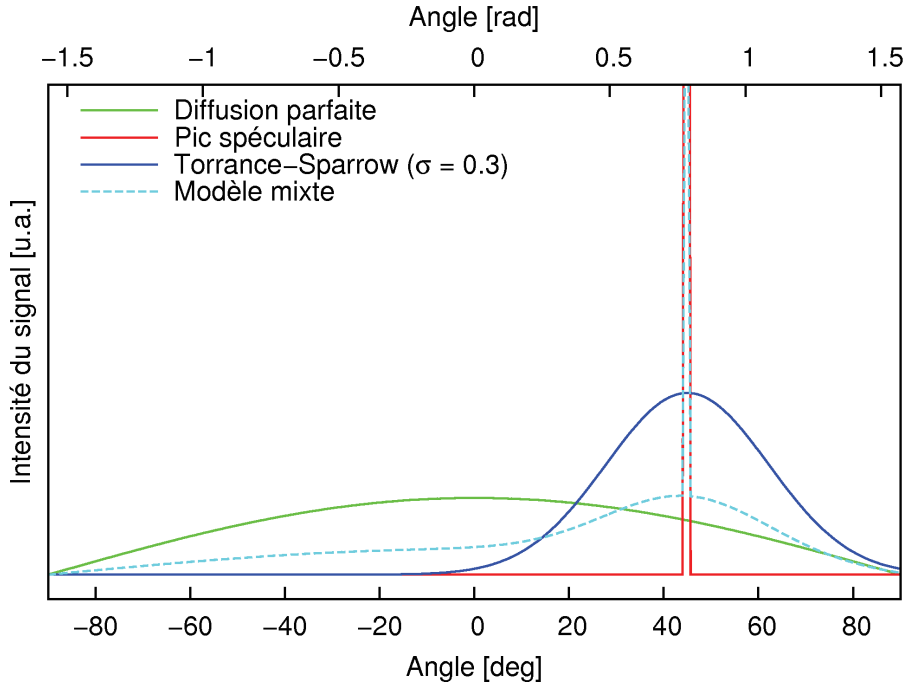


FIGURE 2.5 – **Intensité du signal réfléchi (voir équation 2.5) sur une surface éclairée par un rayon incident de $-45°$ pour plusieurs modèles de fonction de distribution bidirectionnelle de la réflectance .** Un diffuseur parfait a une fonction f_λ constante, et l'intensité du signal ne dépend que du cosinus de l'angle d'observation. La réflexion spéculaire crée un dirac dans une direction opposée. Le modèle de Torrance-Sparrow (Torrance et Sparrow, 1967) crée une zone lumineuse à l'opposée du rayon incident. Enfin, le modèle mixte est une combinaison linéaire des trois modèles précédents.

2.1.3 Variation spectrale de l'émissivité et approximation du corps gris

La fonction de distribution bidirectionnelle de la réflectance f, le coefficient de réflexion ϱ et l'émissivité ε sont des fonctions de la longueur d'onde. Or, une caméra thermique enregistre toute une gamme de longueurs d'onde. Dans cette partie, je caractérise la variation d'émissivité en fonction de la longueur d'onde, puis je discute les conditions pour lesquelles on peut considérer qu'elle est constante.

Emissivité spectrale de certains matériaux On calcule l'émissivité des matériaux à partir de leur coefficient de réflexion (voir équation 2.8), en utilisant un spectromètre infrarouge (Wan, 1999). La figure 2.6 montre l'émissivité spectrale pour quelques matériaux, préalablement lissés pour s'affranchir du facteur géométrique. Dans le domaine de longueur d'ondes correspondant à l'infrarouge thermique (7.5 à 14 µm), l'émissivité dépend fortement de la longueur d'onde.

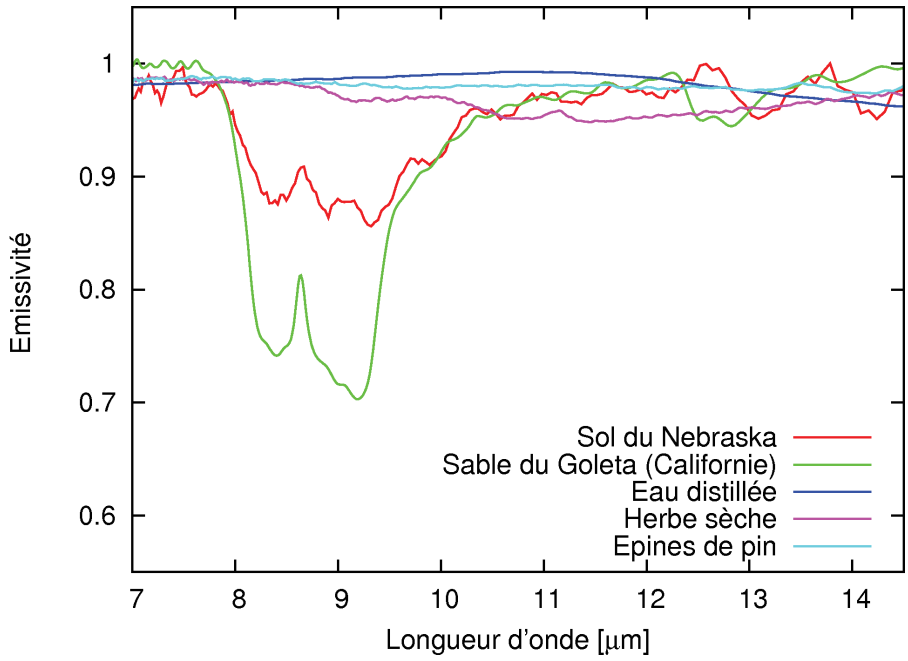


FIGURE 2.6 – **Emissivité mesurée à la verticale de quelques matériaux lisses** (rugosité inframicrométrique), d'après Wan (1999) . On note une forte dépendance de la longueur d'onde sur l'émissivité .

Fonction de réponse Puisque l'émissivité varie en fonction de la longueur d'onde, la température mesurée d'un objet dépend des longueurs d'ondes sélectionnées par les microbolomètres. Formellement, on peut écrire que la luminance totale arrivant sur un capteur est l'intégration de la luminance

spectrale, pondérée par une fonction $s(\lambda)$ représentant la contribution relative de chaque longueur d'onde au signal total :

$$L_c(\theta,\phi) = \int_{\lambda=0}^{\lambda=+\infty} s(\lambda)\cdot L_\lambda(\theta,\phi)\cdot d\lambda \quad (2.9)$$

$$= \int_{\lambda=0}^{\lambda=+\infty} s(\lambda)\cdot \varepsilon_\lambda(\phi)\cdot B_\lambda(T)\cdot d\lambda + \int_{\lambda=0}^{\lambda=+\infty} s(\lambda)\cdot R_\lambda(\theta,\phi)\cdot d\lambda \quad (2.10)$$

La fonction $s(\lambda)$ est appelée fonction de réponse ou fonction de transfert du capteur. Du fait même de la conception des microbolomètres (partie 1.2), la fonction $s(\lambda)$ est inconnue.

Approximation du corps gris Toutefois, si les variations de températures considérées sont faibles, on peut décomposer la luminance du corps noir $B_\lambda(T)$ en un produit d'une fonction de la température et d'une fonction de la longueur d'onde $\beta(\lambda)\cdot B(T)$, où $\beta(\lambda)$ est une fonction sans dimension.

On peut alors écrire que :

$$L(\theta,\phi) = \varepsilon(\phi)\cdot B(T) + R(\theta,\phi) \quad (2.11)$$

où ε est une émissivité synthétique, définie par :

$$\varepsilon(\phi) = \int_{\lambda=0}^{\lambda=+\infty} s(\lambda)\cdot \varepsilon_\lambda(\phi)\cdot \beta(\lambda)\cdot d\lambda \quad (2.12)$$

Cette approximation, très largement utilisée, est nommée approximation du corps gris et revient à considérer que l'émissivité spectrale est constante. Le calcul de l'émissivité synthétique à partir de l'émissivité spectrale n'est donc possible qu'en faisant une hypothèse sur la forme de la fonction de réponse $s(\lambda)$.

Il est possible de mesurer l'émissivité synthétique directement sur le terrain (voir annexe A). Cette méthode permet de s'affranchir de la fonction de transfert de la caméra thermique.

2.1.4 Méthode pratique de correction des phénomènes de réflexion

La prise en compte de la réflexion dans les mesures est difficile, et génère d'importantes incertitudes. Pour minimiser celles-ci, l'heure et le lieu des prises de vues doivent être soigneusement étudiées. Les prises de vues devront être réalisées dans le cas où l'environnement est de luminance constante, et loin du reflet d'une éventuelle source ponctuelle.

Dans ces conditions, les variables à estimer pour réaliser une correction de l'émissivité sont donc :

- La luminance de l'environnement, mesurable directement avec la caméra thermique, au début et à la fin de l'expérience
- L'émissivité ou le coefficient de réflexion. En fonction de la précision de l'étude, il est possible de l'estimer à partir de tables d'émissivité (*e.g.* Sparrow et Cess (1978); Wan (1999)), ou de la mesurer sur place (voir annexe A).

2.2 Effets de l'atmosphère

Lors de son trajet à travers l'atmosphère, le signal électromagnétique est modifié. Après avoir étudié d'où vient cette dégradation, et l'avoir caractérisée, je quantifierai grâce au programme `MODTRAN4` l'effet des différentes espèces chimiques sur l'opacité partielle de l'atmosphère à différentes longueurs d'ondes, avec une attention particulière au cas de la vapeur d'eau dont la concentration atmosphérique peut être très variable. Puis, j'étudie l'intégration de cette opacité sur l'ensemble des longueurs d'ondes utilisées par le capteur infrarouge thermique, pour effectuer les corrections radiométriques d'images.

2.2.1 Origine et caractérisation de l'absorption atmosphérique

Origine moléculaire de l'absorption atmosphérique : L'opacité d'un milieu dépend des espèces chimiques présentes. Chaque espèce présente en effet un certain nombre de fréquences de résonance, en fonction de leur structure (Rothman, 1978). A ces fréquences, une partie du rayonnement électromagnétique est absorbée par les particules. Ces particules réémettent un rayonnement électromagnétique

en fonction de leur température. Au final, une partie du signal initial est remplacée par un signal d'origine atmosphérique.

En outre, les aérosols provoquent une diffusion des rayons lumineux et infrarouges (théorie de Mie (1908)). Parmi ces aérosols, on peut nommer la poussière, la cendre, la suie, le sel de mer, les gouttelettes d'eau, et des composés solubles comme l'ammonium, le sulfate de calcium et les composés organiques (Carr, 2005). Cette diffusion a également pour effet une dégradation du signal initial.

Caractérisation infinistésimale de l'absorbsion atmosphérique : L'intensité de l'absorption est caractérisée par l'absorptivité spectrale abs_λ [m^{-1}] , définie comme étant le facteur d'atténuation de la luminance (L) dans une atmosphère qui ne rayonnerait pas (LaRocca, 1975).

$$-\frac{dL_\lambda}{L_\lambda} = abs_\lambda \cdot dx \tag{2.13}$$

En plus d'absorber une partie du flux, l'atmosphère va rayonner, en fonction de sa température, selon la loi du corps gris. D'après la loi de Kirchhoff (1859) (équation 2.8), la modification du signal par l'atmosphère s'écrit :

$$\frac{dL_\lambda}{dx} = abs_\lambda \cdot (B_\lambda(T_{atmo}) - L_\lambda) \tag{2.14}$$

Quantification de l'absorbsion atmosphérique sur un trajet donné : Pour un trajet macroscopique, on définit la transmittance spectrale (τ_λ) comme la proportion de la luminance de l'objet qui arrive effectivement au capteur. L'intégration de l'équation 2.13, permet d'écrire :

$$\tau_\lambda = 1 - \exp(-abs_\lambda \cdot x) \tag{2.15}$$

Dans le cas général où la température de l'atmosphère varie le long du trajet du rayon étudié, l'intégration de l'équation 2.14 n'est pas calculable analytiquement. La transmittance ne doit donc pas être utilisée pour les corrections atmosphériques, mais uniquement pour quantifier la qualité du signal observé.

2.2.2 Correction de l'opacité atmosphérique par `MODTRAN4`

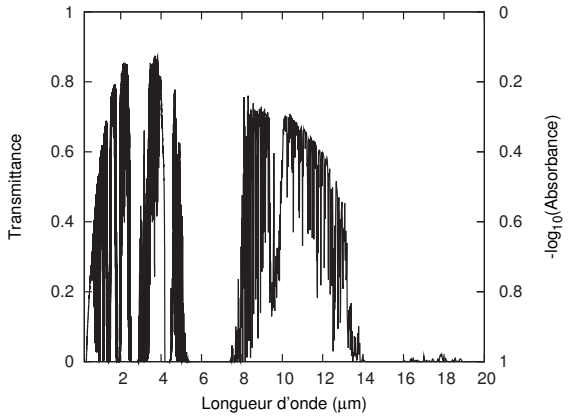
Description du programme `MODTRAN4` L'intégration de l'absorbtivité le long du rai étudié est réalisée par le programme `MODTRAN4 version 2` (pour *MODerate spectral resolution atmospheric TRANsmittance algorithm and computer model*) dont une description a été réalisée par Kneizys *et al.* (1983); Berk (1989); Berk *et al.* (1999b); USAF (2010). Ce programme calcule l'absorbtivité spectrale de l'atmosphère à partir de tables des fréquences propres des espèces chimiques présentes dans l'atmosphère. Ces tables sont calculées physiquement (*e.g.* Rothman (1978)) puis adaptées pour donner un spectre continu (LaRocca, 1975; LaRocca et Turner, 1975). La transmittance atmosphérique et la correction à effetuer sont calculées par intégration de l'absorbtivité avec une résolution de $2\,\mathrm{cm}^{-1}$ (soit une résolution en longueur d'onde comprise entre 0.01 et 0.04 µm dans le domaine thermique).

Transmittance spectrale des gaz atmosphériques Dans la figure 2.7, j'ai représenté la transmittance spectrale de quelques espèces chimiques pour l'ensemble de la colonne atmosphérique standard (telle que définie dans NASA (1976), voir annexe B).

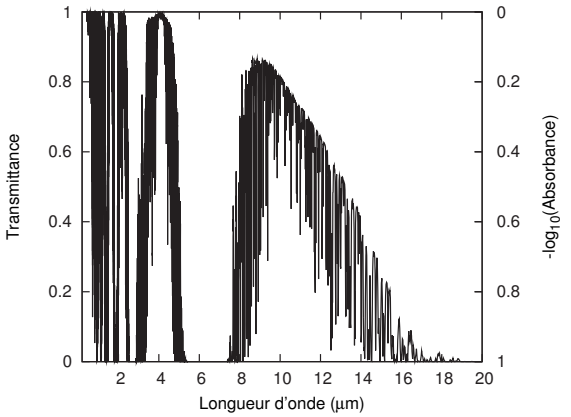
La figure 2.7 montre l'influence des principaux composés sur la transmittance atmosphérique en fonction de la longueur d'onde. L'atmosphère présente entre 7.5 et 14 µm une fenêtre pour laquelle la transmittance n'est pas nulle, définissant le domaine infrarouge thermique ($7.5 - 14$ µm). Ce domaine est limité du côté des courtes longueurs d'ondes par une bande d'absorption de l'eau et du CO_2, et du coté des grandes longueurs d'ondes, par une bande d'absorption du CO_2. Entre 7.5 et 14 µm, le diazote (N_2), les aérosols, et dans une moindre mesure le dioxyde de carbone (CO_2) sont transparents. L'ozone (O_3) crée une bande d'absorption centrée autour de 9.5 µm.

Influence de l'humidité de l'air : La figure 2.7 montre en outre que la vapeur d'eau a une influence importante sur la transmittance de l'atmosphère. Or, la teneur en vapeur de l'atmosphère peut être très variable. On peut décomposer celle-ci en deux facteurs, (1) la pression de vapeur saturante P_{sat}, représentant la charge maximale de l'atmosphère en vapeur d'eau à une température donnée, et (2) l'humidité relative (HR), qui représente la proportion de la charge maximale qui est réélement contenue dans l'atmosphère.

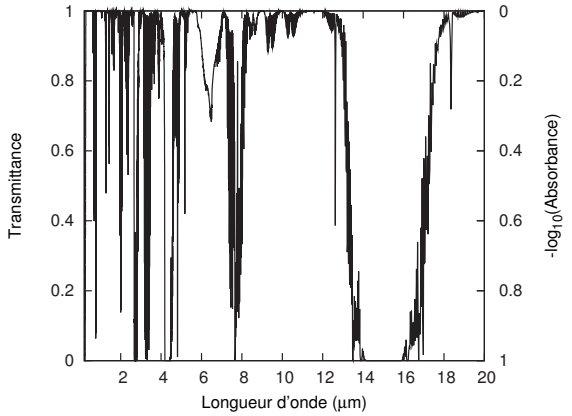
L'humidité relative peut être mesurée directement sur le terrain, grâce à un hygromètre. La pression de vapeur saturante est calculée directement à partir de la température, *via* la formule de Clapeyron.



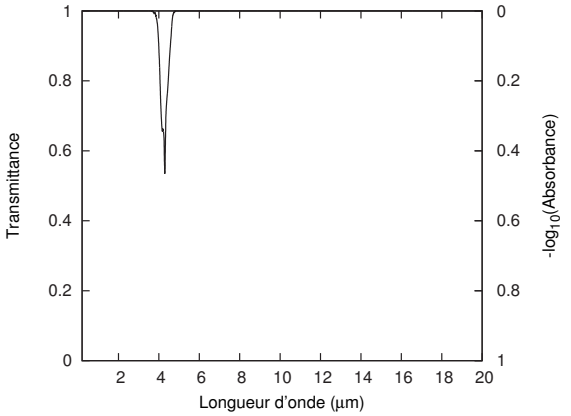
(a) Transmittance spectrale totale



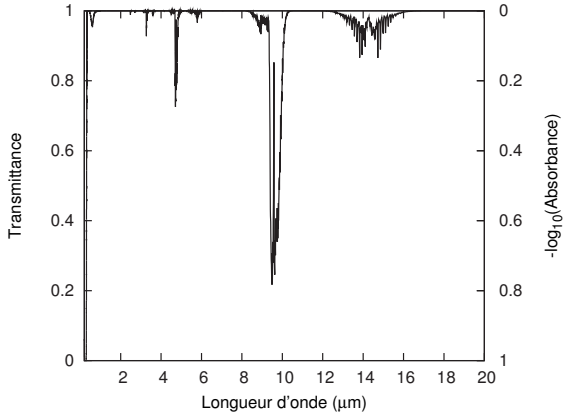
(b) Transmittance spectrale de la vapeur d'eau (continuum + bandes spectrales)



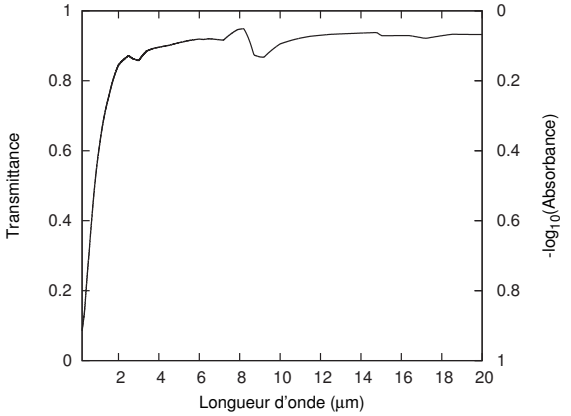
(c) Transmittance spectrale du CO_2



(d) Transmittance spectrale du N_2



(e) Transmittance spectrale de O_3



(f) Transmittance spectrale des aérosols (poussière, gouttelettes d'eau, composés solubles, *etc.*)

FIGURE 2.7 – **Transmittance de différents composants de l'atmosphère standard US76**, dont la composition est donnée dans NASA (1976) et rappelée dans l'appendice B (le taux de CO_2 a été fixé à 380ppm. La transmittance totale est le produit des transmittances des différents composants.

$$P_{sat} = P_{sat,0} \cdot \exp\left[\frac{M_{air} \cdot L_v}{\mathcal{R}} \cdot \left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T}\right)\right] \tag{2.16}$$

où M_{air} est la masse molaire de l'air ($M_{air} = 0.029\ \mathrm{kg \cdot mol^{-1}}$), L_v est la chaleur latente de vaporisation de l'eau ($L_v = 2.26 \times 10^6\ \mathrm{J \cdot kg^{-1}}$) et $\mathcal{R}$ la constante des gaz parfaits ($\mathcal{R} = 8.314\ \mathrm{J \cdot K^{-1} \cdot mol^{-1}}$). La pression atmosphérique et la température de référence (respectivement $P_{sat,0}$ et T_0) correspondent à la pression atmosphérique et à la température d'ébullition de l'eau à l'altitude considérée (respectivement 1.013×10^5 Pa et 373.15 K au niveau de la mer). Cette fonction est représentée sur la figure 2.8.

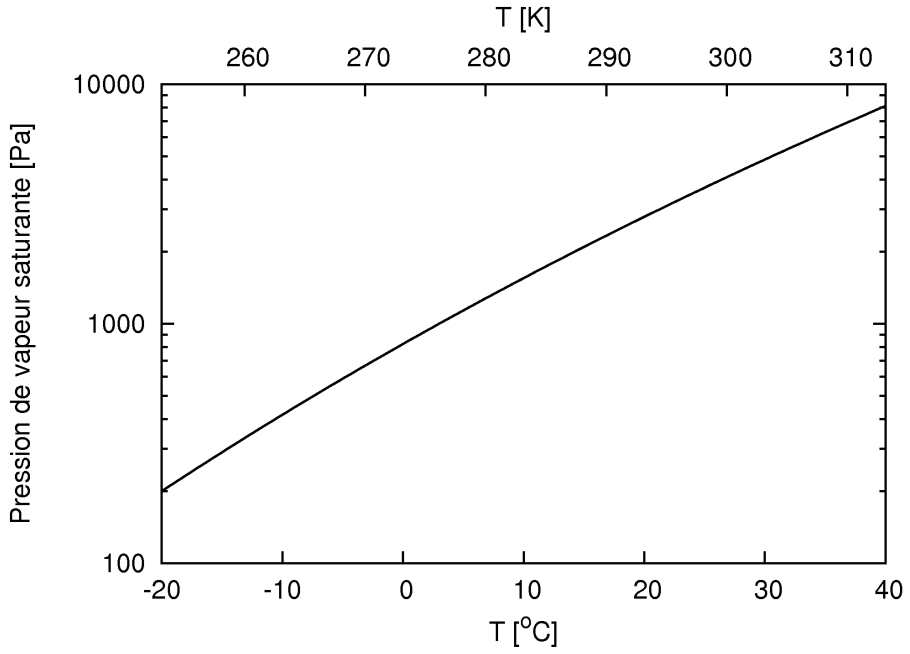


FIGURE 2.8 – **Pression de vapeur saturante en fonction de la température au niveau de la mer,** calculée d'après la formule de Clapeyron. Plus la température est élevée, plus l'atmosphère peut contenir une proportion importante de vapeur d'eau.

La figure 2.8 montre une augmentation importante de la pression saturante de vapeur en fonction de la température. Ainsi, à humidité relative constante, la pression partielle en vapeur d'eau augmente avec la température, ce qui a pour effet de réduire la transmittance atmosphérique. Une différence de 20 °C implique une contraste d'un facteur 4 de la teneur atmosphérique en vapeur d'eau.

2.2.3 Intégration spectrale de l'absorbance atmosphérique

`MODTRAN4` calcule l'absorbance atmosphérique pour toutes les longueurs d'ondes. Or, les caméras thermiques calculent la température à partir d'une gamme de longueurs d'onde. Pour effectuer la correction atmosphérique, l'équation 2.14 est donc intégrée sur toutes les longueurs d'ondes :

$$dL = \int_{\lambda=0}^{\lambda=+\infty} abs_\lambda \cdot s(\lambda) \cdot d\lambda \cdot dx \cdot (B_\lambda(T_{atmo}) - L_\lambda) \tag{2.17}$$

Par commodité, comme la transmittance spectrale, on définit une transmittance synthétique :

$$\tau = \int_{\lambda=0}^{\lambda=+\infty} s(\lambda) \cdot \tau_\lambda \cdot d\lambda \tag{2.18}$$

Ici encore, le filtrage des longueurs d'onde par la caméra thermique est représentée par la fonction de réponse $s(\lambda)$ (voir la partie 2.1.3). Celle-ci étant généralement inconnue, l'opérateur doit choisir arbitrairement une fonction de réponse synthétique (Berk *et al.*, 1999a). Le tableau 2.1 montre que ce choix peut induire des erreurs de l'ordre de 60 % dans l'estimation de la transmittance atmosphérique.

Cette transmittance représente la proportion du signal provenant de l'objet arrivant au capteur.

2.2.4 Correction pratique de la non-transparence atmosphérique

Au final, le tableau 2.1 et la figure 2.9 montrent qu'un certain nombre de paramètres doivent être impérativement mesurés lors des prises de vue, pour corriger des effets atmosphériques :

(a) Fonction de réponse rectangulaire

	Param.		Transmittance intégrée						
Saison	Temp.	HR	Total	H_2O	CO_2	O_3	N_2	Aérosols	HNO_3
Ete	21.0 °C	76.1 %	0.513	0.610	0.897	0.998	1.000	0.941	1.000
Hiver	−1.0 °C	77.1 %	0.756	0.890	0.905	0.998	1.000	0.940	1.000

(b) Fonction de réponse triangulaire

	Param.		Transmittance intégrée						
Saison	Temp.	HR	Total	H_2O	CO_2	O_3	N_2	Aérosols	HNO_3
Ete	21.0 °C	76.1 %	0.642	0.702	0.976	0.998	1.000	0.939	1.000
Hiver	−1.0 °C	77.1 %	0.864	0.941	0.980	0.998	1.000	0.939	1.000

TABLE 2.1 – **Influence des différents composants de l'atmosphère pour le calcul de la transmittance d'une tranche d'atmosphère** de 1 km à une pression de 1.013×10^5 Pa en été et en hiver a des latitudes tempérées. On note que le calcul de la transmittance est fortement dépendant de la pression partielle en vapeur d'eau et de la forme de la fonction de réponse $s(\lambda)$.

1. La distance entre la cible et le capteur : plus la distance parcourue par le signal électromagnétique est importante, plus la dégradation du signal est importante. La figure 2.9 montre que dès 10 m, cette dégradation n'est plus négligeable. A 100 m de distance, la transmittance n'est que de 0.9, et à 1000 m de distance, seule la moitié du signal initial arrive effectivement au capteur.
2. La pression atmosphérique caractérise la densité de l'atmosphère. Au premier ordre, la pression est une fonction de l'altitude. En altitude, la pression est plus faible et le signal est moins dégradé.
3. L'humidité relative et la température. Le tableau 2.1 et la figure 2.9 montrent que la pression partielle en vapeur d'eau (produit de la pression de vapeur saturante et de l'humidité relative) peut faire varier la transmittance d'un facteur 2.

Ces valeurs doivent être mesurées sur place, idéalement à plusieurs altitudes le long du rai considéré. Si ce n'est pas le cas, on prendra par défaut les gradients de température et de pression de l'atmosphère US76.

La correction est ensuite réalisée par `MODTRAN4` , qui effectue la double intégration des absorbances des différentes espèces chimiques, d'abord sur la longueur du trajet, puis sur l'ensemble du spectre.

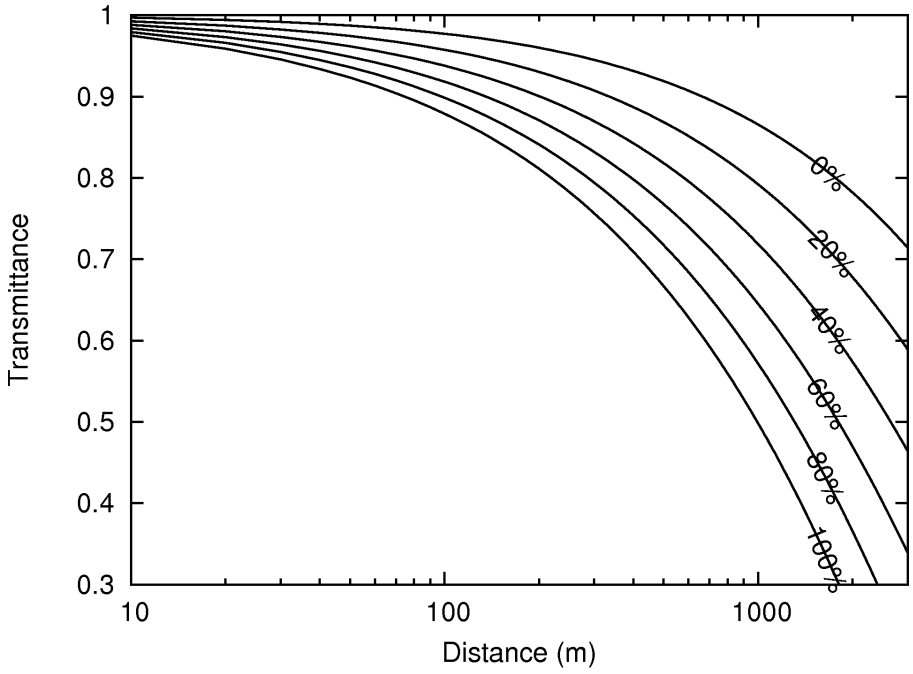


FIGURE 2.9 – **Valeur de la transmittance en fonction de la distance à la cible, pour différentes valeurs de l'humidité relative.** L'atmosphère est à 15 °C et 1.013×10^5 Pa, et la fonction de réponse $s(\lambda)$ est une fonction triangle. La transmittance se dégrade considérablement à partir de quelques dizaines de mètres, et ce, d'autant plus que l'humidité relative est importante.

2.3 Calibration externe

On observe que les températures mesurées par les caméras thermiques et corrigées de la réflexion et de l'atmosphère sont différentes des températures de brillance. Pour que les mesures soient répétables entre deux expériences, il faut calibrer les caméras thermiques.

Les calibrations des caméras thermiques se font grâce à des objets dont la température est connue. C'est le cas des corps noirs commerciaux (Technologies, 2010; Group), 2011; Messtechnik, 2010). Toutefois, leur précision n'est que de 0.5 °C au mieux, ce qui est du même ordre que les thermomètres commerciaux (Instruments, 2011). Un dispositif plus simple a été proposé, pour les températures allant de 0 à 100 °C.

2.3.1 Dispositif expérimental

L'approximation consistant à considérer que la température brute mesurée par le capteur est une fonction affine de la température de brillance est réaliste pour la gamme de température de 0 à 100 °C. Pour passer de la température donnée par le capteur (T_c) à la température de brillance (T_b), on utilisera la relation suivante :

$$T_b = a \cdot T_c + b \tag{2.19}$$

Pour ajuster les coefficients a et b, on utilise une source de chaleur de température variable.

Le dispositif est composé d'une boîte contenant de l'eau dont on peut faire varier la température (figure 2.10). La température de l'eau est mesurée par un thermocouple, préalablement calibré aux points de fusion et de vaporisation de l'eau (précision de l'ordre de 0.5 °C).

La boîte est en laiton, de faible épaisseur (1 mm) et de forte conductivité thermique (de l'ordre de 100 $\mathrm{W \cdot m^{-1} \cdot {}^{\circ}C^{-1}}$), ce qui permet d'assurer que la température de surface de la boite ne diffère pas de la température de l'eau de plus de 0.05°C , ce qui est inférieur à la résolution de la caméra. La surface est recouverte d'une peinture Nextel Velvet Coating 811-21, composée de 80% de dioxyde de silicium et de 20% d'oxyde de carbone (Pompea et Breault, 1995) et d'émissivité (ε_p) 0.97 (Kwor et Matte, 2001; Dury *et al.*, 2007). La forte émissivité de cette peinture permet de minimiser les effets de la réflexion. Le capteur à calibrer est placé à 2 m de la cible, ce qui est suffisamment près pour que l'absorbance de l'atmosphère soit négligeable.

On peut donc écrire, d'après l'équation 2.11 :

$$T_b = \varepsilon_p \cdot T_{eau} + (1 - \varepsilon_p) \cdot T_{inc} \tag{2.20}$$

où T_{inc} est la "température incidente", représentative de la température extérieure, et mesurée par la caméra thermique infrarouge au début de l'expérience.

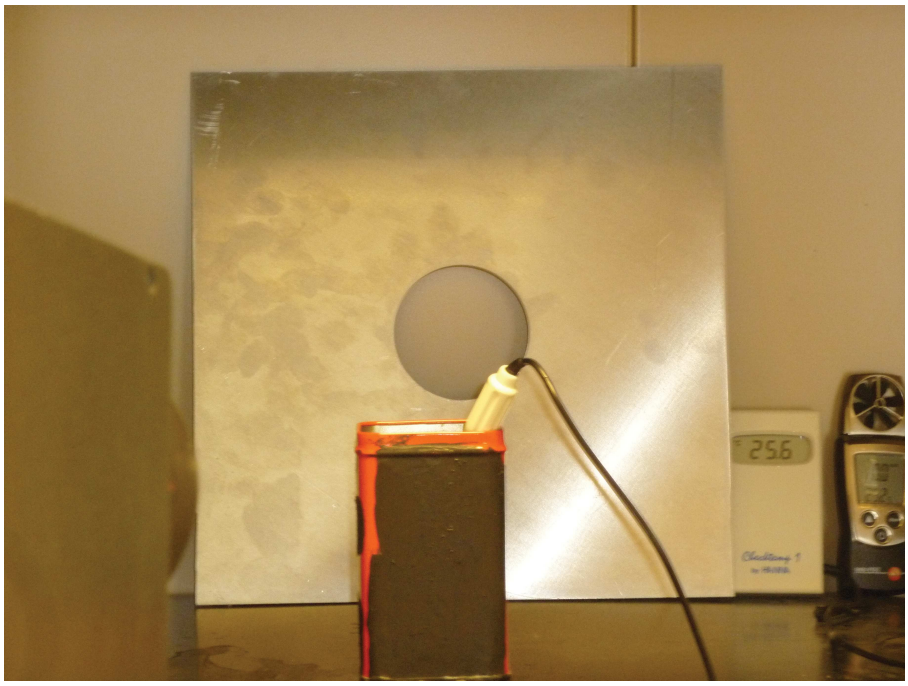


FIGURE 2.10 – **Photographie du dispositif de calibration.** L'enceinte métallique contient de l'eau à température variable, dont la température est donnée par le thermomètre blanc. La plaque métallique, d'émissivité très faible et le thermomètre noir permettent de vérifier que la luminance incidente reste constante durant la calibration.

2.3.2 Résultats

La figure 2.11 montre les courbes de calibration de 3 caméras thermiques. L'absence de calibration peut amener à des erreurs de plus de 5 °C aux températures usuelles. Pour chaque caméra, nous avons réalisé deux séries de mesures, correspondant à deux calibrations. Ces couples de mesures montrent que la calibration permet de réduire l'erreur due au capteur à moins de 2 °C. La différence dans les coefficients directeurs montre qu'au-dessus de 100 °C, la précision de ces caméras, une fois calibrée, sera de l'ordre de 2 % de la température mesurée, ce qui correspond aux spécifications des caméras (voir le tableau 1.1). La calibration permet donc d'améliorer nettement la précision des mesures.

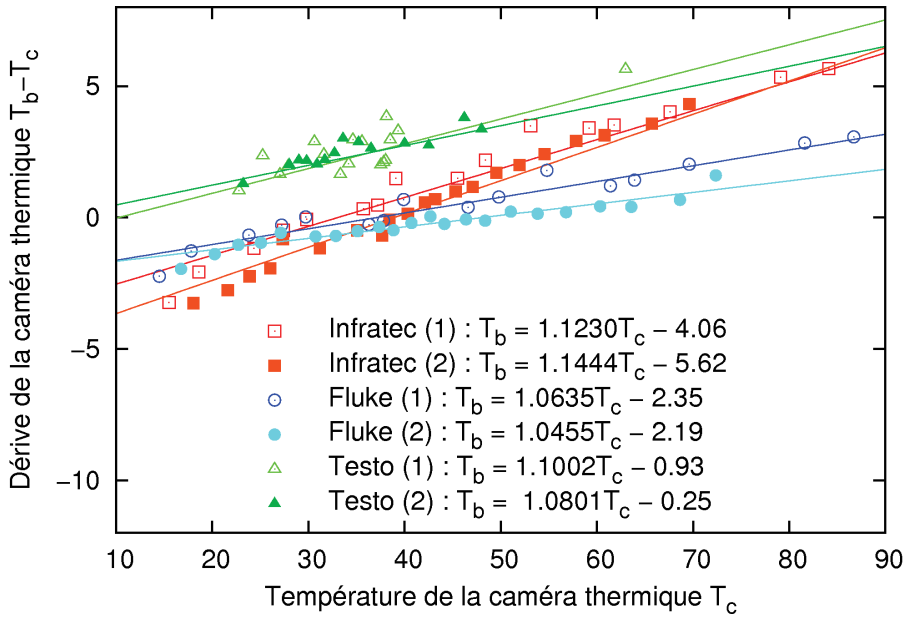


FIGURE 2.11 – **Erreurs dues à la caméra en fonction de la température mesurée par la caméra thermique.** Les calibrations ont été réalisées sur 3 caméras différentes : la Infratec VarioCAM©*hr head*, la Fluke Ti32 et la Testo 880-3. Pour chacune, la calibration a été répétée deux semaines plus tard. On observe une bonne cohérence des calibrations pour chacune des caméras.

3

Comparison of Terrestrial Laser Scanning and infrared waterline method for deriving very high-resolution DEM of a muddy intertidal zone

Sommaire

1.1 Contexte historique 16

1.1.1 La notion de température 16

1.1.2 Découverte du rayonnement thermique infrarouge 17

1.1.3 Relation entre la température d'une surface et le rayonnement infrarouge . . . 20

1.2 Fonctionnement général d'une caméra thermique 22

1.3 Contextes d'utilisation 25

1.3.1 L'imagerie infrarouge thermique pour la cartographie 26

1.3.2 L'imagerie infrarouge thermique pour le suivi des mouvements de fluides 27

1.3.3 L'imagerie infrarouge thermique pour l'étude des flux de chaleur 28

1.4 Problématique 30

Avant-propos

L'intégration de l'imagerie infrarouge thermique avec d'autres systèmes de mesure permet une représentation synoptique des phénomènes étudiés. Ceci nécessite de pouvoir superposer les différentes images de la zone étudiée, et implique par conséquent une correction géométrique de l'image infrarouge thermique.

Dans cette étude, nous avons réalisé un modèle numérique de terrain d'une zone intertidale à partir du suivi en infrarouge thermique de la ligne de rivage durant la marée montante. Ces lignes de rivages décrivent des courbes de niveau. Une caméra fixe enregistrant cette limite durant une marée montante permet d'obtenir une image dont on connaît l'altitude de chaque point.

Or, la nécessité d'avoir une caméra fixe implique que la prise de vue est oblique. Cette contrainte existe dans la plupart des études infrarouges thermiques pour lesquelles la caméra n'est pas aéroportée. Pour comparer nos résultats aux méthodes traditionnelles, il faut donc corriger géométriquement les images infrarouges, afin de les superposer aux modèles numériques de terrains obtenus par ailleurs. La correction géométrique des images infrarouges thermiques comprend quelques spécificités :

- L'angle de vue pouvant être très oblique, la technique de correction géométrique doit être robuste pour ne pas générer trop d'erreurs.
- Les images thermiques infrarouges sont généralement de faible résolution (généralement de l'ordre de 100 000 pixels). Un écart de quelques pixels peut générer d'importantes incertitudes. La méthode utilisée doit minimiser les erreurs.
- Il est difficile de disposer et mesurer des points de repère sur l'image, car il faudrait les maintenir à température constante tout le long de l'expérience.

Ces contraintes imposent de passer par une image optique de même géométrie que l'image thermique. Cette étape intermédiaire permet de résoudre les problèmes de résolution et des points de repères.

3.1 Introduction

Sediment deposition and accumulation processes are controlled by highly complex physical parameters, and are often subject to large temporal and spatial variations. In order to study these variations

and understand the process at work, several methods have been developed. This paper focuses on short term process (hourly to seasonal temporal resolution). For those applications a few *in situ* techniques have been set up to measure the topographic evolution of the area (Thomas et Ridd, 2004).

In order to report the topographic changes, data have to be represented on a regular and geographically located grid, called Digital Elevation Model (DEM). However, measured points are usually irregularly distributed on the surface and have to be interpolated to match the grid. The quality of a DEM depends on the density of measured points and is represented by its resolution (the distance between two successive points of the grid) and its precision (the mean difference between the modelled and the real position of points) (Chaplot *et al.*, 2006).

Various methods can be used (Thomas et Ridd, 2004; Jaud *et al.*, 2012) to measure raw point clouds. They can be divided into field measurements, for which the operator has to measure each single point, and remote sensing techniques. Field techniques includes differential GPS (Rayburg *et al.*, 2009; Baptista *et al.*, 2010), theodolites and total station tacheometers (Morton *et al.*, 1993). Acquisition requires field access and is time consuming, even if instruments are set up on motorised vehicles, and the resolution of these models is usually low (table 3.1).

Concerning active remote sensing techniques, both bathymetric methods and topographic methods can be used in intertidal zones, depending on tide range and depth of water. For a few years LIDAR (LIght Detection And Ranging) has been widely used (Brock *et al.*, 2002). LIDAR measures a 3D points cloud, scanning the surrounding environment with near infrared pulses. The points cloud is then georeferenced thanks to highly reflective targets geolocated by DGPS. LIDAR can be boarded on plane (Woolard et Colby, 2002; Sallenger Jr *et al.*, 2003) or hand-used (Terrestrial Laser Scan – TLS) (Zhou et Xie, 2009; Jaud *et al.*, 2012). In this study, we used a RIEGL Terrestrial Laser Scanner LMS-Z3901. Measurements can be done 400 m from the sensor, with an angular resolution of 0.07°. However, the measurement range of the system is much decreased on wet mud, due its low reflectivity. Likewise, bathymetric methods can be used at high tide. Multi-beam echo-sounders (MBES) measure the travel time of an acoustic pulse from a boat. The MBES is coupled (and synchronized) with an inertial unit and a DGPS, allowing a real-time high-accuracy positioning. Thus, the 3D points cloud is directly georeferenced. In shallow depth, measurements have rather good precision (table 3.1), but, since the swath is proportional to the depth, acquisition can be time-consuming. Furthermore, the technique is not adapted to very shallow depths, due to the draught of the boat.

DEM can also be derived from passive remote sensing techniques. For example, a plane or an UAV can acquire stereoscopic pictures (Arteaga *et al.*, 2008; Delacourt *et al.*, 2009). The relief is

then retrieved by stereophotogrammetry. This technique is based among others on the correlation of a couple of images viewed from different exposure stations. Consequently, homogeneous area can critically disturb the process (table 3.1). At high tide, DEM can also be derived from the reflectance of the water (Lejot *et al.*, 2007; Dehouck *et al.*, 2009). Then depth is a function of the hue. Yet, this technique needs a calibration for each study and it is very dependant on turbidity.

	DGPS Field technique	**Aerial stereo-photogrammetry by drone** Passive topographic remote sensing	**Terrestrial Laser Scan** Active topographic remote sensing	**Multi-beam echo-sounder** Active bathymetric remote sensing
Typical DEM resolution	100 cm	2 cm	up to 1 cm	50 cm
Precision	5 cm	10 cm	5 cm	10 cm
Main advantages	– Very transportable – Good precision – Quick processing – Rather cheap	– High resolution – Good precision – Production of orthophotographies	– Quick acquisition – Good precision and resolution	– Great coverage – Good precision – Continuous data with circatidal zone
Main drawbacks	– Time consuming – Poor resolution	– Expensive – Complex processing chain – Problem of homogeneous zones	– Expensive – No signal on wet areas – Long processing	– Very expensive – Long processing

Table 3.1: **Comparison of a few representative techniques to retrieve DEMs of intertidal zones** (from Jaud *et al.* (2012))

Table 3.1 show the main advantages and drawbacks of these methods. These topographic and bathymetric all suffer from specific limitations: limited accessibility of the area, short time exposure of the intertidal domain.

Another set of methods uses the temporal evolution of the shoreline, defined by Dolan *et al.* (1980) as the physical interface of land and water. At a given time, shoreline is a line of equal elevation (Mason *et al.*, 1997). On places where tide is important, shorelines can be stacked during a whole rising tide, and the knowledge of the water height evolution enables the reconstruction of DEM. Optically, the shoreline is quite visible at large scale (Chen et Rau, 1998), but, it is not so obvious at small scale. Despite a few attempts to build reliable shorelines indicators (Boak et Turner, 2005; Aarninkhof *et al.*, 2003), the maximum precision reached was 0.15m (Mason *et al.*, 1997; Boak et Turner, 2005).

Ryu *et al.* (2002) noticed the high potential of thermal infrared images in the shoreline detection, arguing that, contrary to short wave infrared, zones with high moisture content are detected as ground. They used Landsat images to retrieve a low resolution DEM of a flat land in Korea, but the delay between two acquisitions makes this technique unusable for a short-time survey. In this paper, it is proposed to apply the waterline method to high resolution thermal infrared pictures, with a ground based sensor. The temperature contrast between water and the beach is indeed strongly marked, which greatly increases the precision of the measurement. This thermal waterline method (TWM) is applied to retrieve the DEM of a muddy beach of Aber Benoît (France). The results are compared to terrestrial laser scanner (TLS) to validate the method, and then used to quantify the sediment transfert of the Aber Benoît beach over 5 months.

3.2 Context of the study

Aber Benoît is a 12 km long ria in Northern Brittany, France (fig 3.1) which has been selected to test the TWM. Aber Benoît is an area of high interest, because it is a famous place for oysters culture and fish pounds (*e.g.* Chavez-Villalba *et al.* (2003); Cannuel et Beninger (2005); Soletchnik *et al.* (2007)).

Our measurements were conducted on a mud shore 8 km from the open sea, at Treglonou bridge

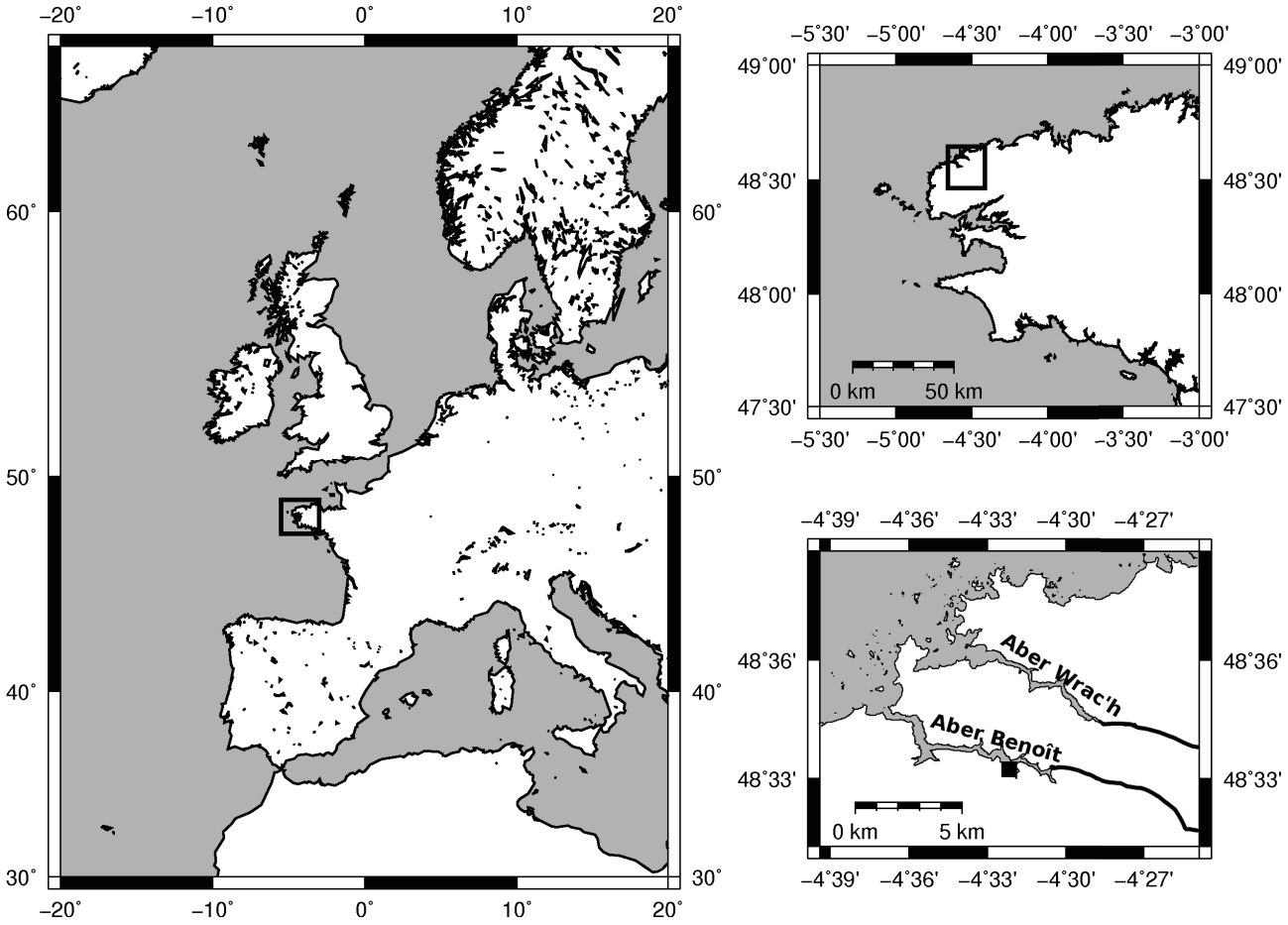


Figure 3.1: **Location of the study area on the Aber Benoît** (Square on the bottom-right picture). Aber Benoît is a ria, *i.e.* a former river valley partly submerged by sea.

located on the road RD28. The shore is occupied by a one meter layer mainly composed of silty sediment. This complicates the access, particularly in wet zones.

Located at the back of the Aber the shore is not affected by swell. Waves are thus mainly created by wind, and generally, they do not exceed 1 cm (fig. 3.2). The semi-diurnal tide is still strong (9 m during spring tides). The rate of flow of the stream Benoît is below 0.5 $m^3 \cdot s^{-1}$, which is negligible compared to the tide.

The bridge overhang the Aber Benoît by a 15 m, and is thus an ideal viewpoint towards the shore. It allows slanting measurements (60° from nadir), 20 to 30 m from the beach (fig. 3.2).

Figure 3.2: **Study area,** as seen by an optical camera setted up at the same place as the thermal infrared camera. The red square, representing the footprint of the thermal infrared pictures is approximately 5m wide.

3.3 The TWM: Thermal waterline method

3.3.1 Theoretical background

Thermal infrared imagery is based on the radiation of an electromagnetic signal by the objects surface. According to the Planck law, for an ideal object called blackbody, this emitted flux $\varphi_B(T)$ is a function of the temperature (Planck, 1901). At usual temperatures (-20 – +50°C), electromagnetic waves are mainly radiated between 7.5 and 14 µm (thermal infrared wavelengths). Thermal cameras uses this range of wavelengths to deduce the surface temperature of the target.

However, a fraction of the electromagnetic signal is not radiated by the surface but originates from reflection. The fraction of the incident flux which is reflected is called the reflection coefficient of the surface (ϱ). Meanwhile, only a fraction of the theoretical flux $\varphi_B(T)$ is really radiated by the

surface. The ratio of the radiated flux over the flux that would be emitted by a blackbody at the same temperature is called emissivity (ε).

The total flux arriving to the camera φ is thus:

$$\varphi = \varepsilon \cdot \varphi_B(T) + \varrho \cdot \varphi_{inc} \tag{3.1}$$

The Kirchhoff law stands that $\varrho = 1 - \varepsilon$. One can rearrange the previous equation as:

$$\varphi = \underbrace{\varphi_B(T)}_{\text{Radiation}} + \underbrace{(1-\varepsilon) \cdot (\varphi_{inc} - \varphi_B(T))}_{\text{Reflection}} \tag{3.2}$$

where φ_{inc} is the reflected flux.

Since the thermal camera measures the total flux coming from a surface, the retrieved temperature, called brightness temperature T_b is not only dependant on the real temperature of the target, but also on its emissivity ε and on the difference between the incoming flux φ_{inc} and the equivalent blackbody flux $\varphi_B(T)$. Consequently, the brightness temperature contrast between mud an water comes both from (eq. 3.2 and fig 3.3) :

- The temperature contrast. During our experiment on the 11/05/2010, the mud was 4°C warmer than the sea (fig. 3.3).
- The reflection contrast. Indeed, the emissivity contrast between mud and water is high for very obliques angles (0.85 for water and 0.97 for mud at 60°from nadir (Sobrino et Cuenca, 1999)). Due to Rayleigh diffusion mode, the unclouded atmosphere generates a very weak flux in thermal infrared wavelengths. This way, the reflection can create another 4°C contrast between the mud and the sea (fig. 3.3).

Finally, the total brightness temperature contrast can reach 8°C in ideal conditions (fig. 3.3), and the waterline is thus easily detectable on thermal infrared images (fig. 3.4).

By definition, waterline is located at the intersection of the beach and the water surfaces. Yet, if waves are negligible, water surface can be considered as one of equal elevation. Consequently, the waterline is an isopleth. During the rising tide, water height gradually increases. By recording infrared

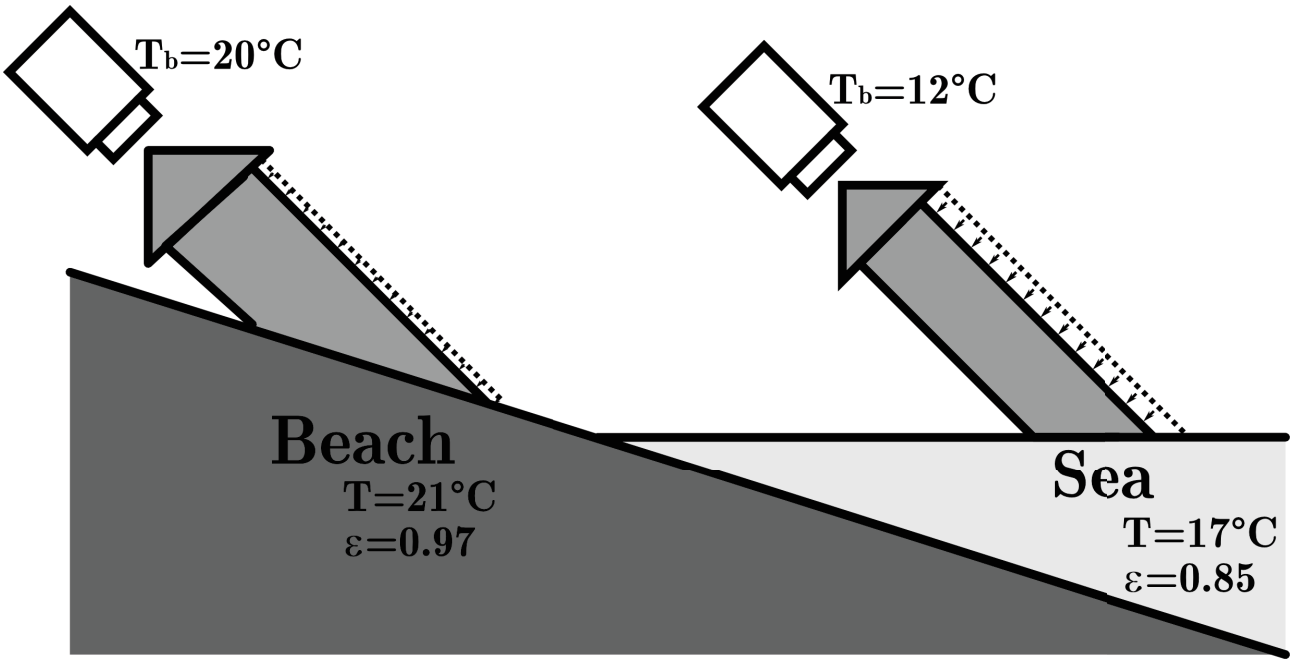


Figure 3.3: **Double origin of the contrast of brightness temperature.** If the both the beach and the sea were blackbodies, the total flux would reach the dotted line. Because the beach is warmer, its ideal flux would be greater than the sea one. However, a part of the total flux is not emitted but reflected. Since the incoming flux is weak compared to emitted flux, this results in a lower total flux. The total flux is more decreased in the case of the sea, because its emissivity is lower. Consequently, the total brightness temperature contrast is due half to the temperature contrast and half to reflection contrast.

pictures during a whole rising tide, contour lines can be stacked in order to retrive the altitude of each point of the intertidal zone.

3.3.2 Description of the experiments

Two surveys of the Treglonou beach have been carried out, on the 11/05/2010 and 20/10/2010. The expected tide was 5.40 m on both experiments. This is sufficient to submerge the whole beach at high tide. The mean wind was below 1 $\mathrm{m \cdot s^{-1}}$, thus no wave exceeded 1 cm.

Thermal infrared pictures were shot with a Infratec VarioCAM©*hr head* infrared camera

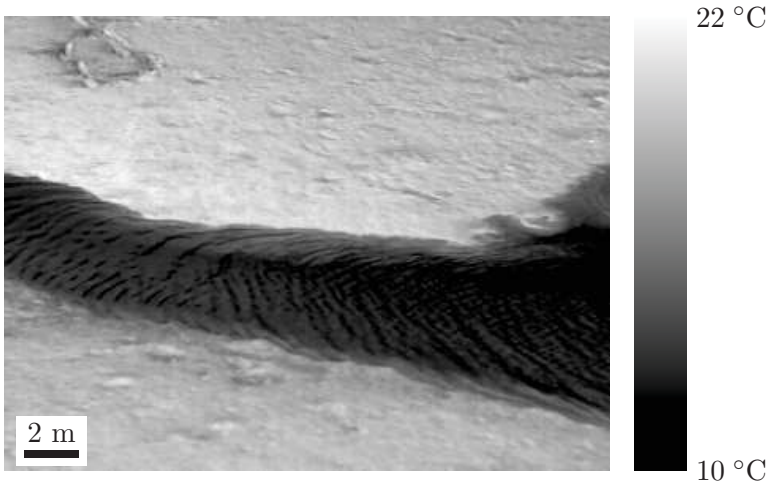


Figure 3.4: **Thermal infrared picture of the study area during the rising tide,** showing the brightness temperature contrast between the sea ($\approx 12°$C) and the shore ($\approx 20°$C)

(fig 3.5(a)). This is an uncooled camera, sensible to wavelengths ranging from 7.5 to 14 µm. The infrared picture originates in the focal plan of the infinite focalised objective, whose focal distance is 25 mm. The images cover a scene of $15 \times 12°$, with a resolution of 384×288 pixels. Consequently, a pixel located 20 m from the sensor has a size of 2.7 cm.

The camera was set up on the Treglonou Bridge. It has been left fixed, so that all pictures can be exactly stacked. During the whole rising tide, pictures have been shot with a frequency of 0.5 Hz, corresponding to a maximum of 1.5 mm water elevation. In the meantime water level was recorded each 30s by a submerged pressure sensor: the Hobo water level gauge, with a precision of 1 cm (fig. 3.5(b))

3.3.3 Waterline extraction

The figure 3.6 shows the evolution of brightness temperature for three representative points, during the experiment. In order to smooth the data and erase aberrant points, a median filter ranging on a temporal sliding window of 40 s has been applied.

The cooling of a point due to its flooding is visible as a negative shift of this brightness temperature

(a) The thermal camera Infratec VarioCAM©*hr head* (to the left) and the optical camera Nikkon D700 used for the orthorectification (to the right)

(b) The Hobo water level gauge, before its submersion

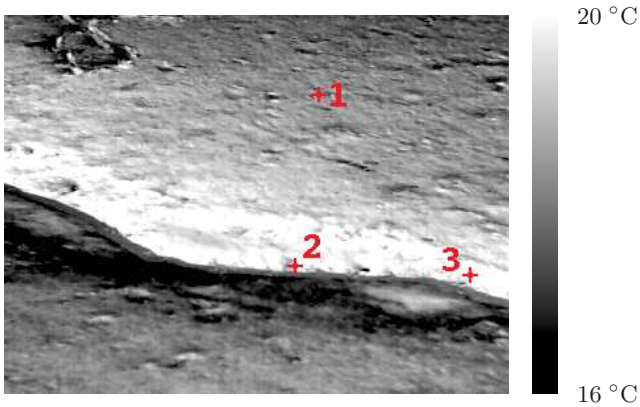
Figure 3.5: Experimental set up of the TWM

contrast of approximately 7°C. The transition mud/water coincides with the beginning of the cooling, *i.e.* the beginning of the decrease of the brightness temperature contrast.

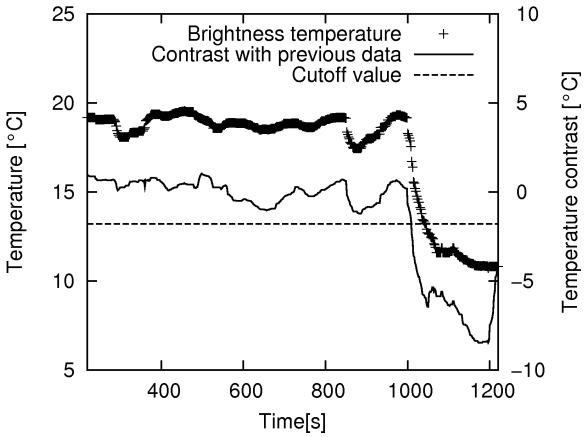
The brightness temperature of the mud varies spatially. In order to localize precisely the beginning of the cooling for each point, we computed the difference between the current temperature and the temperature 200 s before (fig. 3.6). this delaycorresponds approximately to five times the time of cooling of a point when it is submerged. We consider that the transition from mud to water takes place when this temporal contrast exceeds a cutoff value, set here at 1.8°C. The time of flooding is then converted into an absolute height by using the pressure sensor data.

The use of a cutoff value is necessary to avoid false positive detection. It creates a small delay between the actual submersion time and the recorded time (approx. 15 s), and a shift on the retrieved height (approx. 1 cm). A readjustment is carried out thanks to tie points.

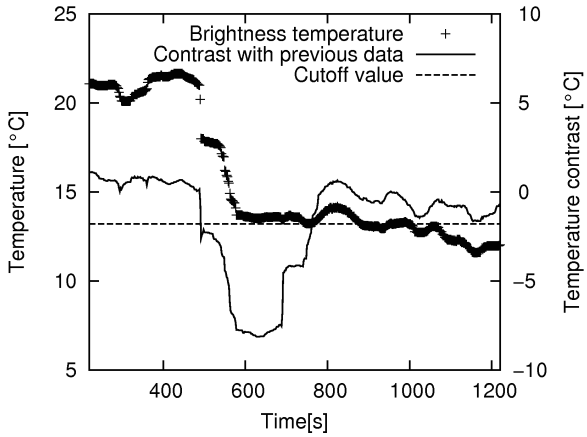
The time of flooding is then converted into an absolute height thanks to the pressure sensor.



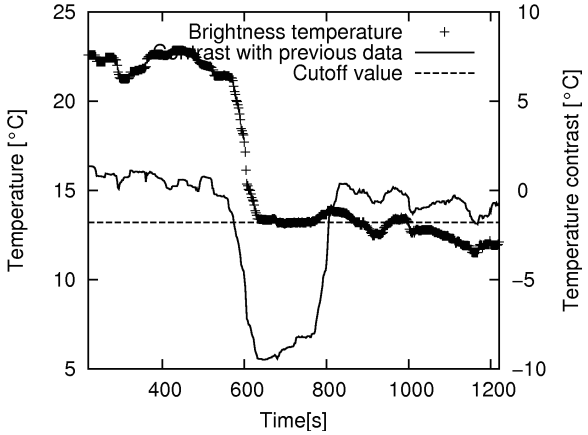
(a) Localisation of the points of this figure on the thermal infrared picture at the beginning of the experiment (low tide)



(b) Temperature evolution and time of flood determination for point 1



(c) Temperature evolution and time of flood determination for point 2 (bottom of the river)



(d) Temperature evolution and time of flood determination for point 3 (slope of the river valley)

Figure 3.6: **Evolution of the brightness temperature of three points during the experiment.** In order to determine precisely the time of flooding, each data has been compared with its value 200 s before. The point 2 exhibits an intermediate stage, due to the mixing of sea and river water.

3.3.4 Orthorectification step

To construct a georeferenced DEM, the thermal infrared images have to be interpolated on a regular and geographically registered base. Georeferencing is achieved by measuring the geographical coordinates of Ground Control Points (GCPs) on the image with a differential GPS.

In our case geometrical corrections should take into account some specific parameters. First, pictures have been shoot with an angle of 60° from nadir, producing large panoramic distortions. Then, the study area has little accessibility, so GCPs can not be distributed everywhere image. Finally, the camera has a low resolution, and the uncertainties on the location of GCPs would be magnified.

Consequently, we made this correction in two steps, *via* an optical image, shot by a Nikkon D700 sensor (fig. 3.5(a)) with a 12.87 Mpx resolution. Indeed, it is much easier to locate the ground control points on optical images. Furthermore, this optical objective has a greater field of view ($37 \times 25°$), which allows to measure ground control points further, where the soil is harder.

The first step is to superimpose thermal and optical pictures. It is quite easy since the angles of view of the two sensors are close. Most of the objects can be used as tie points since they have both a thermal and a optical signature. For example, an alga or a rock, whose color is different from the mud, has a different temperature from the mud. The root mean square error for the mozaicking is less than 0.2 pixels (*i.e.* 5 mm in this case).

The second step is the georeferencing of the optical picture. 20 tie points have been measured with a differential GPS with an horizontal accuracy of 5 cm and a vertical accuracy of 2 cm. The precise position of the camera is retrieved by using the photogrammetry equations (direct linear transformation, see Abdel-Aziz et Karara (1971); Mikhail *et al.* (2001); Goktepe et Kocaman (2010)), with an accuracy of 5 cm horizontally. The direction of the line of sight is retrieved with a 0.1°precision (Jaud, 2011). The precise geographic location of each points is then deduced from their altitude and their position on the thermal infrared image.

The DEM is then linearly interpolated on a 2 cm grid.

3.4 Results

3.4.1 DEM validation : Comparison with Terrestrial Laser Scanner (TLS)

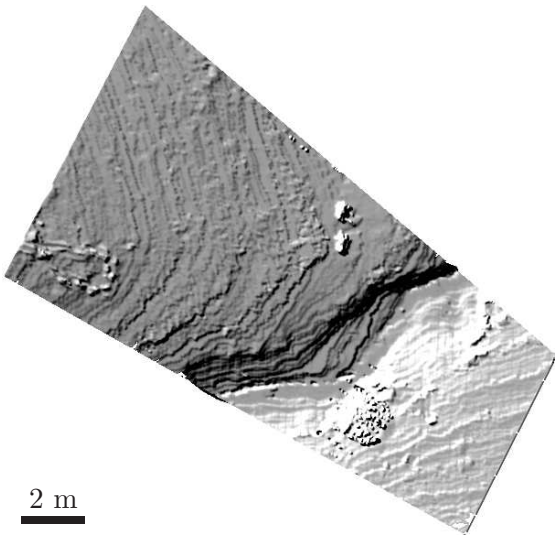
In order to validate our results, we compared our data with a DEM retrieved simultaneously by a Terrestrial Laser Scanner. The RIEGL Terrestrial Laser Scanner LMS-Z3901 (figure 3.7) computes the travel time of a near infrared (1.55 µm) pulse emitted by the sensor with an angular resolution of 0.07°. At 20 m, and with our geometric configuration, that corresponds to 2.5 cm vertically and 4 cm horizontally accuracies. The point cloud is georeferenced with 20 reflective tie points and is then interpolated in a regular grid to get a DEM.

We performed the TLS acquisition during low tide, at the very beginning of the thermal infrared survey. Both DEM are shown on figure 3.8. The shape of the river is very similar for the two acquisitions, but TWM exhibits finer details. TWM is thus adapted to the study of infra-centimetric morphologies.

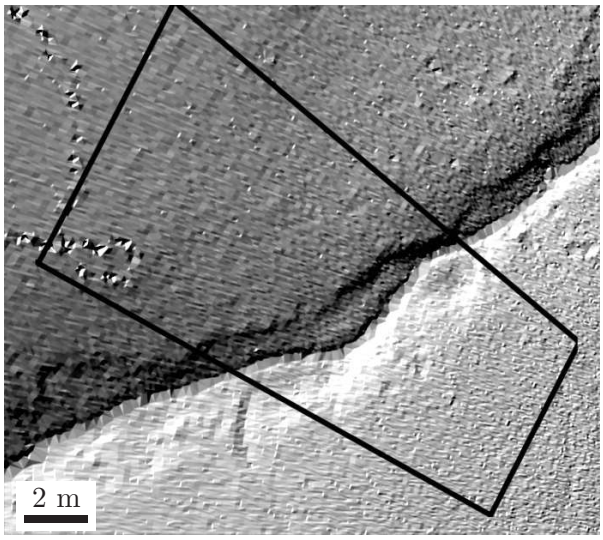
In order to compare quantitatively both DEMs, we computed the differences from the thermal acquisition to the scanner one. Figure 3.9 shows that the vertical precision of the measurements is generally better then 2 cm. However, the maximum error zone follows the riverline, which suggest that errors are mainly due to the horizontal referencing.

Indeed, because of the view angle, georeferencing is the crucial point in the DEM extraction. Little errors in the reconstruction of the camera positions leads to great uncertainties in the horizontal positioning of the pictures. Errors are greater for the TWM than for the TLS, because the TLS allows tie points in all the directions, whearas TWM requires tie points to be on the visible picture. Consequently, the horizontal precision of the thermal waterline DEM may not be better than 10 cm.

Figure 3.7: **The RIEGL Terrestrial Laser Scanner LMS-Z3901**



(a) DEM made with TWM on 20/10/2010. The little steps on the surface are artefacts due to the waves



(b) DEM made with TLS on 20/10/2010. The blackline corresponds to the footprint of the TWM-DEM

Figure 3.8: **Shaded DEMs of the Treglonou bridge beach,** achieved on 20/10/2010 by two different techniques : TLS and TWM

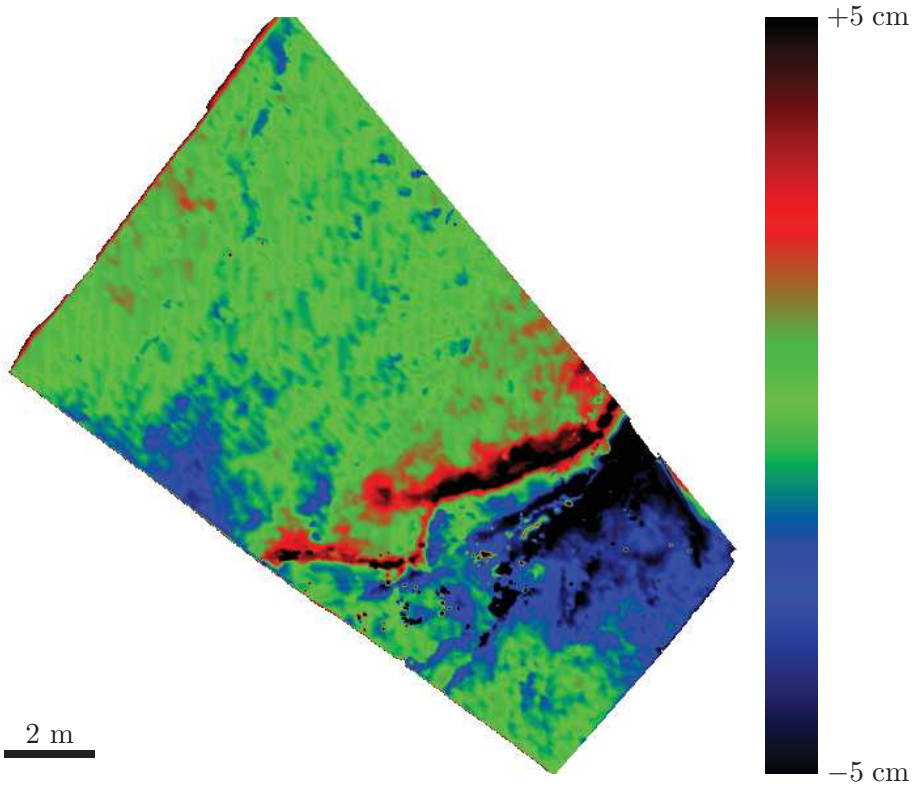
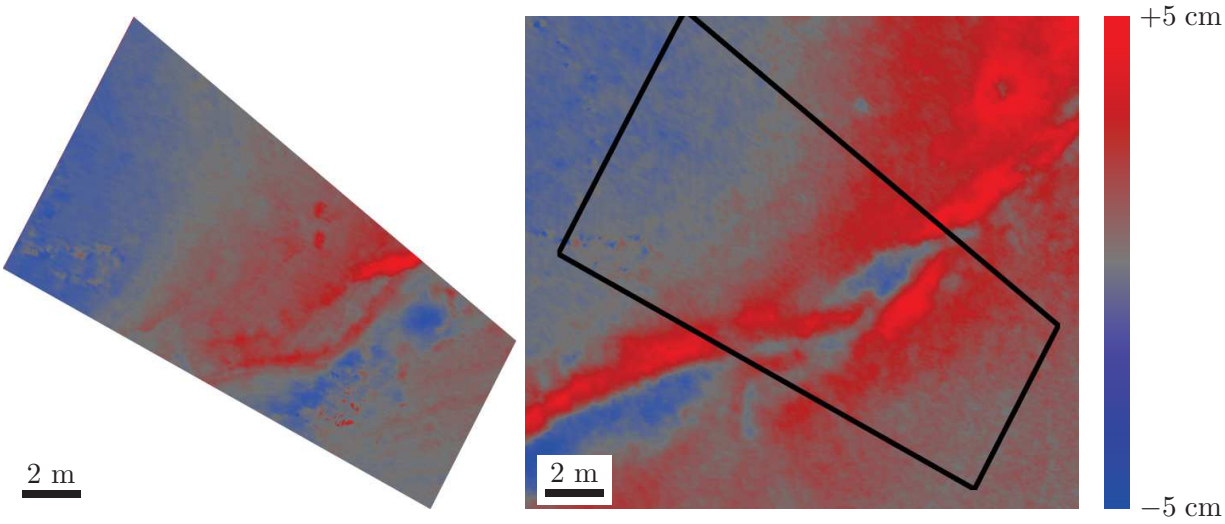


Figure 3.9: **Difference from the thermal DEM to the scanner one** on 20/10/2010. Points that are represented higher by the TWM compared to the laser scanner are represented in red.

3.4.2 Differential DEM

The thermal waterline method can be used to make sedimentary balances. Two thermal and two TLS DEM have been processed on 11/05/2010 and on 20/10/2010, with the acquisition and processing protocol described above. Differential DEMs have been computed by subtracting the 20/10/2010 DEM to the 11/05/2010 one (fig 3.10).



(a) Differential DEM made by the thermal waterline method

(b) Differential DEM made by the terrestrial laser scan

Figure 3.10: **Evolution of the shore topography** from 11/05/2010 to 20/10/2010, as seen by the thermal waterline method and terrestrial scanner laser. Sediment deposition is represented by red colors, and sediment erosion are represented by blue colors

Theses differential DEM shows a good agreement. They both show an eroded zone in the top left, and a deposition zone in the center. The river evolution pattern is also very comparable. The root mean squared difference between the two models is 2.5 cm, what is comparable to the vertical precision of the models.

3.5 Conclusion

The waterline method presented here provides very high resolution DEM. Thermal infrared allows a better detection of the shoreline than optical pictures. Consequently, shorelines can be computed with a very high frequency (2 Hz), and the continuous rise of water, due to the weakness of waves can be exploited. By recording all the rising tide (approx 6 h), the whole intertidal zone can be monitored (ranging 5.4 m in altitude in our case). Details of less than 1 cm height are easily noticeable. The spatial resolution of our method is the spatial resolution of the sensor, *i.e.* from 2 cm to a few tenth of centimeters, depending on the distance from the sensor. The horizontal resolution is an inverse function of the swath of the sensor. Compared to others methods (table 3.1), the very good vertical resolution is one of the key advantage of this method, which could be very useful in order to study the little features of the shore (table 3.2).

The use of multispectral sensor, either infrared or infrared-optical should provide additional information to distinguish between mud, rocky blocks and algae, and consequently to adapt the detection algorithm to the type of object.

One of the limitations of the ground based methods is that images have very important distortions. Due to the low angle between the line of sight and the ground, resolution is very variable on the picture. Furthermore, uncertainties on determining the position and angles of the camera are emphasized, leading to relatively high horizontal errors, compared to aerial based techniques. The other major limitation of the TWM is the precision decrease due to waves, since the tide does not rise regularly. Consequently, our method is much more adapted to sheltered areas. This clearly decrease the extent of use of TWM, compared to the traditionnal methods.

The opportunity of detecting shorelines in a very short time would allow to scan a wider area, by a plane or an UAV. However, a delay of 5 min between two images would bring the vertical resolution to 20 cm. Indeed, theoretically, there is no need of *in situ* measurements since a pseudo-orthorectification can be done, particularly with optical photographs whose photogrametric parameters are known (Holland *et al.*, 1997; James *et al.*, 2006). Tide height can be measured far from the beach. This technique has also been adapted to satellites (Ryu *et al.*, 2002, 2008), for the measurement of the multi-annual evolution of flatlands. Practically, the resolution is much better with a fixed camera. Moreover, the absolute height conversion is more accurate with a tie point, particularly for the cutoff method since it allows to quantify the shift between the computed and the real shorelines. Finally,

	Terrestrial Laser Scan	**Waterlines methods**	
		Optical	Thermal
Typical resolution of images	2 cm	2 mm	2 cm
Typical resolution of point cloud	2 cm horizontally, 1 cm vertically	15 cm horizontally, 5 cm vertically	2 cm horizontally, 0.2 cm vertically
Typical precision	5 cm horizontally, 2 cm vertically	15 cm horizontally, 5 cm vertically	10 cm horizontally, 2 cm vertically
Main advantages	– Widely usable – Quick acquisition – Good precision		– Good resolution – Cheap
Main limitations	– Not usable on wet area – Expensive		– Not usable in case of waves – Narrow field of view

Table 3.2: **Comparison of land based methods** for deriving an intertidal DEM

the orthorectification allows a 10 cm precision geolocalisation, which is comparable with the other methods (table 3.1).

As a conclusion, the use of thermal infrared brings a major improvement to the waterline method. The shoreline becomes easily detectable, even at very high resolution. This technique can provide high resolution DEMs of sheltered intertidal zones. By catching up infra-centimetric details, it allows very fine studies of the morphology, and can help to understand the short term process concerning sediment transportation of mud shores.

Post-propos

L'imagerie infrarouge thermique peut donc parfaitement s'intégrer à d'autres outils de mesure. Dans cette étude nous l'avons combiné temporellement avec un capteur de pression et spatialement avec une mesure avec un scanner laser terrestre.

L'utilisation d'images optiques permet une correction géométrique de bonne qualité. De nombreuses caméras thermiques possèdent désormais un capteur optique (voir le tableau 1.1) permettant de superposer une image visible à l'image infrarouge thermique. Toutefois, ces capteurs optiques sont généralement de faible résolution. D'autre part, la superposition n'est pas toujours exacte avec l'image thermique (il s'agit en réalité de deux capteurs distincts). Il est donc nécessaire d'effectuer un recalage des deux images. Un capteur optique indépendant de meilleure résolution permet d'améliorer considérablement la précision des corrections.

4

Effets de la rugosité sur l'évolution de la température de surface : Implications pour l'inertie thermique de Mars et des satellites de glace

Sommaire

2.1 Effets de la réflexion 34

2.1.1 Définitions 35

2.1.2 Variations spatiales de la fonction de distribution bidirectionnelle de la réflectance et de l'émissivité 37

2.1.3 Variation spectrale de l'émissivité et approximation du corps gris 40

2.1.4 Méthode pratique de prise en compte 43

2.2 Effets de l'atmosphère 43

2.2.1 Origine et caractérisation de l'absorption atmosphérique 43

2.2.2 Correction de l'opacité atmosphérique par `MODTRAN4` 45

2.2.3 Intégration spectrale de l'absorbance atmosphérique 48

2.2.4 Correction pratique de la non-transparence atmosphérique 48

2.3 Calibration externe 50

2.3.1 Dispositif expérimental 51

2.3.2 Résultats 52

Avant-propos

Dans les trois premiers chapitres de cette thèse, je me suis attaché à décrire les précautions à prendre et les corrections à effectuer pour corriger radiométriquement et géométriquement des images infrarouges thermiques. Cette série de corrections permet d'obtenir des cartes de températures superposables avec d'autres images (voir la figure 1.9), et doit être effectuée pour chaque étude infrarouge thermique.

La température mesurée est celle de la surface de la roche. Cette surface est une zone d'échange de chaleur entre la roche et l'atmosphère. La température est donc à la fois influencée par des phénomènes internes (flux de chaleur interne, stockage de la chaleur, *etc.*) et par des phénomènes externes (éclairement du soleil, effets atmosphériques, *etc.*). L'interprétation de la température de surface nécessite donc la compréhension de ces flux de chaleurs.

Le fait de se situer à l'interface de deux milieux rend la modélisation de ces flux plus complexe, et ce pour deux raisons. Premièrement, l'interface roche / atmosphère crée des couches limites, et donc de forts gradients de température dans la roche comme dans l'atmosphère. Deuxièmement, la géométrie de l'interface, et notamment l'orientation des surfaces, peut modifier la répartition des flux de chaleur.

Je me suis placé dans le cadre de l'étude des corps du système solaire, ce qui permet de s'affranchir des effets de l'atmosphère. Dans ce contexte, l'imagerie thermique infrarouge est utilisée pour calculer l'inertie thermique des roches en surface. L'inertie thermique est une mesure physique qui correspond à la capacité d'une roche à garder une température constante quand son éclairement par le soleil varie. Elle est liée aux caractéristiques physiques de la roche (granulométrie et composition chimique). Son calcul, d'après les images infrarouges satellites permet une première cartographie des surfaces planétaires.

Au premier ordre, l'évolution thermique journalière d'une surface est reproductible par un modèle unidimensionnel représentant un profil de température. Ces modèles ne tiennent pas compte explicitement de l'état de surface. Dans cette étude, en construisant un modèle bidimensionnel de la surface, je montre que l'erreur réalisée sur l'inertie thermique en négligeant la rugosité de surface peut atteindre

50%. La prise en compte de la rugosité par un facteur correctif améliore nettement l'estimation, mais ne permet pas de modéliser certains cas extrêmes, tels que l'aube, le crépuscule et les prises de vue obliques.

4.1 Introduction

La température de la surface d'une planète ou d'un astéroïde dépend au premier ordre de sa distance au soleil, de l'heure de la journée et de la nature géologique et géométrique de sa surface (Kieffer *et al.*, 1977; Palluconi et Kieffer, 1981; Turcotte et Schubert, 1982). La connaissance de cette température est un enjeu essentiel pour évaluer la stabilité en surface de certains composés chimiques (Mellon et Jakosky, 1993; Titus *et al.*, 2003; Hansen *et al.*, 2008; Saur *et al.*, 2008) ou pour construire des modèles climatiques (Forget *et al.*, 1998, 1999; Lewis *et al.*, 1999; Lunine et Atreya, 2008). Les mesures de température par télédétection se font à partir du spectre électromagnétique dans le domaine de l'infrarouge, dans des longueurs d'onde adaptées à la gamme de température du corps étudié. Par exemple, Mars dont la température de surface est en moyenne de entre 140 et 270 K émet un rayonnement autour de 13 µm, et les astéroïdes dont la température est de l'ordre de 170 K émettent autour de 17 µm.

De nombreuses sondes ont embarqué des capteurs thermiques vers les planètes et petits corps du système solaire. On peut citer par exemple, Rosetta (2008) (Coradine *et al.*, 1998, 2007) qui a survolé les astéroïdes (2867) Šteins et (21) Lutetia, et Cassini (1997) (Flasar *et al.*, 2004) survolant les satellites de Saturne. En outre, des mesures ont été réalisées sur des astéroïdes et sur les satellites des planètes gazeuses à partir de télescopes terrestres, tels que Spitzer (Lamy *et al.*, 2008). Mars a été l'objet de nombreuses missions dont quelques-unes avaient comme objectif la mesure et la cartographie des températures de surface depuis l'orbite. On peut citer les sondes Viking (1976-1980), l'instrument TES de Mars Global Surveyor (1997-2006) (Christensen *et al.*, 2001) et THEMIS de Mars Odyssey (2001). On peut noter que les données hyperspectrales des instruments Omega à bord de MEX (Mars Express) et Crism à bord de MRO (Mars Reconnaissance Orbiter) ont été utilisées pour des mesures thermiques (Bibring *et al.*, 2005; Murchie *et al.*, 2007).

Au premier ordre, la température de surface est déterminée uniquement par l'interaction du soleil avec le sol. L'intensité du chauffage dépend de l'orientation des rayons par rapport à la surface. Une

partie de la chaleur de surface est conduite dans le sol par conduction. Une autre partie est émise vers l'espace par rayonnement. En fonction de sa composition, le sol a une capacité plus ou moins importante à stocker de l'énergie durant la journée. Le paramètre décrivant cette capacité est l'inertie thermique (Kieffer *et al.*, 1977; Putzig et Mellon, 2007) qui dépend des caractéristiques physiques (conductivité thermique et capacité thermique volumique) du matériau considéré. Connaissant les paramètres d'ensoleillement, il est possible de réaliser un modèle unidimensionnel prédisant l'évolution journalière de la température de la surface soumise à un flux solaire variable pour différentes valeurs d'inertie thermique (Palluconi et Kieffer, 1981; Mellon *et al.*, 2000; Putzig *et al.*, 2005). Les données de température de surface mesurées depuis l'orbite peuvent être alors inversées pour produire des cartes d'inertie thermique renseignant sur la granulométrie et la nature physique des matériaux de surface (Lebofsky et Rieke, 1979; Putzig *et al.*, 2005; Howett *et al.*, 2010; Leyrat *et al.*, 2011). En ce qui concerne Mars, le nombre et la qualité des images thermiques ont permis une cartographie de l'inertie thermique avec une résolution spatiale de l'ordre de 100m (Edwards *et al.*, 2009).

Les modèles actuels d'inertie thermique utilisés sur Mars supposent une surface planétaire lisse, dépourvue d'hétérogénéités lithologiques et topographiques inférieures à la dimension du pixel. Or, le relief de surface peut modifier les flux d'énergie entraînant des variations locales de température de plusieurs dizaines de degrés (Danilina *et al.* (2006) et figure 1). Ceci génère des erreurs dans le calcul de l'inertie thermique (Jakosky, 1979; Hapke, 1984; Davidsson *et al.*, 2009; Lamy *et al.*, 2010). Pour prendre en compte ces phénomènes dans les modèles unidimensionnels, un facteur correctif a été proposé : le facteur de rayonnement (Lebofsky *et al.*, 1986; Lamy *et al.*, 2010), ou son équivalent, le facteur d'auto-chauffage (Hapke, 1984; Davidsson *et al.*, 2009; Leyrat *et al.*, 2011). En utilisant ce facteur correctif, Leyrat *et al.* (2011) réévaluent l'inertie thermique de l'astéroïde (2867) Šteins au double de l'estimation initiale, sans rugosité. Toutefois, la formulation unidimensionnelle ne permet pas de modéliser l'hétérogénéité spatiale infrapixellaire de température. Les erreurs générées par cette approximation n'ont jamais été étudiées, et sont l'objet de cette étude.

Je développe ici un modèle bidimensionnel radiatif et conductif pour modéliser l'évolution de la température d'une surface rugueuse et de la roche sous-jacente. J'utilise ce modèle pour valider et préciser le domaine d'utilisation des facteurs correctifs des modèles unidimensionnels en fonction de la géométrie de surface, et je précise les limites de ces modèles en terme d'échelle spatiale et d'angle d'observation. Puis, j'applique ce modèle à la surface de Mars et de petits corps du système solaire pour évaluer l'erreur réalisée en utilisant le modèle unidimensionnel.

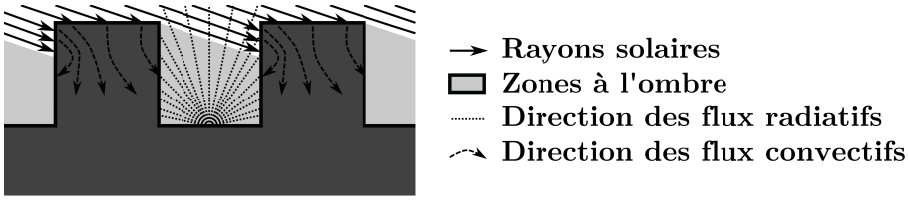


FIGURE 4.1 – **Effets de la rugosité sur les flux de chaleur** sur une rugosité synthétique en créneau. Le flux solaire (flèches pleines) est distribué de manière hétérogène sur une surface rugueuse, à cause de deux phénomènes, (1) l'ombrage, qui prive de flux solaire certaines surfaces et (2) l'hétérogénéité d'orientation des surfaces, qui fait varier spatialement le flux solaire apparent. Enfin, à l'intérieur des cavités, une partie de leur flux (traits pointillés) est capté par d'autres surfaces en regard, ce qui a pour effet de les réchauffer (phénomène d'interréflexion). La conduction a pour effet de redistribuer la chaleur aux roches voisines. Dans ce schéma, les effets de la réflexion multiple sont ignorés.

4.2 Modèles thermiques de surfaces

4.2.1 Équations constituantes du modèle 1D

L'évolution de la température de surface est contrôlée, au premier ordre, par trois processus distincts qui sont (1) le chauffage produit par le rayonnement solaire, (2) la conduction de chaleur dans la roche et (3) le rayonnement de la surface rocheuse vers l'espace. Les effets atmosphériques et les transitions de phase des éléments volatils sont négligés dans cette étude dédié aux planètes et astéroïdes avec peu ou pas d'atmosphère. Le bilan de chaleur sur la surface peut alors s'écrire :

$$\rho \cdot c \cdot \frac{\partial T}{\partial t} = \sum \varphi \tag{4.1}$$

où $\rho \cdot c$ est la capacité de chaleur volumique, T est la température, t le temps et φ le flux de chaleur associé à un processus donné (table 4.1).

Le flux surfacique de chaleur capté par la surface et provenant du soleil est de la forme :

Γ	**Inertie thermique**	[tiu] = [J.m-2.K-1.s-1/2]
ε	**Emissivité de la surface**	[sans unité]
ξ	**Facteur d'auto-chauffage**	[sans unité]
$\rho \cdot c$	**Capacité de chaleur volumique**	Fixé à 10^6 $\mathrm{W \cdot K^{-1} \cdot m^{-3}}$]
σ	**Constante de Stefan-Boltzmann**	5.67×10^{-8} $\mathrm{W \cdot m^{-2} \cdot K^{-4}}$]
φ	**Flux surfacique**	$[\mathrm{W \cdot m^{-2}}]$
A	**Albédo de Bond**	[sans unité]
C_{SL}	**Constante solaire d'une planète**	$[\mathrm{W \cdot m^{-2}}]$ (1340 sur Terre)
d	**Profondeur de pénétration**	[m]
F_{ij}	**Facteur de Sparrow**	[sans unité]
k	**Conductivité thermique**	$[\mathrm{W \cdot m^{-2} \cdot K^{-1}}]$
$\hat{s}$	**Angle d'incidence du soleil**	[rad]
t	**Temps**	[s]
T	**Température**	[K]

TABLE 4.1 – **Définition des variables utilisées dans cette étude**

$$\varphi_s = (1 - A_s) \cdot C_{SL} \cdot \cos(\hat{s}) \tag{4.2}$$

avec A, albédo de Bond, $\hat{s}$, angle d'incidence du rayonnement solaire sur la surface étudiée et C_{SL}, constante solaire du corps étudié (table 4.1). Cette constante solaire locale représente le flux d'énergie reçue par une surface unitaire perpendiculaire aux rayons solaires. Elle décroît comme l'inverse du carré de la distance au soleil.

La chaleur de surface est conduite vers l'intérieur des roches, en suivant le flux de température. Le flux conductif s'écrit :

$$\varphi_c = k \cdot \Delta T \tag{4.3}$$

où k est la conductivité thermique (table 4.1) et Δ l'opérateur laplacien.

Une partie de l'énergie des roches est radiée par leur surface vers l'espace. Dans le cas idéal d'un

corps noir, le flux surfacique de chaleur radié ne dépend que de la température de l'objet (loi de Stefan-Boltzmann). Dans la réalité, seule une certaine proportion est effectivement radiée. Cette proportion définit l'émissivité de l'objet ε et le flux radié s'écrit :

$$\varphi_r = -\varepsilon \cdot \sigma \cdot T^4 \tag{4.4}$$

avec ε, émissivité de la surface, σ constante de Stefan Boltzmann, et T température absolue de la surface (table 4.1).

Le bilan de chaleur (équation 4.1) s'écrit alors sous la forme :

$$\rho \cdot c \frac{\partial T}{\partial t} = \underbrace{(1 - A_s) \cdot C_{SL} \cdot \cos(\hat{s})}_{\text{Ensoleillement}} + \underbrace{k \cdot \Delta T}_{\text{Conduction}} - \underbrace{\varepsilon \cdot \sigma \cdot T^4}_{\text{Rayonnement}} \tag{4.5}$$

En profondeur, l'évolution de la température est due uniquement aux phénomènes de conduction : on peut la décrire par la partie conductive de l'équation 4.5 :

$$\rho \cdot c \cdot \frac{\partial T}{\partial t} = k \cdot \Delta T \tag{4.6}$$

L'inertie thermique Γ (Kieffer1976, Price1977) est un paramètre décrivant la capacité de stockage d'énergie d'une roche (fig. 4.2) :

$$\Gamma = \sqrt{k \cdot \rho \cdot c} \tag{4.7}$$

Ce paramètre dépend de la capacité de chaleur volumique $\rho \cdot c$ et de la conductivité thermique k de la roche. La capacité de chaleur volumique des roches a une faible variabilité dans la nature (Putzig, 2006). Elle est généralement fixée à $10^6\ \mathrm{J \cdot m^{-3} \cdot K^{-1}}$ dans les travaux concernant l'inertie thermique (Putzig *et al.*, 2005). La conductivité thermique des matériaux rocheux varie de plusieurs ordres de grandeurs selon la granulométrie, la compacité et la nature de la roche. L'inertie thermique d'un assemblage de grains peu consolidés est plus faible que celle d'une roche cimentée. L'unité de l'inertie thermique est abrégée en tiu pour « thermal inertia unit » ($1\ \mathrm{tiu} = 1\ \mathrm{J \cdot m^{-2} \cdot K^{-1} \cdot s^{-1/2}}$).

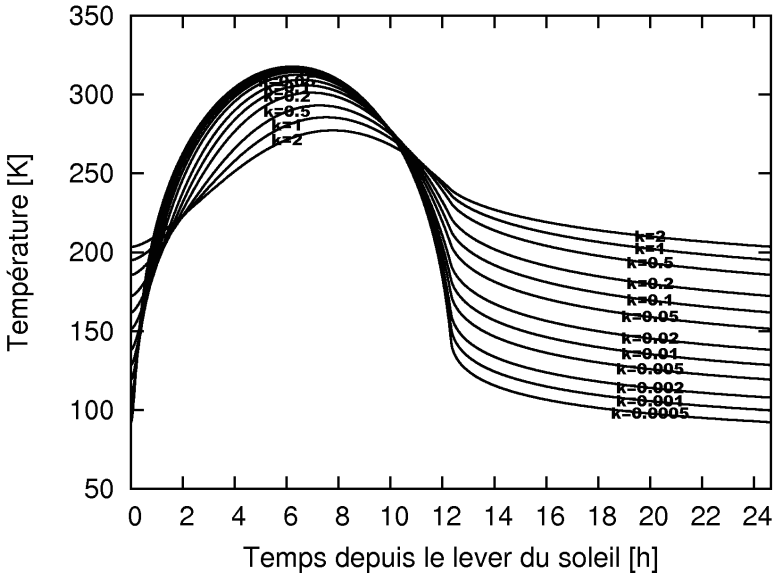


FIGURE 4.2 – **Évolution de la température de surface sur Mars en fonction de la conductivité thermique k (Putzig *et al.*, 2005).** La surface se réchauffe au cours de la matinée pour atteindre une température maximale juste après le passage du soleil à son apogée. La surface se refroidit rapidement dans un premier temps (flux radiatif élevé) puis plus lentement. Les surfaces de faible inertie thermique présentent une forte amplitude thermique. Elles ont une température plus élevée le jour que les surfaces de forte inertie thermique. La nuit, leur température décroît plus rapidement pour atteindre une température plus faible (Kieffer *et al.*, 1976; Mellon *et al.*, 2000; Putzig *et al.*, 2005).

4.2.2 Effet de la rugosité de surface

La rugosité est utilisée pour décrire statistiquement le relief d'une surface. Elle est définie comme étant l'ensemble des variations topographiques de taille inférieure à celle d'un pixel. Dans le cas des reliefs complexes, la rugosité peut être définie de 3 manières différentes (Shepard et Campbell, 1998) : (1) par la pente locale moyenne, (2) par l'écart type de l'altitude, ou (3) par l'écart d'altitude moyen entre deux points. Shepard et Campbell (1998) montrent que ces différents paramètres sont très dépendants de l'échelle d'observation. Dans ce qui suit, la rugosité sera caractérisée par sa pente moyenne. Cette valeur, directement liée aux propriétés photométriques de la surface, est calculée sur les surfaces planétaires en fonction de la manière dont celles-ci réfléchissent les rayons solaires (Hapke, 1984; Verbiscer et Veverka, 1992; Keller *et al.*, 2010).

La rugosité de surface crée de nouveaux phénomènes modifiant les flux d'énergie entrant et sortant : les phénomènes d'ombrages et d'interréflexion (fig. 4.1). Pour corriger statistiquement ces effets dans un modèle uni-directionnel, Lagerros (1997) a introduit le facteur d'auto-chauffage ξ, correspondant à la proportion de flux émis par une surface qui est dirigée vers un autre point de cette même surface ($0 < \xi \leq 1$). Ce facteur dépend du rapport entre la surface réelle S_r et son emprise au sol considérée comme lisse S_l :

$$\xi = 1 - \frac{S_l}{S_r} \tag{4.8}$$

Ce facteur peut être relié à la pente moyenne, mesurée sur certains corps (Hapke, 1984; Verbiscer et Veverka, 1992; Keller *et al.*, 2010) (figure 4.3). Il est donc une fonction de la rugosité.

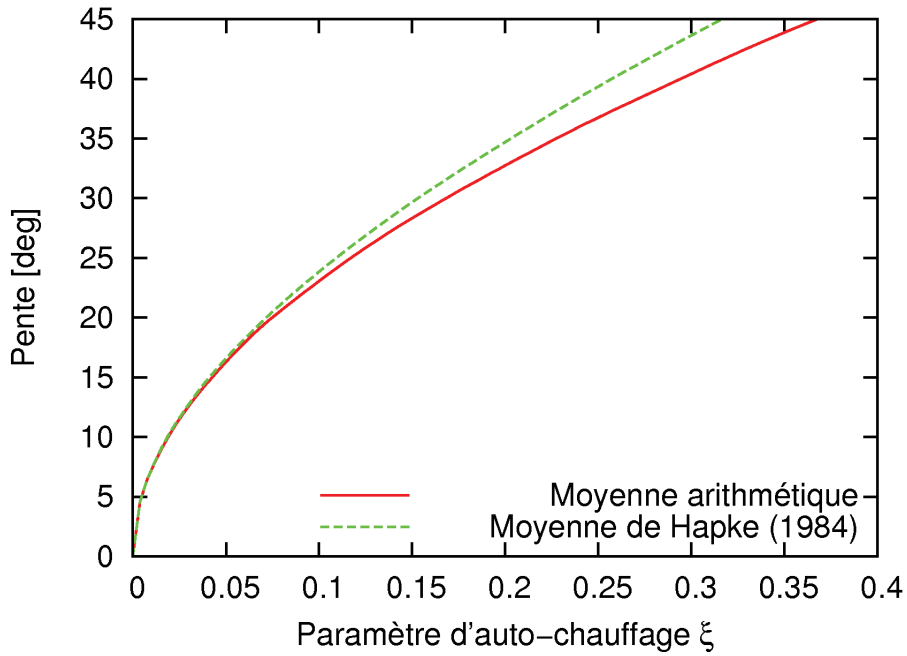


FIGURE 4.3 – **Relation entre le paramètre d'auto-chauffage et la pente moyenne** dans le cas d'un relief sinusoïdal. La pente moyenne d'Hapke est définie comme l'arctangente de la moyenne des tangentes. Pour des faibles pentes, le paramètre d'auto-chauffage reste proche de 0, puis il augmente avec la pente moyenne.

En tenant compte du facteur d'auto-chauffage, l'équation de la chaleur à la surface (4.5) devient (Appendice 4.A) :

$$\rho \cdot c \cdot \frac{\partial T}{\partial t} = \underbrace{\frac{(1-\xi)\cdot(1-A)}{1-\xi\cdot A}\cdot C_{SL}\cdot\cos(\hat{s})}_{\text{Ensoleillement}} + \underbrace{k\cdot\Delta T}_{\text{Conduction}} - \underbrace{\frac{\varepsilon\cdot(1-\xi)}{1-\xi\cdot(1-\varepsilon)}\cdot\sigma\cdot T^4}_{\text{Rayonnement}} \tag{4.9}$$

Une surface rugueuse aura donc une émissivité apparente plus faible qu'une surface lisse de même nature. Pour une inertie thermique donnée, la rugosité a donc pour effet de réduire l'amplitude thermique enregistrée sur une journée. Ainsi, en négligeant les effets de la rugosité, l'inertie thermique calculée est sur-estimée.

Cependant, ce modèle a trois limitations principales. Premièrement, la valeur du facteur d'auto-chauffage dépend de l'échelle d'observation. Plus la rugosité sera décrite à haute résolution, plus la surface réelle calculée S_r sera importante par rapport à la surface lisse S_l et donc plus le facteur d'auto-chauffage sera fort. Deuxièmement, ce modèle étant unidimensionnel, il ne tient pas compte des hétérogénéités horizontales de température du sol, ce qui produit des flux de chaleur à composante horizontale par conduction et radiation (figure 4.1). Enfin, ce modèle ne peut pas non plus prendre en compte l'hétérogénéité latérale de conductivité du sol.

4.2.3 Effets bidimensionnels de la rugosité

Un programme aux éléments finis a été construit à partir de la bibliothèque `FreeFem++` (Hecht, 2010) afin de mesurer les effets des transferts horizontaux de chaleur sur la réponse thermique d'une surface rugueuse et la réponse d'une caméra thermique en fonction de son angle de visée. Ce programme modélise les transferts de chaleur au travers d'une surface rocheuse complexe en tenant compte des effets d'ensoleillement, de transferts de chaleur par conduction et des effets du rayonnement de la surface rugueuse. Les équations utilisées sont décrites plus haut (eq 4.1 à 4.4) et utilisées dans un espace à deux dimensions. Des calculs d'inter-réflexions (Sparrow, 1963) sont ajoutés aux calculs physiques pour évaluer les zones recevant de l'énergie de la part des surfaces adjacentes.

Le programme reçoit en entrée une coupe topographique, les paramètres physiques de la roche et les paramètres d'ensoleillement de la surface. La surface est discrétisée par des mailles de taille au

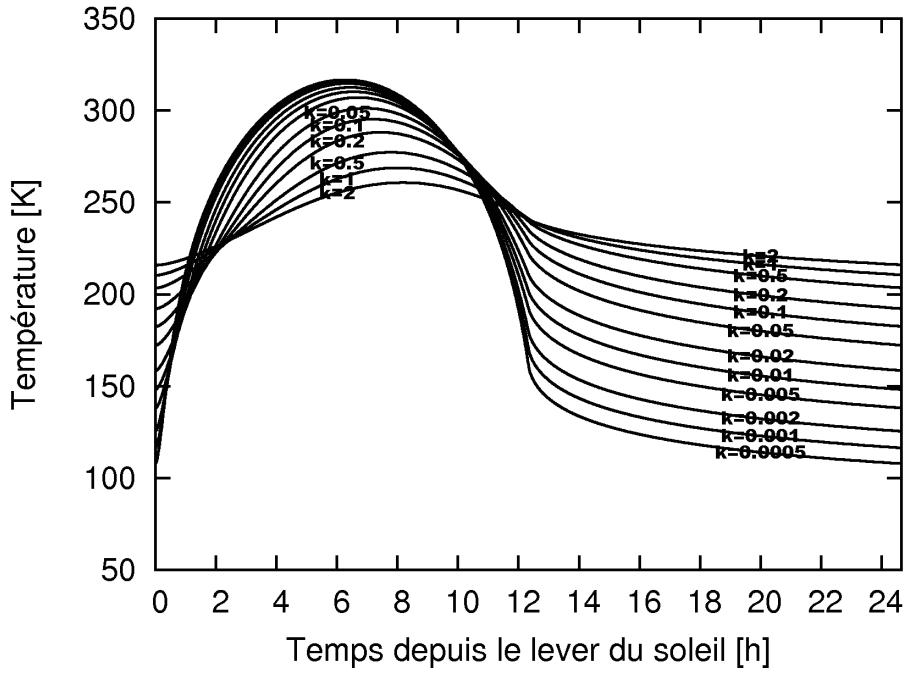


FIGURE 4.4 – **Évolution de la température de surface sur Mars en fonction de la conductivité thermique k pour un facteur d'auto-chauffage $\xi = 0.5$ et les mêmes paramètres que la figure 4.2.** On note une amplitude thermique plus faible pour une inertie thermique donnée. L'estimation de la rugosité amène une réévaluation de l'inertie thermique des surfaces. Par exemple, une température de 150 K en fin de nuit impliquera une conductivité thermique de 0.01 $\mathrm{W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}}$ (soit une inertie thermique de 100 tiu), alors qu'en négligeant les effets de la rugosité, la conductivité thermique serait estimée à 0.05 $\mathrm{W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}}$ (soit une inertie thermique de 223 tiu) : négliger la rugosité revient donc à surévaluer l'inertie thermique.

moins vingt fois inférieures à la rugosité. Des conditions aux limites périodiques sont appliquées aux extrémités latérales du système. L'épaisseur du modèle est grande vis-à-vis de l'échelle des transferts de chaleur par conduction, et aucun flux géothermique n'est appliqué en base du modèle. La température reste donc constante en bas de la boite.

Le modèle est discrétisé également dans le temps avec un pas de 2.5 s. A chaque pas de temps, l'angle d'incidence solaire est calculé en fonction des éphémérides solaires pour le corps envisagé. La quantité d'énergie absorbée par chaque élément de surface est ensuite calculée en tenant compte de l'albédo, de l'angle d'incidence local, des possibles ombrages et des réflexions multiples du flux solaire et du flux radié pour la surface. Dans un troisième temps, la variation de température interne est

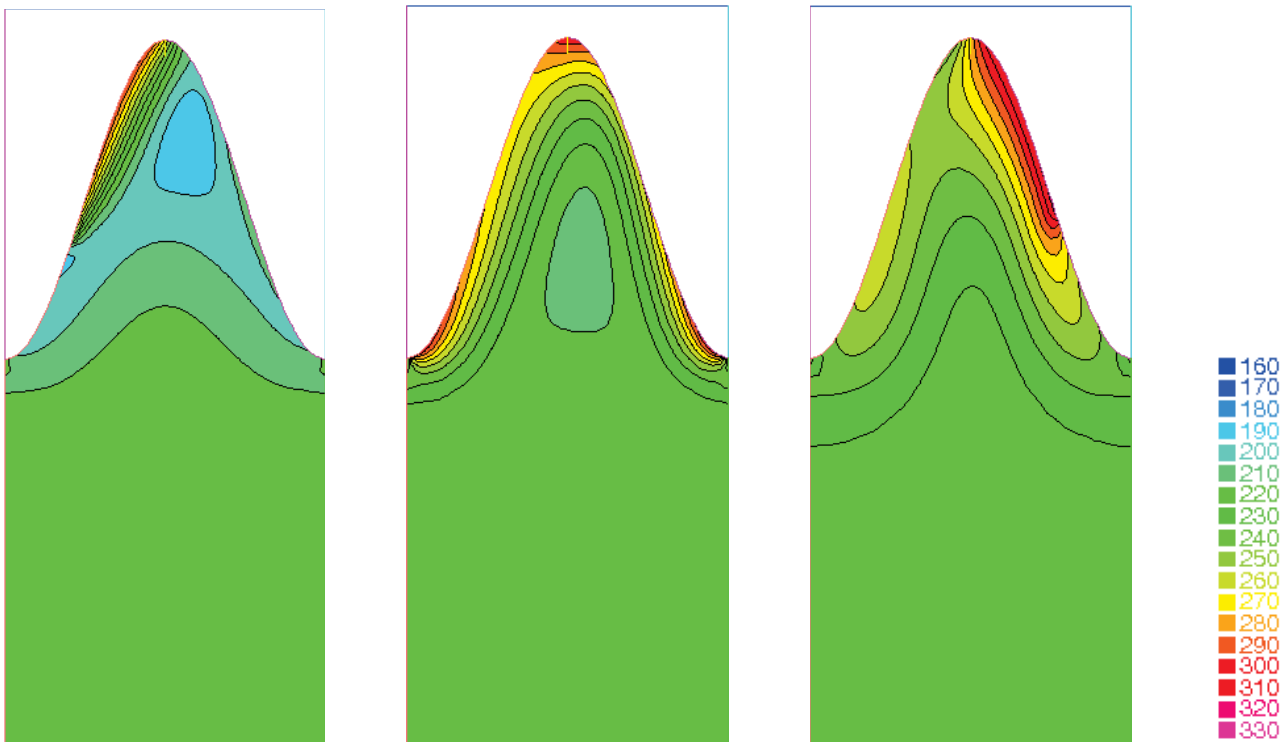
calculée à partir de l'équation de conduction de la chaleur. Finalement, la quantité d'énergie radiée vers l'espace est calculée à partir de la loi de Stefan-Boltzmann (équation 4.4). Le calcul est initialisé sur 10 cycles solaires afin d'obtenir un régime cyclique indépendant des conditions de température initiale.

Au final, le bilan thermique s'écrit :

$$\rho \cdot c \cdot \frac{\partial T}{\partial t} = \underbrace{\gamma \cdot (1 - A_s) \cdot C_{SL} \cdot \cos(\hat{s})}_{\text{Ensoleillement}} + \underbrace{\sum_{n=1}^{+\infty} S_n}_{\substack{\text{Réflexions multiples} \\ \text{voir appendice 4.B}}} + \underbrace{k \cdot \Delta T}_{\text{Conduction}} - \underbrace{\varepsilon \cdot \sigma \cdot T^4}_{\text{Rayonnement}} + \underbrace{\sum_{n=1}^{+\infty} R_n}_{\substack{\text{Interréflexions} \\ \text{voir appendice 4.B}}} \quad (4.10)$$

Dans cette équation, γ vaut 0 si la surface est à l'ombre, 1 sinon, et $\hat{s}$ est l'angle de la direction du soleil par rapport à la normale de la surface locale. S_n et R_n représentent les réflexions multiples du flux solaire et du flux radié (voir Appendice 4.B) La réponse d'une caméra thermique dont la résolution spatiale couvre au moins 10 longueurs de rugosité est enfin calculée à partir de la distribution des températures de surface et de l'équation de Stefan-Boltzmann.

Un exemple de modélisation de l'évolution thermique d'une surface rugueuse est représentée sur la figure 4.5.



(a) Etat thermique en milieu de matinée (9h). Seule la partie située en haut à gauche est éclairée par les rayons du soleil et se réchauffe. En face, l'interréflexion amène un léger réchauffement de la partie droite

(b) Etat thermique à midi. Le maximum d'ensoleillement est situé sur les zones horizontales (sommet et creux des bosses). On note la présence d'une zone froide au milieu de la bosse.

(c) Etat thermique en milieu d'après-midi (16h). L'hétérogénéité de température est plus faible que le matin.

FIGURE 4.5 – **Exemple de simulation de la température en conditions martiennes** avec une conductivité thermique de 0.1 $\mathrm{W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}}$. La surface est constituée d'un champ de rides de 0.31 m de large et 0.31 m de haut. On note un chauffage important de la partie exposée au soleil (la partie gauche de la ride). Pour la partie située à l'ombre, on note un refroidissement en haut (effet d'ombrage) et un réchauffement sur la partie basse dû aux inter-réflexions.

4.3 Résultats

Une série d'expériences numériques a été conduite en utilisant des rugosités de formes sinusoïdales dont les paramètres sont la longueur d'onde et l'amplitude. Cette topographie idéale permet de com-

prendre l'influence des différents paramètres physiques du modèle sur la distribution de température. Cette étude compare les trois modèles décrits plus haut (voir table 4.2).

Modèle	Equation de base	Dimensions	Prise en compte de la rugosité	Références
1D lisse	(4.5)	1D	Non	Kieffer *et al.* (1977); Mellon *et al.* (2000); Putzig *et al.* (2005)
1D avec auto-chauffage	(4.9)	1D	Statistique	Hapke (1984); Lagerros (1997); Davidsson *et al.* (2009)
2D	(4.10)	2D	Explicite	Cette étude

TABLE 4.2 – **Comparaison des caractéristiques des 3 modèles étudiés dans cette étude**

4.3.1 Influence de l'échelle de la rugosité

Shepard et Campbell (1998) montrent que la valeur de la pente moyenne dépend de l'échelle d'observation. Cette notion d'échelle n'est pas prise en compte par le paramètre d'auto-chauffage. Il est donc essentiel de préciser à quelle échelle doit être calculée la pente moyenne.

Dans cette première expérience, je considère des rides sinusoïdales de hauteur égale à leur longueur d'onde. Je fais varier la taille de cette ride en gardant cette proportion constante (figure 4.6).

La figure 4.6 montre une relation entre la taille de la rugosité et son effet sur l'évolution de température mesurée par une caméra au nadir. Les rugosités de petite taille n'ont pas d'influence. Le modèle se comporte comme une surface lisse. Les rugosités de grande taille suivent le comportement prédit par les modèles d'auto-chauffage.

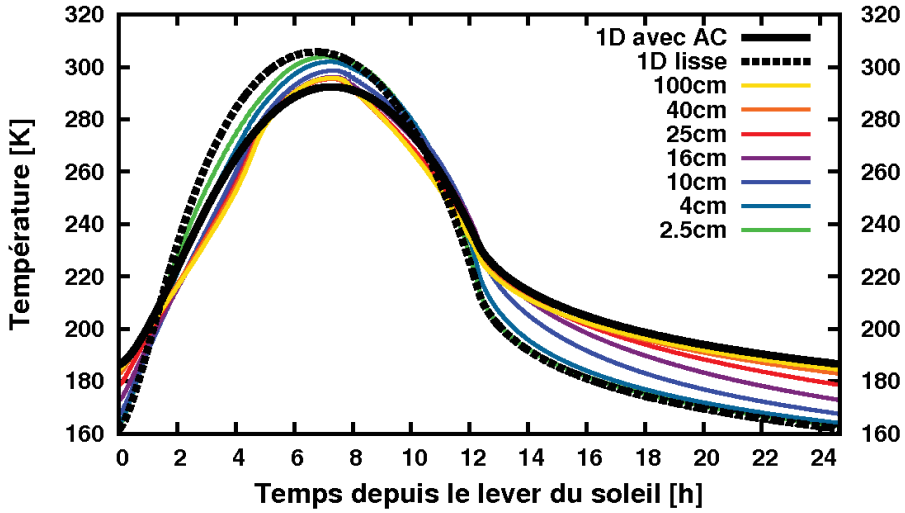


FIGURE 4.6 – **Evolution de la température moyenne vue par une caméra thermique au nadir**, durant une journée martienne à l'équateur, pour différents reliefs (AC = auto-chauffage). Le relief est constitué de sinusoïdes de largeur et de hauteur identique. La conductivité thermique est fixée à 0.1 $\mathrm{W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}}$, l'émissivité à 1 et l'albédo à 0. On note que les effets de la rugosité se font ressentir dès que la longueur caractéristique de la rugosité dépasse 10 cm. Au-dessus de 25 cm, les courbes suivent une évolution proche : les effets de la conduction deviennent très limités. La distance caractéristique telle que calculée par la formule 4.11 est égale à 5 cm.

Pour caractériser l'échelle de la rugosité à laquelle se fait la transition de régime, j'utilise la distance caractéristique définie par Turcotte et Schubert (1982) :

$$d = \sqrt{\frac{T \cdot k}{\pi \cdot \rho \cdot c}} \tag{4.11}$$

Cette distance est la distance d'amortissement d'une onde thermique sinusoïdale appliquée à un semi-espace conductif, et est appelée profondeur de pénétration. La figure 4.7 montre la température de fin de nuit perçue par une caméra au nadir en fonction de la hauteur des rides, exprimée en fonction de la profondeur de pénétration d. Pour les petites tailles de rugosité (inférieures à d), la température de fin de nuit est faible. La rugosité n'a pas d'effet notable. Cela est dû au fait que la conduction a tendance à moyenner les températures de surface, et donc à limiter les effets de la rugosité. Pour les rugosités de grande tailles (supérieures à $10d$), la température de fin de nuit est plus importante et

tend vers une valeur limite, décrite par le modèle 1D avec auto-chauffage. Les transferts de chaleur horizontaux sont faibles et ne permettent pas la redistribution horizontale de la chaleur. C'est le cas extrême considéré par le modèle d'auto-chauffage. La transition entre les deux régimes (lisse à complètement rugueux) se fait à des tailles de rugosité comprises entre d et $10d$ (figure 4.7).

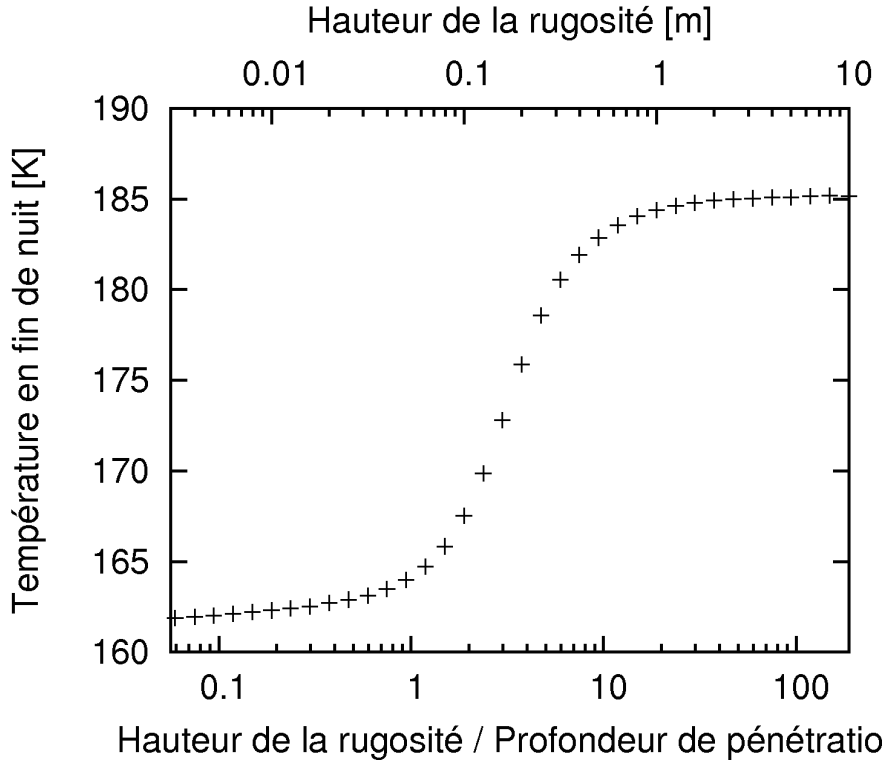
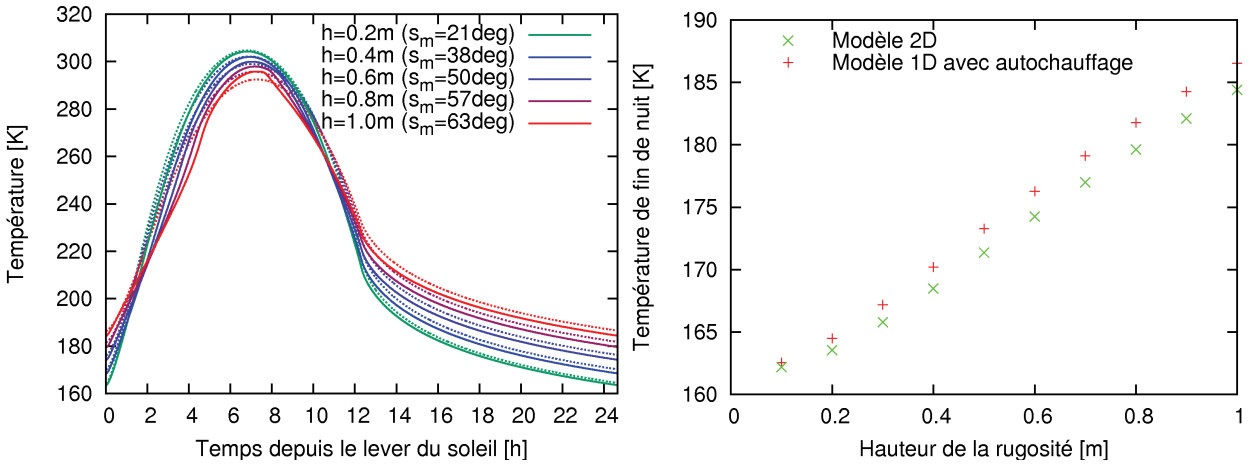


FIGURE 4.7 – **Température de fin de nuit en fonction de la taille de la topographie** dans le cas d'une simulation martienne ($k = 0.1\mathrm{W}\cdot\mathrm{m}^{-1}\cdot\mathrm{K}^{-1}$). Pour les petites tailles, la température à la fin de la nuit est faible et correspond à la température de fin de nuit pour un relief plat. Pour les grandes tailles, la température est plus élevée. La transition se produit entre 1 et 10 profondeurs de pénétration.

4.3.2 Effet de l'amplitude de la rugosité : comparaison du modèle d'auto-chauffage et du modèle bi-dimensionnel

Pour les rugosités de grande taille, le modèle 1D avec auto-chauffage et le modèle 2D devraient donner des résultats semblables. Pour quantifier les incertitudes du modèle 1D avec auto-chauffage, je l'ai comparé avec le modèle 2D (équation 4.10, pour une rugosité de grande taille (20 fois la longueur caractéristique) et une hauteur variable (figure 4.8). Plus la hauteur est importante, plus la pente moyenne est forte, ce qui a pour effet d'augmenter le facteur d'auto-chauffage.



(a) Évolution de la température journalière pour différentes valeurs de pente moyenne, d'après le modèle 1D « auto-chauffage » (en pointillés) et par le modèle 2D (en traits pleins).

(b) Comparaison de la température de fin de nuit pour différentes valeurs de pentes, modélisées par le modèle 1D « auto-chauffage » et par le modèle 2D. La différence entre les deux modèles augmente avec la pente moyenne, et atteint pour les fortes pentes 2 K, ce qui correspond à une différence d'inertie thermique estimée de 20%.

FIGURE 4.8 – **Comparaison du modèle 1D « auto-chauffage » et du modèle 2D** dans le cas d'un relief sinusoïdal avec des paramètres martiens. Les deux modèles montrent des courbes relativement proches. Toutefois, le modèle 2D montre un chauffage retardé par rapport au modèle 1D « auto-chauffage »

Les températures de fin de nuit modélisées sont assez proches entre les deux modèles, ce qui montre que pour les grandes échelles, la conduction latérale est négligeable.

Durant la matinée, le modèle 2D montre un retard dans le chauffage d'autant plus prononcé que le relief est important. Ceci est dû au fait qu'en début de journée le chauffage est localisé sur les crêtes du relief, qui ne représentent qu'une faible proportion de la surface vue par la caméra. De même, l'après midi, le modèle 2D montre que le refroidissement se fait plus vite que dans le modèle 1D.

En outre, on note une surestimation systématique de la température par le modèle 1D avec auto-chauffage. Une surface de température hétérogène est traversée par un flux de chaleur plus important qu'une surface homogène équivalente.

4.3.3 Influence de l'inertie thermique

Les valeurs d'inertie thermique calculées pour les planètes ou satellites silicatés ou glacés (Mellon *et al.*, 2000; Howett *et al.*, 2010; Leyrat *et al.*, 2011) sont très variables. Dans la figure 4.9, l'anomalie de température générée par la rugosité est représentée pour différentes valeurs de la conductivité thermique. Pour chaque valeur de l'inertie thermique, j'ai utilisé trois topographies de tailles différentes : (1) inférieure à la profondeur de pénétration d, (2) comprise entre 1 et 10 fois la profondeur de pénétration (3) supérieure à 10 fois la profondeur de pénétration. Puis, je compare ces résultats au résultat donné par le modèle 1D auto-chauffage.

L'erreur réalisée en prenant en compte les températures en journée, et en particulier au lever et au coucher du soleil est beaucoup plus importante qu'en prenant en compte les températures nocturnes. Pour des rugosités de petite taille, on note que la température de fin de nuit est légèrement surestimée par le modèle lisse, mais avec une erreur inférieure à 5%. Pour les grandes longueurs d'onde, le modèle avec auto-chauffage surestime la correction à effectuer pour corriger de la rugosité : l'anomalie de conductivité thermique calculée par ce modèle est comprise entre 40 et 50% alors que le modèle 2D donne une anomalie de conductivité thermique comprise entre 30 et 40%. Enfin, on voit que le comportement des rugosités de tailles intermédiaires se rapproche du comportement « lisse » au fur et à mesure de la nuit.

4.3.4 Influence des réflexions multiples

Dans la figure 4.10, les 3 modèles ont été comparée dans le cas d'un corps noir (albédo nul et émissivité de 1), et dans le cas d'un corps non idéal (corps gris d'albédo $A = 0.2$ et émissivité de $\varepsilon = 0.8$).

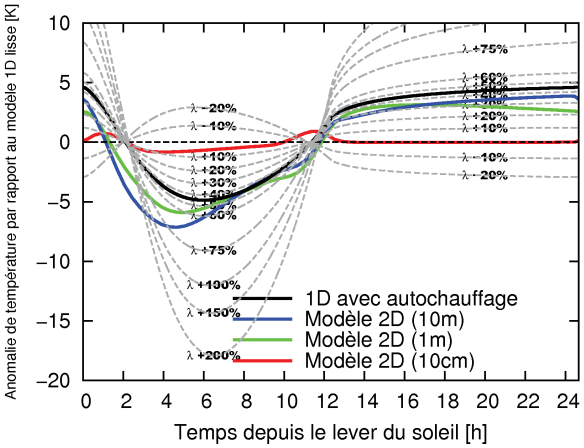
L'augmentation de l'albédo et la diminution de l'émissivité entraînent une décroissance de l'amplitude thermique (ici de 10%). En effet, une plus faible quantité d'énergie est stockée par les corps à albédo non nul par rapport au corps noirs.

En outre, si l'émissivité et l'albédo ne sont pas nuls, des réflexions multiples apparaissent (voir Appendice 4.B), ce qui a pour effet d'homogénéiser la température de surface. Ainsi, le modèle 2D se rapproche du modèle 1D lisse.

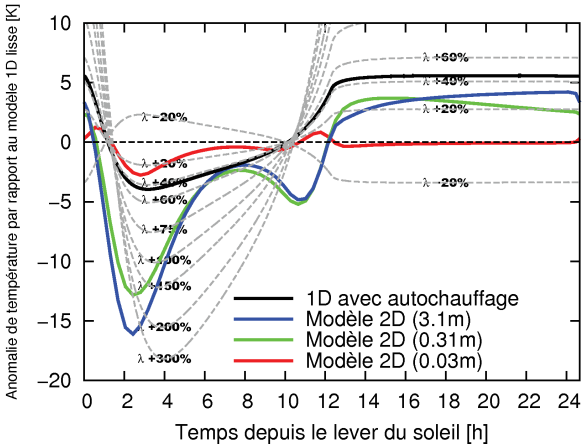
4.3.5 Influence de l'orientation de la caméra

Lors d'une acquisition de données par une caméra installée, le capteur n'est pas toujours situé à la verticale du point observé. Ceci est particulièrement vrai pour les corps lointains, pour lesquels un simple survol est généralement effectué (Leyrat2011). La figure 12 représente la température d'un relief rugueux sinusoïdal de 1m de haut et 1m de période à différentes heures de la journée, en fonction de l'orientation de la caméra, pour une inertie thermique de 316 tiu. La figure 12 montre que la température mesurée pour une même surface est dépendante de l'angle d'observation. A minuit, la température observée n'est constante que pour des angles d'observation inférieurs à 25°par rapport au nadir. La température mesurée décroît rapidement au-delà de ces valeurs (25°C pour un angle d'observation de 80°). La nuit, les zones de température maximale sont situées dans les creux des rugosités chauffés par inter-réflexion. L'augmentation de l'angle d'observation diminue la visibilité des zone chaudes et donc entraîne une décroissance de la température apparente. Le soir, la température apparente sera croissante depuis des angles d'observation vers l'Ouest vers des angles d'observation vers l'Est. En fin de journée, ce sont les sommets des rugosités faisant face au soleil qui présentent les températures les plus élevées. La différence de température apparente atteint 25°dans les conditions de l'expérience. A midi, le maximum de température apparente est enregistré pour un angle d'observation de 20°vers l'Ouest. Les temparatures apparentes décroissent de part et d'autre de ce maximum pour

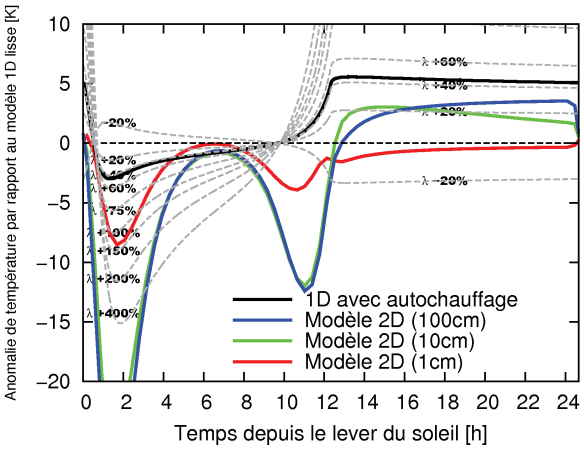
réaugmenter pour les forts angles d'observation. Ces variations s'expliquent par la répartition des températures sur les rugosités (fig 4.5).



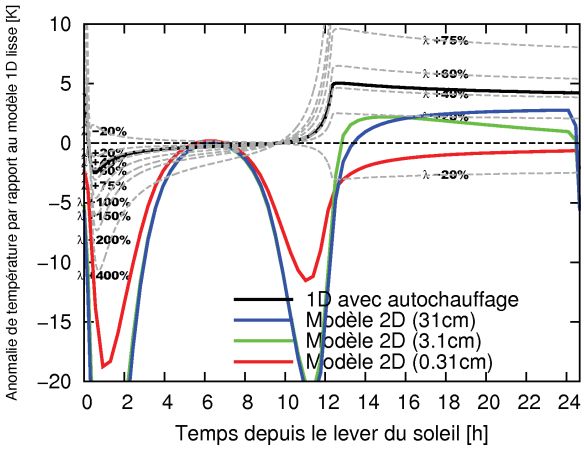
(a) Anomalie de température créée par une rugosité par rapport au modèle lisse pour une inertie thermique de 1000 tiu ($k = 1\ \mathrm{W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}}$)



(b) Anomalie de température créée par une rugosité par rapport au modèle lisse pour une inertie thermique de 316 tiu ($k = 0.1\ \mathrm{W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}}$)



(c) Anomalie de température créée par une rugosité par rapport au modèle lisse pour une inertie thermique de 100 tiu ($k = 0.01\ \mathrm{W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}}$)



(d) Anomalie de température créée par une rugosité par rapport au modèle lisse pour une inertie thermique de 31.6 tiu ($k = 0.001\ \mathrm{W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}}$)

FIGURE 4.9 – **Anomalie de température créée par une rugosité sinusoïdale de 30° de pente moyenne par rapport à un modèle lisse de même inertie thermique.** Les courbes représentées correspondent à des valeurs de 0.6, 6 et 60 fois la distance caractéristique d définie dans l'équation 4.11. Les lignes en pointillés correspondent à des modèles plats de conductivités thermiques différentes. En considérant les températures nocturnes, on observe que l'anomalie modélisée par le modèle d'auto-chauffage est systématiquement surestimée. On note en outre que l'erreur est particulièrement importante pendant la journée, et particulièrement juste après le lever du soleil et au moment du coucher du soleil.

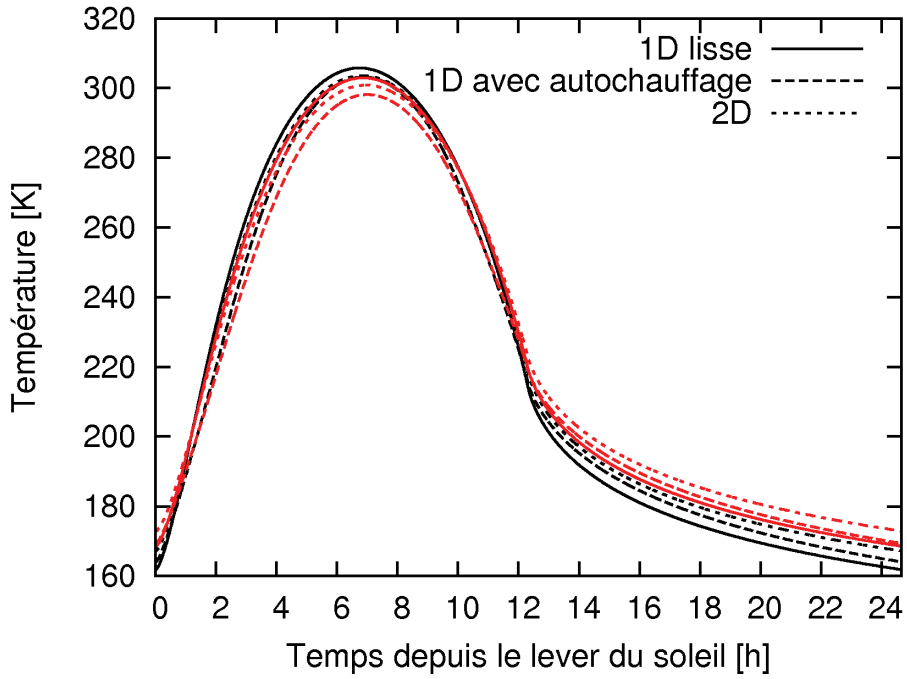


FIGURE 4.10 – **Variation de la température dans le cas d'un relief sinusoïdal** de 30° de pente moyenne, de période 0.31 m et de conductivité 0.1 $\mathrm{W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}}$ En rouge, les simulations sont réalisées avec une émissivité de 0.8 et un albédo de 0.2.

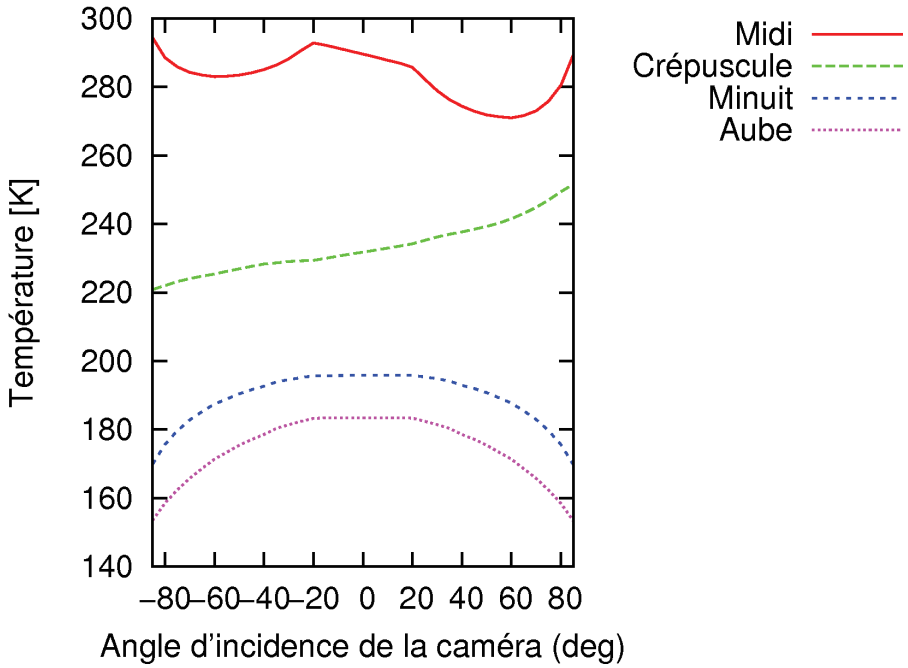


FIGURE 4.11 – **Variation de la mesure de température en fonction de l'angle d'observation,** dans le cas d'un relief sinusoïdal. Au coucher du soleil, la courbe montre une nette tendance : la caméra indiquera une température supérieure si elle est dirigée vers une surface qui a été éclairée l'après-midi. La nuit, la température est plus forte pour les caméras proches de la verticale : en effet, les caméras obliques n'imagent pas les zones profondes, qui gardent mieux la chaleur à cause des phénomènes d'interréflexion.

4.4 Discussion

Les estimations de l'inertie thermique de la surface des planètes et satellites sont effectuées généralement en négligeant la rugosité de surface ou en utilisant le facteur correctif d'auto-chauffage (Davidsson *et al.*, 2009; Leyrat *et al.*, 2011). Le modèle bidimensionnel présenté ici montre que la rugosité peut entraîner des erreurs dans la reconstitution de l'inertie thermique. Ces erreurs sont liées à la répartition hétérogène des températures en surface et à l'orientation du capteur par rapport à ces hétérogénéités. Je discute ici de la mesure de l'inertie thermique de la surface des astéroïdes. Celle-ci permet de décrire les caratéristiques physiques de la surface (*e.g.* Jones *et al.* (1990); Harris et Davies (1999); Delbó *et al.* (2003)), et de quantifier l'effet Yarkovsky (*e.g.* Rubincam (1995); Delbo *et al.* (2007); Delbo et Tanga (2009)). J'étudie également l'exemple de la surface martienne dont les images très haute résolution acquises depuis l'espace ou depuis le sol (Basilevsky *et al.*, 1999; Squyres *et al.*, 2004) montrent qu'elle peut être affectée par des rugosités à différentes échelles.

4.4.1 Cas des astéroïdes

L'étude des petits corps du système solaire, dont les astéroïdes, peut être réalisée par des sondes spatiales. Or, les plans de missions ne permettent généralement qu'un seul survol de ces corps. De plus, le temps de survol d'une sonde est faible par rapport à la durée de révolution du corps étudié. La surface sera donc imagée sans qu'il soit possible de décider de l'heure locale du survol. Certaines surfaces sont imagées alors qu'elles sont exposées au soleil, tandis que d'autres sont à l'ombre. Or, certaines heures sont particulièrement défavorables au calcul de l'inertie thermique. Dans cette partie, nous prenons l'exemple de l'astéroïde (2867) Šteins. Cet astéroïde a été survolé en 2008 par la sonde ROSETTA, qui embarquait à son bord le spectromètre VIRTIS (Visible and Infrared Thermal Imager Spectrometer), permettant l'observation dans les longueurs d'onde $0.25 - 5.1$ µm (Coradine *et al.*, 2007) à une résolution pouvant descendre jusqu'à 50m (Leyrat *et al.*, 2011). Pour estimer la pente moyenne des astéroïdes, les équations d'Hapke sont utilisées. Ces équations décrivent la réflexion de la lumière visible émise par le soleil en fonction de la rugosité de surface. Sur la sonde ROSETTA, l'instrument OSIRIS (Optical, Spectroscopic and Infrared Remote Imaging System) produisant des images visibles à une résolution de 20m (Keller *et al.*, 2007, 2010) a permis d'estimer un facteur

d'auto-chauffage moyen sur (2867) Šteins de 0.136 (Hapke, 1984; Verbiscer et Veverka, 1992; Keller *et al.*, 2010).

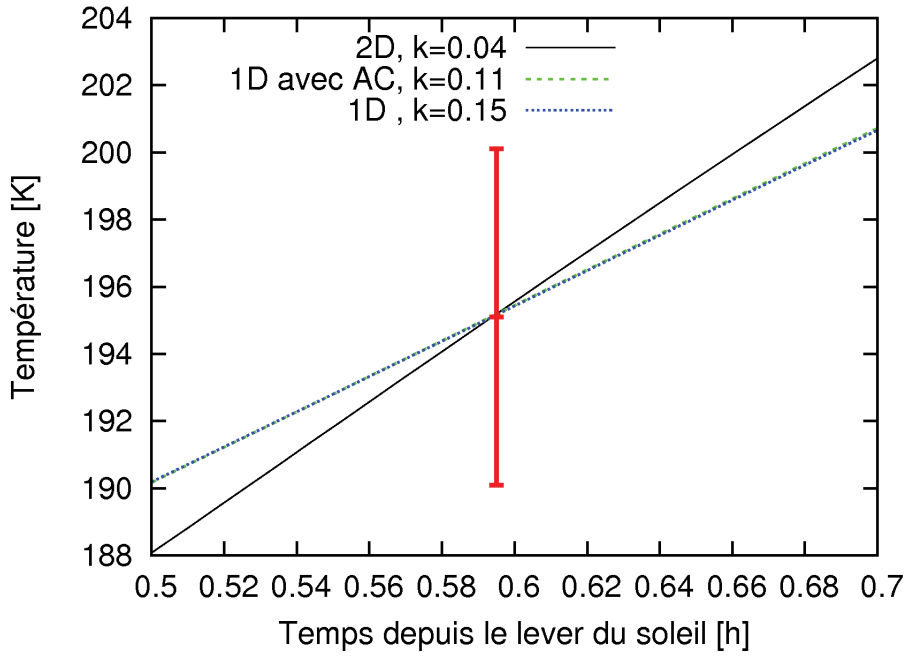


FIGURE 4.12 – **Modélisation de l'évolution de la température à la surface de l'astéroïde (2867) Šteins** lors de son survol par Rosetta au lever du soleil, en considérant une température de surface de 195 ± 5 K à 0.595 h après le lever du soleil. Les modèles lisse et 1D avec auto-chauffage montrent des évolutions de température très proches, mais pour des valeurs de conductivité thermique différentes. Le modèle 2D décrit un chauffage beaucoup plus rapide de la surface et une conductivité thermique plus faible.

Compte tenu de la valeur du paramètre d'auto-chauffage calculé, la pente moyenne de (2867) Šteins est équivalente à une rugosité produite un relief sinusoïdal avec un rapport hauteur / largeur de 0.25. Compte tenu de la profondeur de pénétration de (2867) Šteins, une largeur de 31 cm et une hauteur de 8 cm présente un régime rugueux. La figure 4.12 montre un modèle d'évolution thermique de (2867) Šteins pour une surface lisse, pour un modèle 1D avec auto-chauffage, et pour un modèle

bidimensionnel. Le modèle lisse donne une valeur de conductivité quatre fois plus élevée que le modèle bidimensionnel, soit une erreur d'un facteur 2 sur l'inertie thermique. Le modèle lisse avec auto-chauffage donne pour sa part une valeur de conductivité près de trois fois supérieure à la conductivité réelle.

4.4.2 Mars

Les images des landers et rovers martiens montrent que certaines régions de la surface de Mars, comme les plaines du Nord ou bien le débouché de Valles Marineris, sont couvertes de blocs rocheux de taille variable reposant sur un substrat sableux (Basilevsky1999, Squires2004, Yingst2007, Yingst2008). Les blocs rocheux ont une conductivité supérieure au sable sur lequel ils reposent. Cet effet biphasique ne peut pas être modélisé par le facteur d'auto-chauffage et nécessite une approche de modélisation spécifique. L'évolution thermique d'une surface rugueuse composée d'une couche de sable de faible conductivité thermique ($k = 0.05\ \mathrm{W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}}$, inertie thermique = 223 tiu) surmontée de blocs de conductivité thermique 3 fois plus forte ($k = 0.15\ \mathrm{W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}}$, inertie thermique = 387 tiu) a été modélisée. Les blocs ont la forme d'un ellipsoïde enfoui sur la moitié de sa hauteur et sont de taille supérieure à 10 fois la profondeur de pénétration. La proportion de la surface recouverte par les blocs est variable (figure 4.13).

A partir des températures de fin de nuit calculées par le modèle 2D, l'inertie thermique a été calculée grâce aux modèles 1D lisse et 1D lisse avec autochauffage, ce qui permet de quantifier l'écart entre l'inertie thermique calculée et l'inertie thermique réelle (figure 4.14).

La figure 4.14 montre que le modèle lisse surestime l'inertie thermique de la surface. Dans notre cas, l'inertie thermique calculée pour 80% de roche dépasse l'inertie thermique réelle de la roche elle-même. Le modèle en 1D avec auto-chauffage donne des valeurs réalistes de l'inertie thermique. Toutefois, ce modèle sous-estime l'inertie thermique réelle dans le cas où le sable et les roches sont en proportions équivalentes.

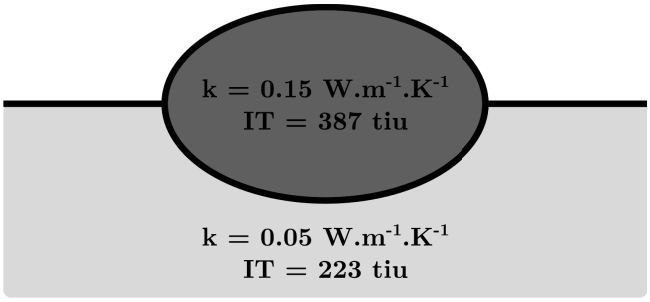


FIGURE 4.13 – **Représentation des rochers isolés sur du sable.** On considère que la géométrie ne dépend pas de l'échelle (rapport hauteur/largeur fixée à 3/5). Les blocs représentent une part variable de la surface. La durée du jour est de 12.33 h.

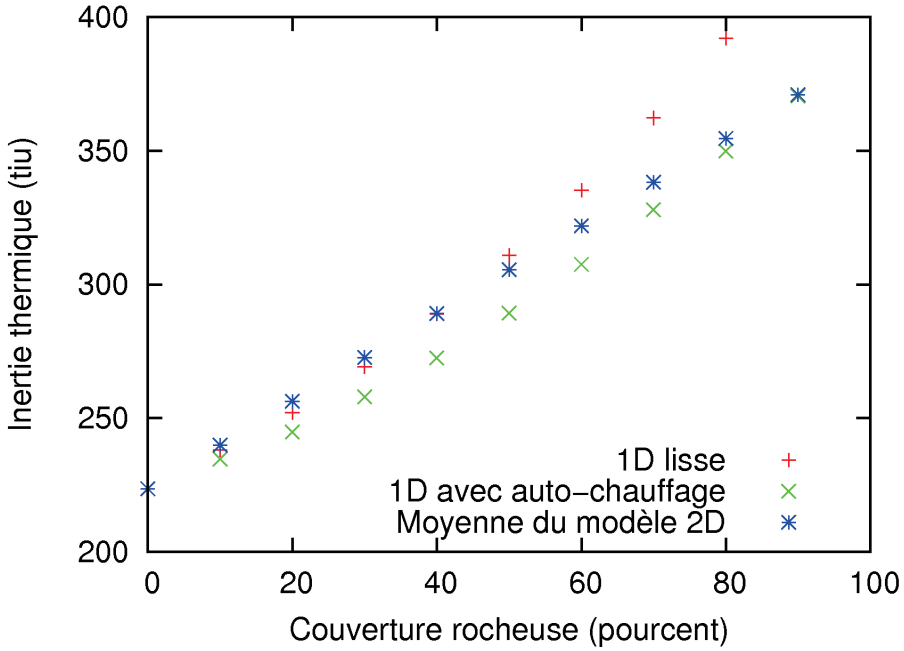


FIGURE 4.14 – **Calcul de l'inertie thermique à partir de la température mesurée en début de nuit** (1.67h après le coucher du soleil) sur une surface martienne composée d'une proportion variable de roches, avec les modèles 1D lisse, et 1D avec auto-chauffage. Pour comparer ces valeurs avec le modèle 2D, la moyenne arithmétique de l'inertie thermique a été représentée. Le modèle lisse a tendance à surestimer l'inertie thermique réelle. Le modèle avec auto-chauffage montre une bonne correspondance avec le modèle 2D pour des proportions très faibles ou très élevées de roches, mais surestime de 10% environ l'inertie thermique pour une densité moyenne de roches.

4.5 Conclusion

Cette étude montre que négliger les effets de la rugosité peuvent amener à des erreurs importantes (jusqu'à un facteur 2) dans l'estimation de l'inertie thermique à partir des images infrarouges. L'utilisation du facteur d'auto-chauffage donne une première approximation de son effet, mais uniquement pour les rugosités de tailles importantes. La taille des objets mesurés est donc une donnée essentielle à considérer pour la correction de l'inertie thermique. Cette rugosité peut être estimée par le biais de la photométrie, mais d'autres techniques peuvent être envisagées, notamment l'utilisation de radars (Rogers *et al.*, 1970) ou les prises de vue multiangulaires (Mushkin et Gillespie, 2006). Cependant, toutes ces mesures de rugosité ne donnent pas explicitement la taille des objets mesurés. De plus, il est préférable de mesurer l'inertie thermique durant la nuit, les pires moments pour la mesure étant l'aube et le crépuscule pour lesquels les rayons rasants amènent une très grande hétérogénéité de température.

4.A Calcul de l'équation de la chaleur avec le coefficient d'auto-chauffage

L'émissivité ε représente respectivement la proportion du flux radié par une surface par rapport au flux $B(T)$ que radierait un corps noir à la même température. Dans la même gamme de longueurs d'onde, la loi de Kirchhoff stipule qu'une fraction $(1-\varepsilon)$ du flux incident à une surface est réfléchie. En considérant une surface rugueuse S_r à une température T, le flux radié par la surface sera $S_r \cdot \varepsilon \cdot B(T)$. Or, puisque la surface est isotherme, le flux effectivement perdu vers l'espace sera le même que celui que radierait une surface lisse équivalente à la même température T, soit $S_l \cdot \varepsilon \cdot B(T)$ où S_l est la surface lisse équivalente à la surface rugueuse ($S_l < S_r$). On en déduit qu'une proportion du flux radié est recapté par une surface en vis à vis. Seule une proportion $(1-\xi)$ du flux réfléchi est effectivement perdue vers l'espace. Le reste est redirigé vers une surface en vis-à-vis, et ainsi de suite. Au final, le flux effectivement radié par une surface rugueuse est la somme de l'ensemble des flux dirigés vers l'espace après n réflexions s'écrit :

$$\varphi_r = \sum_{n=0}^{+\infty} S_r \cdot \varepsilon \cdot B(T) \cdot (1-\xi) \cdot \xi^n \cdot (1-\xi)^n \tag{4.12}$$

Soit, en calculant la somme :

$$\varphi_r = \frac{\varepsilon \cdot (1-\xi)}{1-\xi \cdot (1-\varepsilon)} \cdot B(T) \cdot S_r \tag{4.13}$$

On peut tenir le même raisonnement avec l'albédo : le flux solaire capté par la surface sera :

$$\varphi_s = \sum_{n=0}^{+\infty} \varphi_{s,inc} \cdot (1-\xi) \cdot (1-A) \cdot \xi^n \cdot A^n \tag{4.14}$$

Soit :

$$\varphi_s = \varphi_{s,inc} \cdot \frac{(1-\xi) \cdot (1-A)}{1-(\xi \cdot A)} \tag{4.15}$$

4.B Calcul des inter-réflexions

Toute surface capte une partie du flux radié par les surfaces en vis-à-vis. Pour calculer la proportion du flux radié qui est captée par une surface en vis-à vis, on utilise le facteur de Sparrow (1963), défini par :

$$F_{ij} = \frac{\cos(\hat{\imath}) \cdot \cos(\hat{\jmath}) \cdot S_j}{2d} \tag{4.16}$$

Ce facteur mesure la proportion du flux émis par l'élément i et reçu par l'élément j représentés par leur pente $\hat{\imath}$ et $\hat{\jmath}$. S_j est la longueur de l'élément de surface j et d est la distance entre le centre des deux éléments considérés.

Ainsi, si on considère la matrice R contenant l'ensemble des R_j, flux radiés par l'élément j et F la matrice constituée de l'ensemble des facteurs de Sparrow F_{ij}, le flux provenant des inter-réflexions au premier ordre I_1 s'écrit :

$$I_1 = F \times^t R \tag{4.17}$$

où ^{t} représente la transposée et $\times$ la multiplication matricielle. Sur ce flux provenant des inter-réflexions au premier ordre, une proportion ε est captée par la surface et une proportion $(1 - \varepsilon)$ est réfléchie. Par récurrence, en considérant la surface comme étant parfaitement diffusive, on peut calculer le flux provenant des inter-réflexions au n-ième ordre :

$$I_n = (1 - \varepsilon) \cdot F \times {}^tI_{n-1} \tag{4.18}$$

La même formule est utilisée pour modéliser les réflexions multiples du flux solaire, en considérant la surface comme un diffuseur parfait :

$$S_n = A \cdot F \times {}^tS_{n-1} \tag{4.19}$$

S_n représente la n-ième réflexion d'un rayon solaire et S_0 correspond au flux solaire incident sur une surface. Ces deux séries sont convergentes. Toutefois, étant données les valeurs typiques de l'émissivité (supérieure à 0.8), de l'albédo (inférieur à 0.3) et de la rugosité (pente moyenne maximale de 30°), l'effet devient négligeable dès les premières réflexions.

Post-propos

Cette étude a permis de démontrer l'influence de l'état de surface sur les flux de chaleur à l'interface roche / atmosphère. On peut séparer ces effets en deux catégories.

1. Si l'image est à une résolution plus fine que la rugosité, cette dernière crée une hétérogénéité des températures de surface. Celle-ci est dépendante de l'orientation de la surface par rapport au soleil, de son éventuel ombrage, et des effets de l'interréflexion. Tous ces effets sont difficiles à prendre en compte sur une image réelle, car la température d'un point dépend des flux de chaleur qu'il a reçus, ceux-ci pouvant être très variables dans le temps et dans l'espace. De manière générale, l'heure idéale pour réaliser des mesures est donc la fin de nuit, juste avant le lever du soleil. On s'affranchit ainsi au maximum des effets de l'éclairement différentiel du soleil. Les prises de vue dans la journée sont également possibles, mais dans ce cas, il faut éviter l'éclairement rasant. Ces précautions permettent de réduire les effets de l'ombrage et de l'angle d'incidence local du soleil, mais ne permettent pas de négliger les effets de l'interréflexion. Finalement, il reste une certaine incertitude sur la température mesurée.
2. Pour s'affranchir de ces effets, on réalise généralement une moyenne spatiale. Notre étude montre que, pour interpréter la valeur absolue de la température de surface, il est essentiel de prendre en compte les effets de la rugosité, au moins au premier ordre, grâce au facteur d'auto-chauffage.

5

Mesure du flux géothermique à partir d'images infrarouges thermiques :

Exemple de la faille de la Ty (Volcan la Soufrière de Guadeloupe - France)

Sommaire

Avant-propos **56**

3.1 Introduction **56**

3.2 Context of the study **59**

3.3 The TWM : Thermal waterline method **61**

3.3.1 Theoretical background 61

3.3.2 Description of the experiments 63

3.3.3 Waterline extraction 64

3.3.4 Orthorectification step 67

3.4 Results **68**

3.4.1 DEM validation : Comparison with Terrestrial Laser Scanner (TLS) 68
3.4.2 Differential DEM 71
3.5 Conclusion 72
Post-propos 74

Avant-propos

Dans les parties précédentes, j'ai montré les différentes étapes du traitement d'une image thermique infrarouge et de son intégration dans un modèle, à savoir la correction radiométrique de l'image (Chapitre 2), sa correction géométrique et son intégration à d'autres jeux de données (Chapitre 3), et enfin, son utilisation dans des modèles physiques (Chapitre 4).

La présente partie montre un travail réalisé dans le cadre de l'étude du système hydrothermal de la Soufrière. L'objectif de ce volet du projet DOMOSCAN, mené par Olivier Coutant, est de quantifier le flux de chaleur et de masse de chaque manifestation de l'activité du volcan. Cette étude se focalise en particulier sur les zones sub-fumerolliennes, c'est-à-dire les zones d'anomalies thermiques.

L'objectif de ce travail est de proposer un protocole complet d'estimation de ce flux à partir d'images infrarouges thermiques, mais aussi de comparer cette méthode à la méthode de mesure directe par des thermocouples. Cette comparaison est basée à la fois sur la facilité d'installation du dispositif de mesure, mais également sur les incertitudes observées et les limitations de la méthode.

5.1 Introduction

Le dégagement de chaleur est caractéristique de l'activité volcanique. Cette chaleur provient du manteau ou de la croûte terrestre, et est principalement transportée jusqu'à la surface par la convection de liquides silicatés, ou de gaz (Hurwitz *et al.*, 2003; Antoine *et al.*, 2009). Le transport de chaleur peut être également assuré par de l'eau en phase liquide (Ildefonse et Semet, 1998; Pashkevich et Taskin, 2009) ou vapeur (McGetchin et Chouet, 1979; Allard *et al.*, 1998). L'eau constituant ces systèmes

hydrothermaux, principalement d'origine météoritique, est réchauffée par la chaleur dégagée par le volcan. Elle peut alors être vaporisée.

A l'approche de la surface, la vapeur d'eau se condense. En fonction du lieu de cette condensation, on distingue les zones fumerolliennes (zones de sorties de vapeur d'eau) et les zones sub-fumerolliennes (Aubert, 1999). Les zones sub-fumerolliennes correspondent aux zones pour lesquelles le flux de chaleur n'est pas suffisamment intense. La vapeur d'eau se condense alors sous la surface, et la chaleur est transportée par conduction dans les couches superficielles (Aubert, 1999). La surveillance en continu de ces flux est essentielle pour des motifs académiques de connaissance des phénomènes volcaniques (Sekioka et Yuhara, 1974) ainsi que pour des motifs de prévention du risque (*e.g.* Pieri et Abrams (2005)).

Les mesures de flux de chaleur sont classiquement réalisées à partir de la mesure de température à différentes profondeurs dans le sous-sol par des thermocouples. Le flux de chaleur local est calculé à partir du gradient de température et des paramètres thermiques intrinsèques des roches (Aubert, 1999; Aubert *et al.*, 2007). Cette méthode a été appliquée avec succès au Mont Hood (Friedman *et al.*, 1982), au Mount Rainier (Frank, 1985), à l'Etna (Aubert, 1999) ou encore au Vulcano (Aubert *et al.*, 2007). Les flux mesurés atteignent plusieurs centaines de $\mathrm{W \cdot m^{-2}}$ (Aubert, 1999), ce qui est plusieurs ordres de grandeurs supérieurs au flux géothermique moyen (de l'ordre de $0.05\ \mathrm{W \cdot m^{-2}}$), et du même ordre de grandeur que le flux en surface généré par l'ensoleillement. Toutefois, cette méthode est difficile à mettre en œuvre. Elle nécessite une infrastructure lourde dont l'installation de stations de mesure permanentes. De plus, le coût du système rend délicates les études à grande échelle. Finalement, les mesures restent limitées à quelques points. Or, pour connaître l'ensemble de la dynamique thermique d'un édifice volcanique, il est nécessaire de pouvoir cartographier précisément ces flux.

Le flux de chaleur se manifeste en surface par une élévation locale de la température. Cette anomalie peut être mesurée par des caméras thermiques infrarouges (7.5 - 14 µm) installées sur des plate-formes aéroportées (avion, hélicoptère, drone) pour optimiser la couverture spatiale, ou bien transportées directement sur le terrain par l'opérateur pour des mesures à plus haute résolution. Pour estimer le flux de chaleur à partir de ces images, il faut donc connaître sa relation entre l'anomalie de température en surface et le flux géothermique.

Cette conversion a été réalisée pour estimer le flux de lave sur des volcans actifs à partir d'images satellites (Wright *et al.*, 2001; Harris et Rowland, 2009). En outre, des études ont été réalisées à plus petite échelle pour estimer le flux de chaleur provenant de dômes de lave, par exemple au volcan Poás (Costa Rica) (Oppenheimer, 1993). Cependant, ces études sont difficiles à transposer pour l'étude des

zones sub-fumerolliennes. En effet, les anomalies de flux de chaleur et donc de températures de surface sont plus faibles en intensité et en surface, ce qui a pour effet d'augmenter les incertitudes relatives des mesures. De plus, ces anomalies de température de surface sont très dépendantes des conditions météorologiques, notamment la vitesse du vent, ainsi que de l'état de la surface (rugosité et émissivité).

Des travaux réalisés par Sekioka et Yuhara (1974) ont permis d'estimer le flux de chaleur sur l'île Satsuma Iwojima (Yuhara *et al.*, 1978) et sur le volcan Unzen, au Japon (Yuhara *et al.*, 1981), à partir des estimations de température du sol et de la mesure de vitesse du vent. Ces études prennent en compte la dynamique atmosphérique de manière très simplifiée sans tenir compte des effets de surface, ce qui peut générer des erreurs importantes. De plus, elles produisent une estimation des flux sans en caractériser l'incertitude. Or, dans le cadre du suivi d'un volcan, la précision de la mesure ainsi que sa répétabilité sont essentielles pour distinguer l'évolution réelle du volcan de la variabilité intrinsèque à la mesure. Il est donc important de connaître l'incertitude produite par chaque paramètre dans le résultat final.

Dans cette étude, nous proposons une méthode de calcul du flux géothermique à partir d'images infrarouges thermiques, qui tienne compte au mieux des paramètres atmosphériques et de l'état de surface. Ce calcul se fait en deux étapes : dans un premier temps, la température mesurée par l'imagerie infrarouge est corrigée des perturbations produites par la réflexion du rayonnement incident sur la surface et par l'atmosphère. Puis, cette valeur mesurée est intégrée à différents modèles, choisis pour leur représentativité, pour en déduire le flux de chaleur. Nous décrivons ensuite un protocole de mesure des différents paramètres, que nous appliquons à l'anomalie thermique de la faille de la Ty, sur le volcan de la Soufrière (Guadeloupe). La précision de notre méthode est évaluée de deux manières, (1) en calculant de manière théorique les incertitudes qu'elle génère et (2) en comparant les résultats obtenus avec ceux mesurés avec un profil vertical de température.

5.2 Contexte géodynamique

La Guadeloupe est un archipel volcanique localisé dans l'arc des petites Antilles. Cet arc est constitué d'un double alignement d'îles (figure 5.1) situées à quelques centaines de kilomètres de la zone de subduction du plancher atlantique sous la plaque Caraïbes (Rodriguez, 1998; Feuillet *et al.*, 2001, 2002). Dans l'archipel de la Guadeloupe, l'île de Basse-Terre est formée d'une chaîne volcanique

globalement orientée WNW/ESE comprenant de cinq à sept complexes d'âge décroissant du Nord au Sud. L'activité volcanique a débuté dans le nord de l'île il y a 3.5 Ma. Elle est actuellement localisée au niveau de la caldeira de la Grande Découverte dont les manifestations les plus anciennes datent de 200 ka. L'édifice de la Soufrière (16°02'N, 61°39'S), appartenant à ce complexe, s'est mis en place en 1530 (Boudon *et al.*, 2008). Il a un rayon de 300 m environ et culmine à 1467 m, soit environ 200 m plus haut que le plateau environnant. Cet édifice est affecté par la faille normale de la Ty de direction N140 qui affecte la partie sud du dôme (figure 5.2).

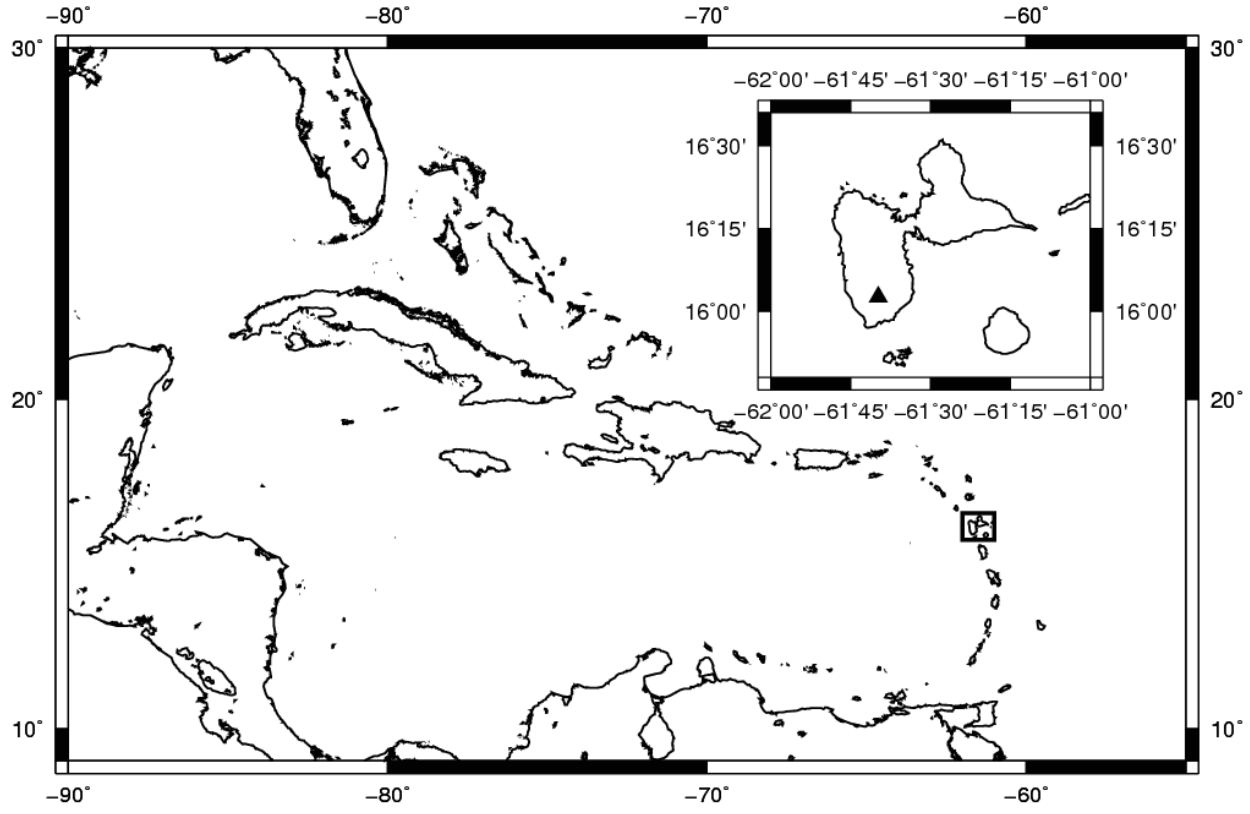


FIGURE 5.1 – **Localisation de la Soufrière de Guadeloupe dans l'arc antillais**

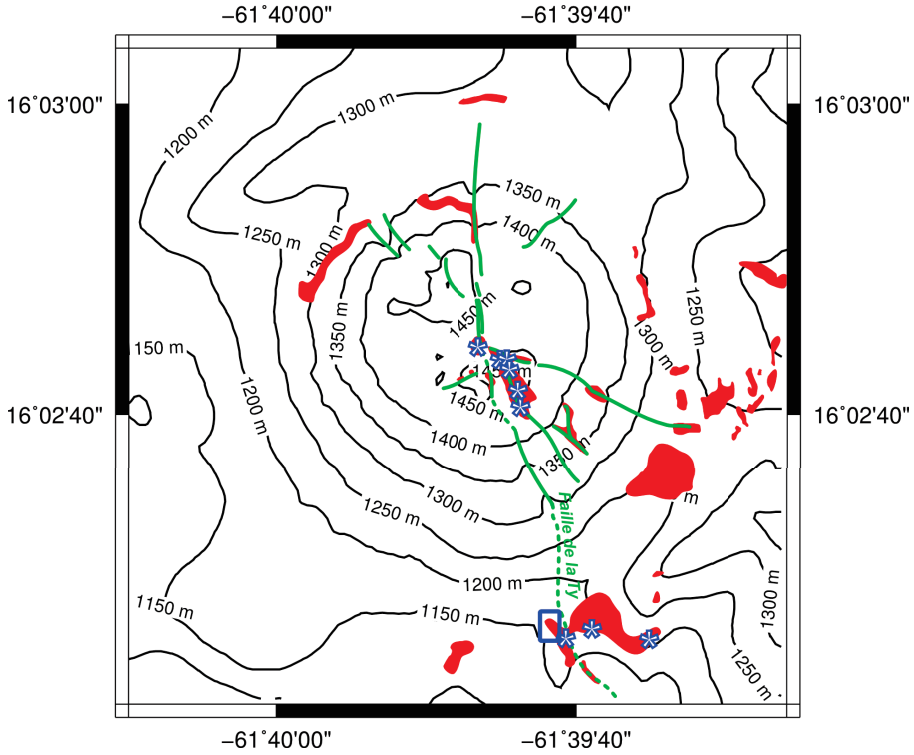


FIGURE 5.2 – **Répartition des zones présentant ou ayant présenté une anomalie thermique (en rouge) et des points de sortie des fumerolles (étoiles bleues) autour du dôme de la Soufrière.** Ceux-ci sont situés au sommet et à la périphérie du dôme, le long des grandes zones de fracture (en vert). La zone d'étude est représentée par le rectangle bleu (Beauducel, 2001; Nicollin *et al.*, 2006). Le profil de la figure 5.3 est représenté en pointillés noirs.

Depuis l'éruption magmatique de 1530, au moins six éruptions phréatiques ont eu lieu. La dernière date de 1976 et a été largement documentée (*e.g.* Pozzi *et al.* (1979); Le Guern *et al.* (1980); Sheridan (1980); Feuillard *et al.* (1983)). Après cette éruption, l'activité des sources hydrothermales et des fumerolles a très fortement diminué. Seules deux zones sont restées actives pendant cette période de quiescence : la faille de la Ty et les fumerolles sommitales (Cratère Sud, Tarissan, Napoléon) (OVSG-IPGP, 2012). L'activité fumerollienne a repris en 1991, avec la réactivation de l'activité sur le plateau sommital. Pendant ce temps, l'activité fumerollienne de la zone de la faille de la Ty a augmenté notablement, avant de décroître depuis quelques années.

Nous nous sommes concentrés sur la zone d'anomalie thermique de la faille de la Ty. Depuis quelques années, cette zone présente deux anomalies thermiques en bordure de route, présentant

activité fumerollienne faible d'une trentaine de mètres d'extension (figure 5.3). Elles sont localisées à l'aplomb de la faille et espacées de 50 m environ. Ces anomalies sont marquées par une forte concentration en gaz volcaniques (CO_2, CH_4, SO_2) preuve d'un dégazage diffus (Allard *et al.* (1998); Brombach *et al.* (2000) et figure 5.3). L'anomalie a été instrumentée par des capteurs de température à différentes profondeurs, permettant une mesure indépendante du flux de chaleur. A la surface, les anomalies de température ne dépassent jamais 100°C. En outre, quelques dégagements d'eau condensée à faible température (inférieures à 40°C) sont observables.

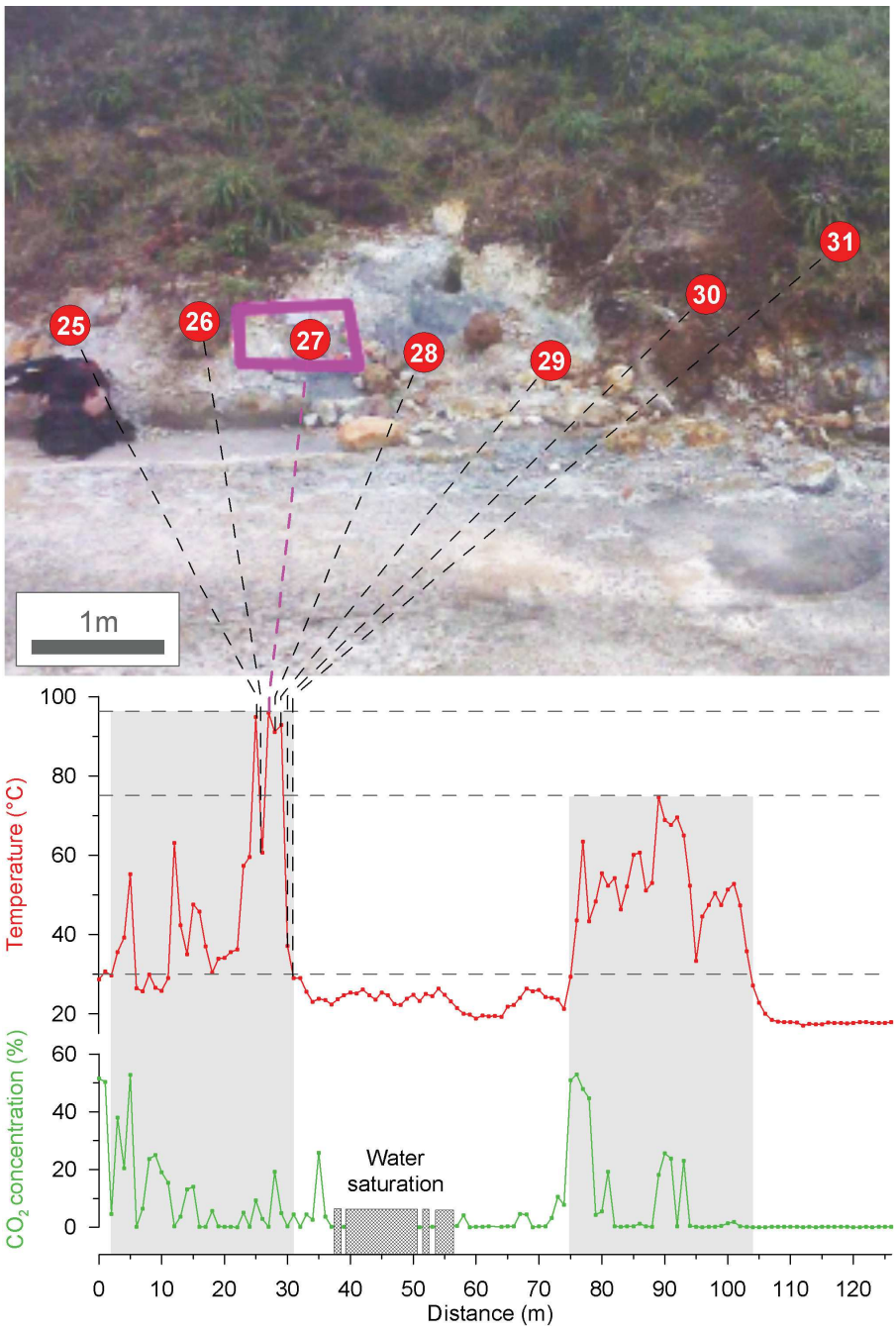


FIGURE 5.3 – **Mesures de températures (à 30 cm de profondeur) et de concentration en CO_2** réalisées en janvier 2008 le long de la faille de la Ty. Les deux zones en grisé présentent une anomalie thermique en profondeur, avec un fort enrichissement en CO_2, montrant l'existence d'un flux de chaleur associé à un dégazage diffus. La zone d'étude est représentée par le rectangle magenta, et correspond à une zone de fort flux.

5.3 Anomalies de température et flux de chaleur

La mesure du flux géothermique à partir d'images infrarouge est basée sur le fait que le flux géothermique excédentaire d'origine volcanique génère une anomalie de température de surface. Cet excès d'énergie est évacué par l'atmosphère *via* plusieurs mécanismes qui sont (1) un excès de rayonnement par rapport au flux incident, (2) la convection atmosphérique, et (3) l'émission de vapeur d'eau. A l'état stationnaire, la somme de ces flux est égale au flux géothermique. Dans cette partie, après avoir explicité la relation entre la température mesurée par la caméra infrarouge et la température réelle de la surface, nous évaluerons les flux de chaleur évacués par ces trois mécanismes. Pour chaque processus, nous décrirons les paramètres physiques à prendre en compte dans les mesures.

5.3.1 Correction de la température de brillance :

Une caméra thermique permet la mesure de la température d'une surface à partir de l'intensité du rayonnement électromagnétique qu'elle émet. Dans le cas idéal, il existe une relation directe entre le rayonnement mesuré et la température de la surface (loi du corps noir de Planck (1901)). Or, pour une température donnée, le signal électromagnétique mesuré est généralement différent du signal théorique. En effet, une partie du signal peut ne pas provenir du rayonnement de la surface mais être réfléchie à partir de l'environnement. En outre, le signal peut être dégradé le long de son trajet à travers l'atmosphère. Ces différences provoquent des erreurs dans la mesure de la température, qu'il faut estimer.

Correction des phénomènes de réflexion : Le flux électromagnétique total provenant d'une surface est la somme du flux effectivement radié et d'un flux réfléchi par cette surface. Le flux réfléchi est une fraction du flux incident. Le rapport entre le flux réfléchi et le flux incident dépend de la surface. Il est appelé "coefficient de réflexion de la surface". Dans cette étude, nous considérons qu'il est constant dans toutes les directions. Pour un objet dont la surface ne réfléchirait pas le flux incident, le flux radié ne dépendrait que de la température. Cet objet théorique est appelé "corps noir". Kirchhoff a montré que le rapport entre le flux rayonné par une surface et le flux radié par la surface d'un corps noir qui aurait la même température est une constante, que l'on nomme émissivité ε. Le coefficient

de réflexion de la surface est égal à $(1-\varepsilon)$ (loi de Kirchhoff (1860)). La température mesurée par une caméra thermique T_c est donc :

$$T_c = \varepsilon_{8-14} \cdot T + (1 - \varepsilon_{8-14}) \cdot T_{inc} \tag{5.1}$$

où ε_{8-14} est l'émissivité moyenne dans les longueurs d'onde infrarouges thermiques et T_{inc} est la température moyenne de l'environnement mesurée par la caméra thermique.

Correction des effets atmosphériques Une fois le signal émis, celui-ci voyage à travers l'atmosphère vers le capteur. Or, l'atmosphère n'est pas totalement transparente aux longueurs d'ondes infrarouges. Cette opacité partielle fait que seule une partie du signal initial arrive au capteur, ce qui diminue les contrastes de température mesurés. La proportion du signal qui arrive au capteur est la transmittance (τ). Pour calculer la transmittance et corriger des effets atmosphériques, nous avons utilisé le programme `MODTRAN4 version 2` (Kneizys *et al.*, 1983; Berk, 1989; Berk *et al.*, 1999b).

L'absorption atmosphérique dépend en premier lieu de la distance entre le capteur et la cible. Plus le trajet du signal électromagnétique est long, plus la dégradation du signal est importante. Les effets de la non-transparence atmosphérique se font ressentir dès quelques dizaines de mètres (figure 5.4).

Un deuxième facteur important est la pression atmosphérique. En effet, plus la pression est importante, plus le nombre de molécules susceptibles d'interagir avec le signal électromagnétique est important. Le signal est donc plus dégradé. La pression atmosphérique est dépendante de l'altitude de la mesure et des conditions météorologiques régionales.

Enfin, la transmittance atmosphérique dépend des espèces chimiques composant l'atmosphère. Parmi elles, la vapeur d'eau est un puissant absorbant du rayonnement électromagnétique thermique. Contrairement aux autres gaz dont la proportion est relativement constante, la teneur en eau peut varier du simple au quadruple pour une variation de température d'une vingtaine de degrés. La transmittance atmosphérique et donc la qualité du signal sont par conséquent très influencées par la pression partielle en vapeur d'eau. Celle-ci est dépendante (1) de la température atmosphérique, qui conditionne la pression de vapeur maximale qui peut être contenue dans l'atmosphère (pression de vapeur saturante), et (2) de l'humidité relative qui représente la fraction de cette pression maximale de vapeur d'eau qui est effectivement contenue dans l'atmosphère (degré hygrométrique). La figure 5.4 montre une forte dépendance de la température sur la transmittance atmosphérique. Plus la température

est élevée, plus l' atmosphère pourra contenir de l'eau, et, à humidité relative constante, plus elle sera opaque. Il est donc essentiel de mesurer, en plus de la distance cible/capteur, la température et l'humidité relative de l'atmosphère.

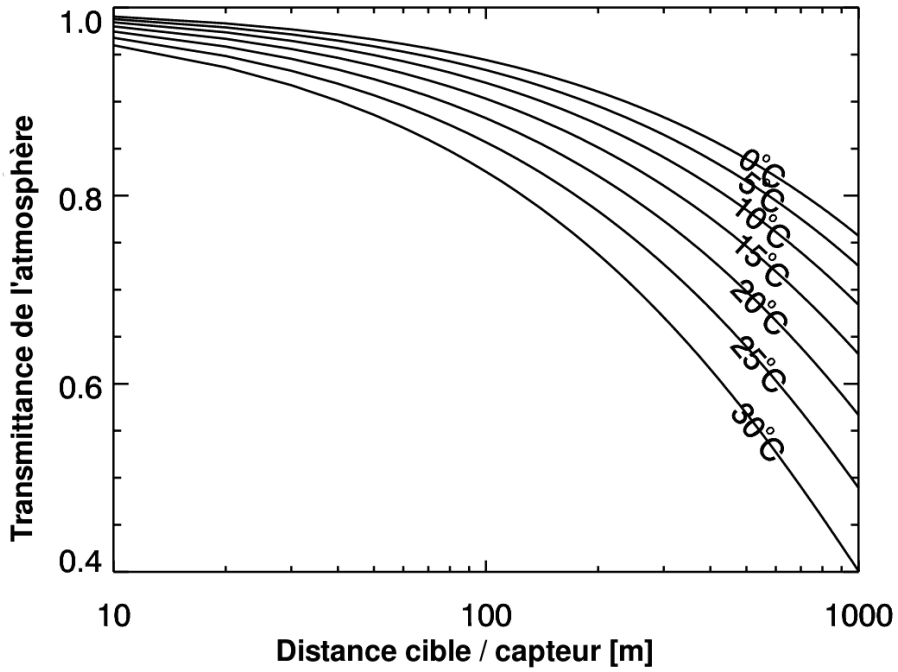


FIGURE 5.4 – **Valeur de la transmittance atmosphérique dans le domaine infrarouge thermique en fonction de la distance d'observation,** pour différentes températures et à une humidité relative de 75 %, d'après `MODTRAN4 version 2` . Une transmittance de 0.8 signifie que le contraste de température entre l'anomalie et une zone sans anomalie est diminué d'un facteur 0.8. Plus la température augmente, plus l'humidité spécifique de l'atmosphère augmente, ce qui fait baisser la transmittance.

Les corrections de la réflexion et de l'opacité atmosphérique permettent d'obtenir, à partir de l'image thermique infrarouge, une carte des températures de surface corrigées. Les anomalies de températures de surface sont la signature d'un flux géothermique anormal. La chaleur excédentaire est

évacuée vers l'atmosphère. A l'état stationnaire, ce flux de surface est égal au flux géothermique. Il est décomposé en un flux radié, un flux convectif et un flux de vapeur d'eau.

5.3.2 Excès de flux radié

Une partie du flux géothermique est évacuée par la surface par radiation : l'augmentation locale de la température de surface provoquée par le flux géothermique induit un excès de flux radié. Dans le cas d'un corps noir, l'équation de Stefan-Boltzmann relie le flux total radié par une surface φ_B à la température T de cette surface

$$\varphi_B = \sigma \cdot T^4 \tag{5.2}$$

où σ est la constante de Stefan-Boltzmann qui vaut 5.67×10^{-8} $\mathrm{W \cdot m^{-2} \cdot K^{-4}}$ et T est la température en Kelvin. Sur les surfaces naturelles, seule une fraction de ce flux est effectivement radiée (voir partie 5.3.1). Cette fraction est l'émissivité moyenne de l'ensemble du spectre électromagnétique (ε).

Pour calculer la part interne du flux radié, on lui soustrait au flux radié total le flux radié par une surface de référence. Finalement, le flux géothermique évacué par radiation $\varphi_{B,g}$ s'écrit :

$$\varphi_{B,g} = \varepsilon \cdot \sigma \cdot [(T_0 + \Delta T)^4 - T_0^4] \tag{5.3}$$

où ΔT est l'anomalie de température de surface mesurée au niveau de l'anomalie et T_0 la température de référence, mesurée sur une surface équivalente non soumise au flux géothermique. La relation entre l'anomalie de température et l'excédent de flux radié est donnée par la figure 5.5.

5.3.3 Excès de flux sensible

Le flux sensible correspond au flux de chaleur transporté par l'atmosphère sans prendre en compte la vapeur d'eau. La chaleur est principalement transportée par la convection de l'atmosphère. Si

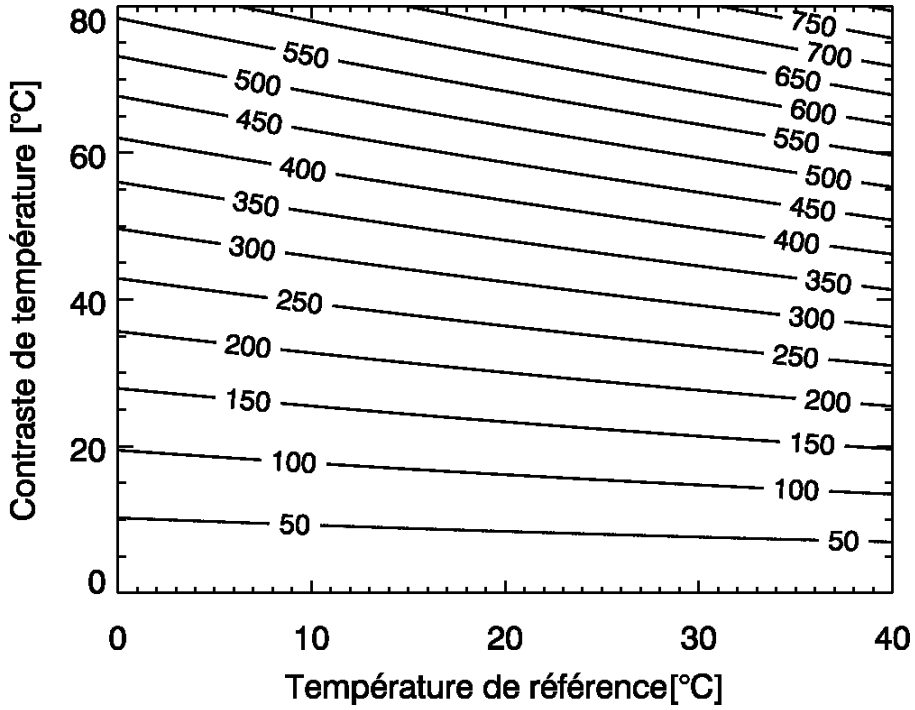


FIGURE 5.5 – **Excédent de flux radié** [**en** $\mathrm{W \cdot m^{-2}}$] **par une surface présentant une anomalie thermique par rapport à une surface de référence.** L'excédent de flux radié augmente avec l'excédent de température, mais aussi avec la température de référence qu'aurait une surface non soumise au flux géothermique.

la température de l'atmosphère est plus faible que la température de l'anomalie, le sol réchauffe l'atmosphère. Le mouvement d'air créé par la convection permet ensuite l'évaluation de cette chaleur. Ce mouvement peut être causé par :

- Le vent d'origine régionale, qui est un forçage externe (convection forcée).
- Le mouvement des masses d'air dû à l'expansion de l'air réchauffé au contact du sol par rapport à l'atmosphère ambiante (convection libre).

L'efficacité du transport est contrôlée (1) par la capacité de transport de l'atmosphère, (2) par la vitesse du déplacement de l'atmosphère et (3) par les turbulences générées à proximité de la surface. Ces turbulences sont générées par l'interaction de l'atmosphère et du relief de surface. Pour un relief donné, plus la rugosité de surface est importante, plus les turbulences dans la couche limite sont importantes et plus l'évacuation de chaleur par le flux sensible est efficace.

L'étude de la relation entre la température de surface et le flux sensible a été réalisée à la fois dans le cadre des études physiques et des études météorologiques. Les modèles décrits ici présentent ces deux approches différentes.

Modèle physique de Schlichting (1968) et Neri (1998) Schlichting (1968) et Neri (1998) proposent une formule empirique pour le calcul du flux sensible dans le cadre de la convection forcée. Leur raisonnement est basé sur l'étude des nombres adimensionnels (Nombre de Reynolds, nombre de Nusselt, *etc.*). La prise en compte de la rugosité est une relation empirique, déterminée à partir d'expériences de laboratoire sur un milieu rugueux. *In fine*, le flux sensible s'écrit :

$$\varphi_s \approx 1500 \cdot u \cdot (T(z) - T_s) \cdot \left[0.27 + 1.62 \cdot \log\left(\frac{z}{z_{0M}}\right)\right]^{-2.5} \tag{5.4}$$

où $T(z)$ est la température de l'atmosphère mesurée à une hauteur, u la vitesse du vent z au-dessus du sol, T_s est la température de surface, z est l'altitude de la mesure et z_{0M} est la rugosité.

Modèle micrométéorologique Les modèles météorologiques sont basés sur la définition de grandeurs caractéristiques de la dynamique atmosphérique. On définit ainsi la vitesse caractéristique ou vitesse de friction ($u_\star$), la température caractéristique ($T_\star$), et la longueur caractéristique ou longueur de Monin-Obukhov (L) par les formules suivantes :

$$u_\star = \frac{\kappa \cdot u(z)}{\left[\log\left(\frac{z}{z_{0M}}\right) - \psi_M\left(\frac{z}{L_{MO}}\right) + \psi_M\left(\frac{z_{0M}}{L_{MO}}\right)\right]} \tag{5.5}$$

$$T_\star = \frac{\kappa \cdot (T(z) - T_s)}{0.74 \cdot \left[\log\left(\frac{z}{z_{0H}}\right) - \psi_H\left(\frac{z}{L_{MO}}\right) + \psi_H\left(\frac{z_{0H}}{L_{MO}}\right)\right]} \tag{5.6}$$

$$L_{MO} = -\frac{u_\star^2 \cdot T(z)}{\kappa \cdot g \cdot T_\star} \tag{5.7}$$

où κ est la constante de Von Kármán (qui vaut 0.41) et ψ_M et ψ_H sont des fonctions d'ajustement, appelées fonctions de similitude, et dont l'expression est discutée dans HoÈgstroÈm (1988). Le flux de chaleur sensible s'écrit alors :

$$\varphi_s = \rho_{air} \cdot c_{air} \cdot u_\star \cdot T_\star \tag{5.8}$$

où ρ_{air} et c_{air} représentent respectivement la masse volumique et la chaleur massique de l'air ($\rho_{air} \cdot c_{air} \approx 1200\ \mathrm{J \cdot K^{-1} \cdot m^{-2}}$ à 20 °C). Dans ce modèle, chaque grandeur caractéristique est définie en fonction des autres. Lors du calcul, on procède donc par itérations successives (Garratt, 1994). Il est possible d'utiliser l'approximation polynômiale de Mascart *et al.* (1995), reliant directement le flux aux variables mesurées (rugosités, vitesse du vent et températures de l'atmosphère et du sol).

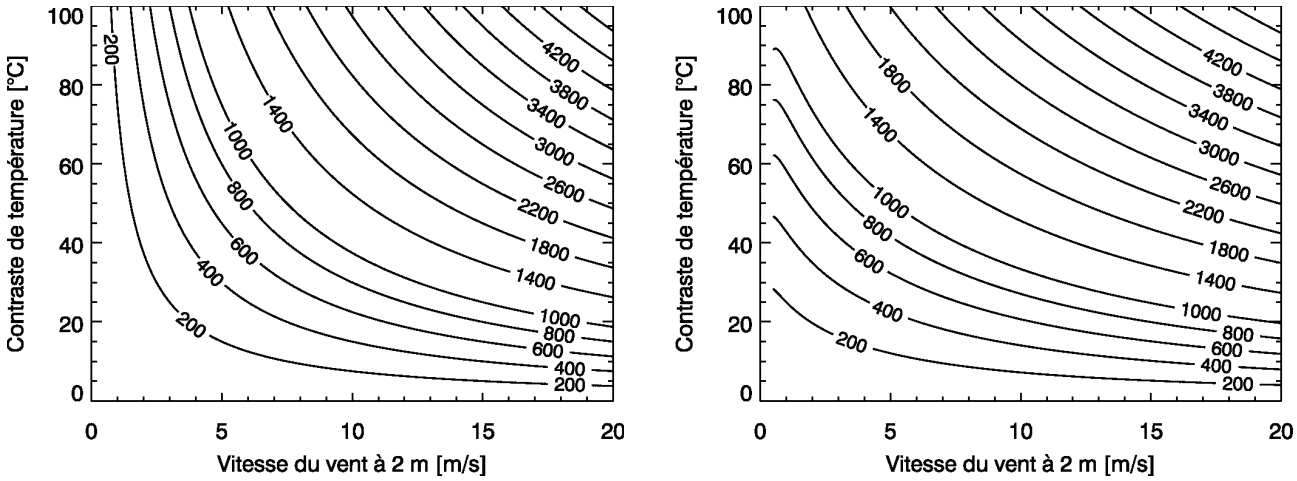
Dans le cas où le vent est faible ou nul, les équations 5.4 et 5.8 donnent un flux de chaleur nul. Dans la réalité, si la température du sol est plus élevée que la température de l'atmosphère, un régime de convection libre se met en place : l'air est chauffé près de la surface, sa masse volumique diminue et il remonte dans l'atmosphère. Il existe de nombreux modèles empiriques liant le contraste de température et le flux de chaleur évacué par la convection libre. La plupart ne prennent pas en compte la rugosité de surface. Or, il a été montré que la rugosité pouvait induire une augmentation du flux de chaleur sensible d'un facteur 4 (*e.g.* Rao *et al.* (1996); Kondo et Ishida (1997); Neri (1998)). Bien qu'il existe des formulations empiriques simples, nous nous baserons donc sur le calcul de Deardorff (1970). Celui-ci redéfinit $u_\star$ en ajoutant à la valeur du vent moyen u une valeur correspondant au vent créé par la convection libre :

$$u_\star = \frac{\kappa \cdot \sqrt{u(z)^2 + 1.2 \cdot \left(\frac{1}{3} \cdot u_\star \cdot T_\star \cdot z\right)^{2/3}}}{\left[\log\left(\frac{z}{z_{0M}}\right) - \psi_M\left(\frac{z}{L_{MO}}\right) + \psi_M\left(\frac{z_{0M}}{L_{MO}}\right)\right]} \tag{5.9}$$

L'équation 5.9, utilisée conjointement avec les équations 5.6, 5.7, et 5.8 permet donc d'étendre le calcul du flux sensible aux cas où le vent est faible ou nul.

Comparaison des deux modèles La figure 5.6 montre une grande proximité de résultats entre les deux modèles. Pour les vents faibles, le modèle de Schlichting (1968) et Neri (1998) qui ne prend pas en compte la convection libre sous-estime le flux de chaleur sensible.

Les deux modèles présentent des différences pour les fortes rugosités, en particulier pour les forts flux de chaleur et les fortes rugosités. Ces conditions particulières sont situées hors des domaines d'application de ces deux modèles. En effet, les modèles micrométéorologiques ont été réalisés uniquement pour des faibles contrastes de température, et le modèle physique de Schlichting (1968) et Neri (1998) n'a été validé que pour des rugosités millimétriques à centimétriques. En fonction des conditions d'observation, on utilisera donc l'un ou l'autre.



(a) Valeur du flux sensible (en $W \cdot m^2$) calculée d'après Schlichting (1968) et Neri (1998) (eq 5.4) pour une rugosité de 1 mm

(b) Valeur du flux sensible (en $W \cdot m^2$) calculée d'après les équations 5.5 à 5.8 pour une rugosité de 1 mm

FIGURE 5.6 – **Comparaison des modèles physiques et météorologiques, pour le calcul du flux sensible en fonction de la vitesse du vent et du contraste de température entre le sol et l'atmosphère à 2 m.** Le flux augmente avec la vitesse du vent. Pour les faibles vitesses, seul le modèle micro-météorologique prend en compte la convection libre et donne un flux non nul.

Finalement, le calcul du flux sensible fait appel (1) à la différence de température entre le sol et l'atmosphère, (2) à la vitesse du vent et (3) à la rugosité de surface. Les modèles physiques ne prenant pas en compte cette rugosité (*e.g.* Al-Arabi et El-Refaee (1978); Holman (1990); Bejan (2004)) sous-

évaluent de manière importante le flux sensible (d'un facteur 4 pour les vents importants sur des rugosités décimétriques).

Comme pour le flux radié, l'excédent de flux sensible produit par le flux géothermique est calculé par la différence de flux entre la zone étudiée et une surface de référence.

5.3.4 Flux de vapeur d'eau

Dans le cas des zones fumerolliennes, une partie de la chaleur est transportée par la vapeur d'eau. En effet, le refroidissement et la condensation de cette vapeur dans l'atmosphère libèrent de l'énergie, qui est donc contenue sous forme d'énergie potentielle dans la vapeur d'eau.

La chaleur transportée par la vapeur d'eau est libérée soit par la condensation, soit par le refroidissement du panache de vapeur. L'énergie qui est libérée par le refroidissement du panache est quasiment égale à l'énergie nécessaire au réchauffement de l'eau condensée qui redescend (Aubert, 1999). La chaleur transportée par la vapeur d'eau est donc le produit de la quantité de vapeur d'eau contenue dans l'atmosphère et de la chaleur latente de condensation.

La chaleur latente de condensation étant une constante, le flux de chaleur transporté par les gaz est proportionnel à la quantité maximale de vapeur d'eau que peut contenir l'atmosphère. La pression partielle en vapeur d'eau est une fonction directe de la température.

$$P = 10^5 \cdot \exp\left(13.72 - \frac{5120}{T}\right) \tag{5.10}$$

En profondeur, la pression partielle de vapeur d'eau est égale à la pression atmosphérique. A proximité de la surface, la température du sol diminue ; la pression partielle en vapeur d'eau, et donc le flux de vapeur d'eau diminue. A proximité de la surface, la chaleur est transportée majoritairement par conduction (Aubert, 1999; Aubert *et al.*, 2007).

Pour calculer le flux de vapeur d'eau, on utilise le fait que la conduction est négligeable en profondeur. Par conséquent, le flux de chaleur (φ) y est uniquement transporté par la vapeur d'eau (φ_v) (Aubert, 1999). A une profondeur donnée, on peut donc exprimer le flux transporté par la vapeur d'eau comme une fonction du flux géothermique total (φ) et de la température à cette profondeur

$$\varphi_v = \varphi_{v,prof} \cdot \frac{P_{sat}}{P_{sat,prof}} = \varphi \cdot \exp\left(\frac{5120}{T_{eb}} - \frac{5120}{T}\right) \tag{5.11}$$

où T_{eb} est la température d'ébullition de l'eau à l'altitude considérée.

La proportion du flux de chaleur qui est transporté par la vapeur d'eau est représentée sur la figure 5.7. Pour une surface à 30°C, ce flux correspond à 4% du flux total, et pour une surface à 50°C, il correspond à 11.7% du flux total (figure 5.7).

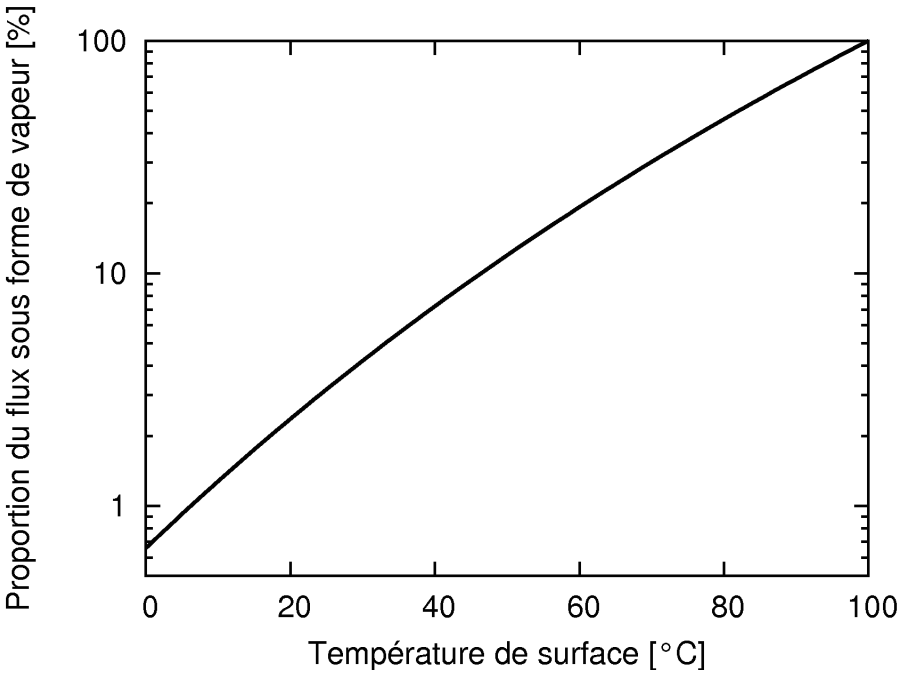


FIGURE 5.7 – **Proportion du flux géothermique qui est transporté par la vapeur d'eau, en fonction de la température.** Plus la température est élevée, plus la pression partielle en vapeur d'eau est importante et plus la proportion du flux géothermique est importante.

5.4 Expérience à la faille de la Ty

5.4.1 Cadre expérimental

Le calcul du flux de chaleur surfacique nécessite donc, outre la mesure de la température de surface, l'évaluation d'un certain nombre de paramètres.

1. Les paramètres atmosphériques (température, humidité et vitesse du vent) ont une influence sur sa transparence aux longueurs d'onde infrarouges (partie 5.3.1), mais aussi sur la vigueur du flux sensible (partie 5.3.3).
2. L'état de surface (rugosité et émissivité) influe à la fois sur la mesure de la température de surface (partie 5.3.1) et sur l'évaluation des flux radiés (partie 5.3.2) et sensibles (partie 5.3.3).

Entre le 08/03/2012 et le 17/03/2012, nous avons réalisé six mesures du flux thermique dans des conditions météorologiques variables. Pour cela, la température de la surface a été mesurée par imagerie thermique infrarouge. Parallèlement, les paramètres atmosphériques ont été mesurées à 2 m d'altitude (figure 5.8).

Pour valider notre méthode, nous avons mesuré indépendamment le flux géothermique grâce à un profil vertical de température. Celui-ci est mesuré grâce à une série de thermomètres implantés à différentes profondeurs (figure 5.8). Pour limiter les incertitudes dues aux hétérogénéités horizontales et aux erreurs intrumentales, deux thermocouples ont été utilisés à chaque profondeur.

5.4.2 Mesure infrarouge

Les mesures thermiques sur la faille de la Ty (Figure 5.9) ont été réalisées grâce à une caméra thermique non refroidie à microbolomètres, sensibles aux émissions du signal électromagnétique des objets dans les longueurs d'onde 8 à 14 µm. La caméra Fluke Ti32 comporte, en plus de son objectif thermique de 320 × 240 pixels, et de résolution 0.045 °C, un objectif optique de 640 × 480 pixels. L'objectif infrarouge, de fauchée $23 \times 17°$, permet d'obtenir, à 15 m de distance, des images thermiques avec une résolution spatiale de 2 cm et une couverture de 6 m de largeur environ. La température de la surface a été mesurée en moyennant l'ensemble des pixels de la zone d'étude (figure 5.10)

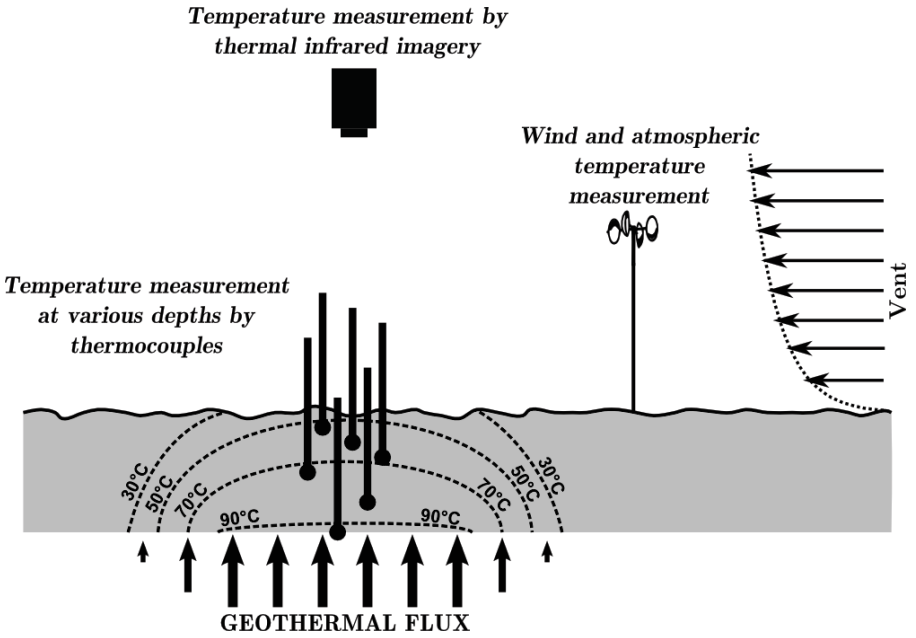


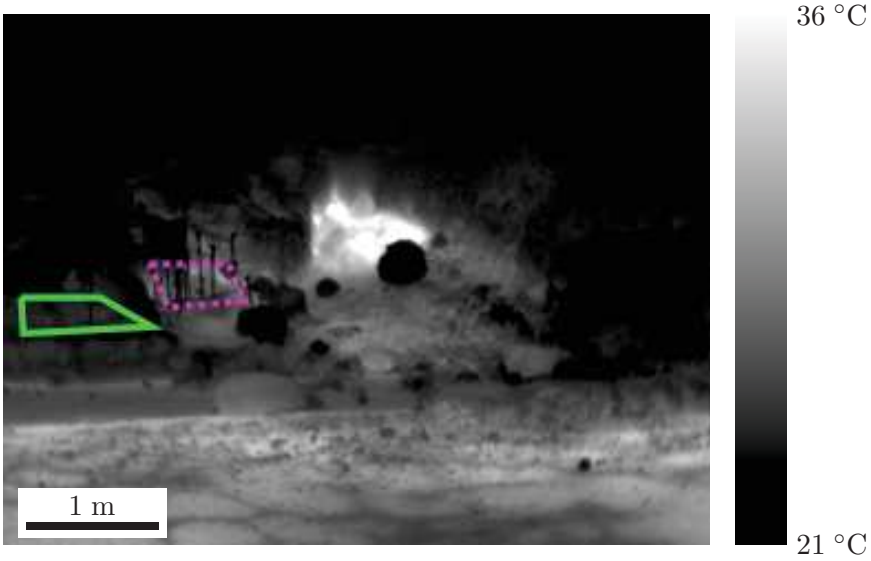
FIGURE 5.8 – **Dispositif expérimental de mesure du flux de chaleur.** Le flux est à la fois mesuré par un profil vertical de température, réalisé grâce aux thermocouples, et par imagerie thermique infrarouge. Le vent et la température de l'atmosphère sont mesurés en continu.

La calibration des caméras permet d'améliorer la précision des mesures. La correction de non-uniformité, réalisée toutes les minutes par la caméra, permet de corriger la dérive individuelle de chaque détecteur et d'obtenir une image homogène. De plus, les caméras sont calibrées avant et après l'expérience (partie 2.3). La précision de la mesure thermique annoncée par les constructeurs des caméras est de 2 °C, ce qui correspond à l'erreur observée lors de la calibration des caméras (voir partie 2.3 et la figure 2.11). L'incertitude sur l'anomalie de température est plus limitée grâce à la correction de non-conformité (inférieure à 0.5 °C).

5.4.3 Mesure des paramètres atmosphériques

Nous avons vu précédemment que la correction de l'opacité atmosphérique fait appel à l'humidité et à la température tout au long du trajet du rayon infrarouge (partie 5.3.1). Le calcul du flux sensible

(a) Prise de vue rapprochée de la zone d'étude, prise le 17/03/2012 par la caméra FlukeTi32.



(b) Image infrarouge thermique correspondante. On note une grande hétérogénéité spatiale de l'anomalie de chaleur

FIGURE 5.9 – **Prises de vue de la faille de la Ty** sur le volcan de la Soufrière de Guadeloupe par une caméra au sol, lors de la mission DOMOSCAN, montrant les anomalies thermiques générées par l'anomalie de flux géothermique. Ces images sont les images brutes, c'est-à-dire non corrigées des effets de l'émissivité et de l'absorption atmosphérique. La zone encadrée en magenta pointillée correspond à la zone instrumentée par des thermocouples (voir fig 5.10). La zone encadrée en trait vert continu correspond à la zone de référence avec un flux géothermique négligeable.

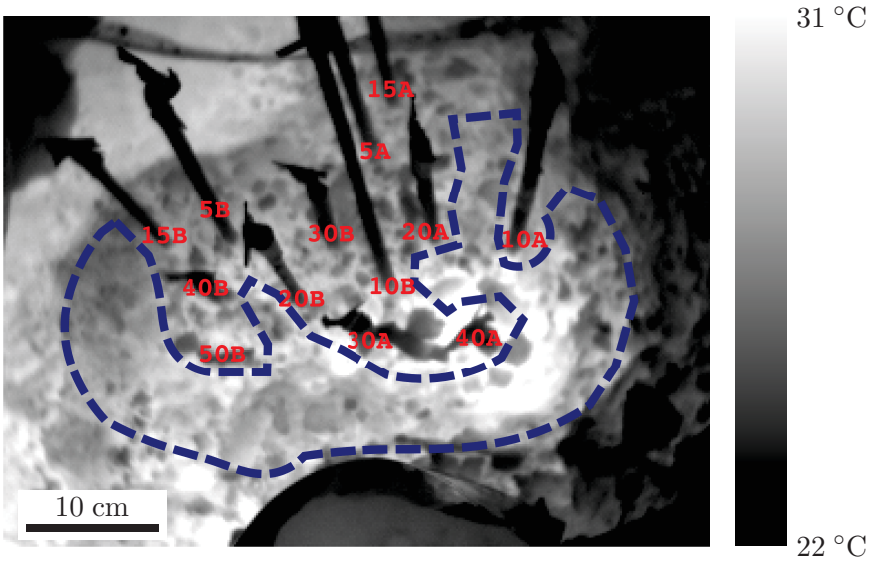


FIGURE 5.10 – **Vue rapprochée en infrarouge thermique de la zone d'étude** montrant l'anomalie de chaleur et les thermocouples (plus froids que le reste de l'image). Les numéros correspondent à la profondeur en centimètres des thermocouples. La température de surface est moyennée dans la zone en pointillé bleue. On note une forte hétérogénéité de température (écart-type de 1.5°C) sur la surface étudiée.

requiert pour sa part la mesure de la température et de la vitesse du vent à une altitude donnée (partie 5.3.3).

La température, la vitesse du vent et l'hygrométrie ont été estimées à 2 m d'altitude par un thermomètre-anémomètre-hygromètre, le Testo 410-2, donnant une précision de 0.2 $m \cdot s^{-1}$ pour le vent, de 0.5 °C pour la température et de 2.5% pour l'humidité de l'air, ainsi que par la station météorologique du sommet de la Soufrière. La météorologie locale étant très variable dans le temps, lors du calcul du flux sensible, la vitesse du vent et la température de l'atmosphère sont moyennés sur les 3 dernières heures.

Pour la correction des images infrarouges, le profil est extrapolé en altitude en considérant une humidité relative constante et un gradient thermique de 6 $°C \cdot km^{-1}$, caractéristique des domaines tropicaux.

5.4.4 Mesure de l'état de surface

L'état de la surface est représenté par (1) la rugosité, correspondant au relief moyen de la surface et influençant la vigueur de la turbulence, et (2) par l'émissivité, décrivant le flux radié par la surface. Ces deux paramètres peuvent être estimés sur le terrain.

Dans le cas d'une surface granulaire, la rugosité z_{0M} est une fonction directe du diamètre moyen des grains qui la composent. Dans le cas où le milieu n'est pas granulaire, des ajustements ont été proposés (*e.g.* Schlichting (1968); Lettau (1969); Counehan (1971); Macdonald *et al.* (1998)). Les différentes formules présentent des disparités assez importantes, mais sont généralement basées sur le rapport entre l'aire frontale des obstacles A_f et la surface qu'ils occupent A_d. Nous avons utilisé la formule de Lettau (1969) pour avoir un ordre de grandeur de la rugosité :

$$z_{0M} \approx 0.5 \cdot H \cdot \frac{A_f}{A_d} \tag{5.12}$$

où H est la hauteur moyenne des obstacles. On montre que dans le cas d'un milieu granulaire, $z_{0M} \approx 0.2 \cdot H$. Une discussion sur les différentes formules pour le calcul de z_{0M} peut être trouvée dans Macdonald *et al.* (1998). La longueur z_{0H} a longtemps été considérée comme étant égale à z_{0M} (*e.g.* Louis (1979)). Or, les processus moléculaires impliqués pour la diffusion de la température et de la quantité de mouvement étant différents, le rapport entre z_{0H} et z_{0M} peut être très différent de 1. Il a été montré que faire cette approximation mène à d'importantes erreurs dans l'estimation du flux de chaleur (Mascart *et al.*, 1995; Verhoef *et al.*, 1997; Su *et al.*, 2001). Le rapport entre z_{0H} et z_{0M} est très documenté dans la littérature, sous la forme du facteur kB^{-1} (*e.g.* Owen et Thomson (1963); Cahill *et al.* (1997); Verhoef *et al.* (1997); Blümel (1999); Su *et al.* (2001)). Pour un sol rugueux, on peut écrire (Brutsaert, 1982; Verhoef *et al.*, 1997) :

$$z_{0H} \approx z_{0M} \cdot \exp\left(-60 \cdot (u_\star \cdot z_{0M})^{0.45}\right) \tag{5.13}$$

où $u_\star$ est une la vitesse de friction, définie dans les équations 5.5 et 5.9.

L'émissivité, elle, peut être mesurée directement sur le terrain par la méthode présentée par Rubio *et al.* (1997) en utilisant une boîte réfléchissante (Appendice A). Toutefois, l'inexistance de matériaux

totalement réfléchissants et les variations de température durant la manipulation rendent la mesure relativement imprécise (erreur de l'ordre de 0.02).

Ces estimations nécessitent une mesure *in situ*, incompatible avec l'imagerie de grandes surfaces. La rugosité de surface peut être estimée à distance en utilisant la rétrodiffusion des radars (Blumberg et Greeley, 1993; Marticorena *et al.*, 2006). De même, l'émissivité de surface peut être théoriquement calibrée à partir d'images multispectrales, en utilisant l'algorithme de Gillespie *et al.* (1998).

Toutefois, du fait de leur coût et de la difficulté de leur mise en œuvre, ces méthodes sont uniquement utilisées à très basse résolution. Une autre solution est d'utiliser un système d'information géographique : une rugosité caractéristique et une émissivité sont alors affectées à chaque type de terrain (Hasager et Jensen, 1999).

5.4.5 Mesure du profil thermique

Pour valider notre protocole, nous avons comparé nos mesures à la méthode de calcul traditionnelle, qui consiste à déduire le flux géothermique du profil vertical de température. Deux séries de thermocouples ont été installés dans le sol, à 5, 10, 15, 20, 30, 40 et 50 cm de profondeur.

Dans le sol, le flux géothermique est transporté soit par convection de la vapeur d'eau, soit par conduction. En considérant une vitesse constante d'ascension de la vapeur d'eau, on peut écrire que le flux transporté par vapeur d'eau est proportionnel à la pression de vapeur saturante, le reste étant transporté par conduction (voir partie 5.3.4) :

$$\varphi = -k \cdot \frac{dT}{dz} + \varphi \cdot \exp\left(\frac{5120}{T_{eb}} - \frac{5120}{T}\right) \tag{5.14}$$

k représente la conductivité thermique de la roche, de l'ordre de 1 $\mathrm{W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}}$ et T_{eb} la température ébullition de l'eau. Le profil mesuré sur la figure 5.2 correspond à un flux de chaleur de 275 $\mathrm{W \cdot m^{-2}}$ environ (figure 5.11).

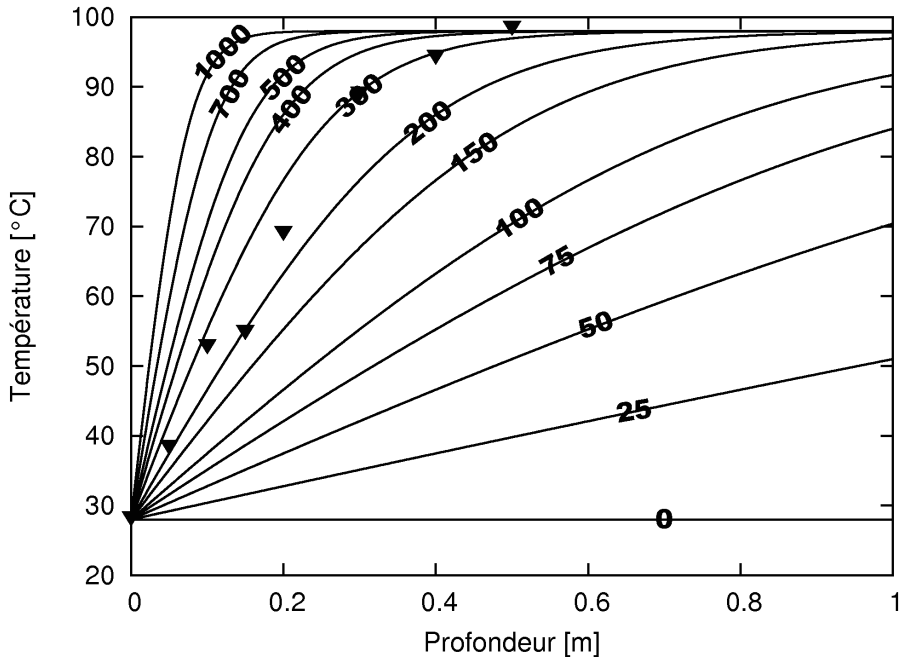
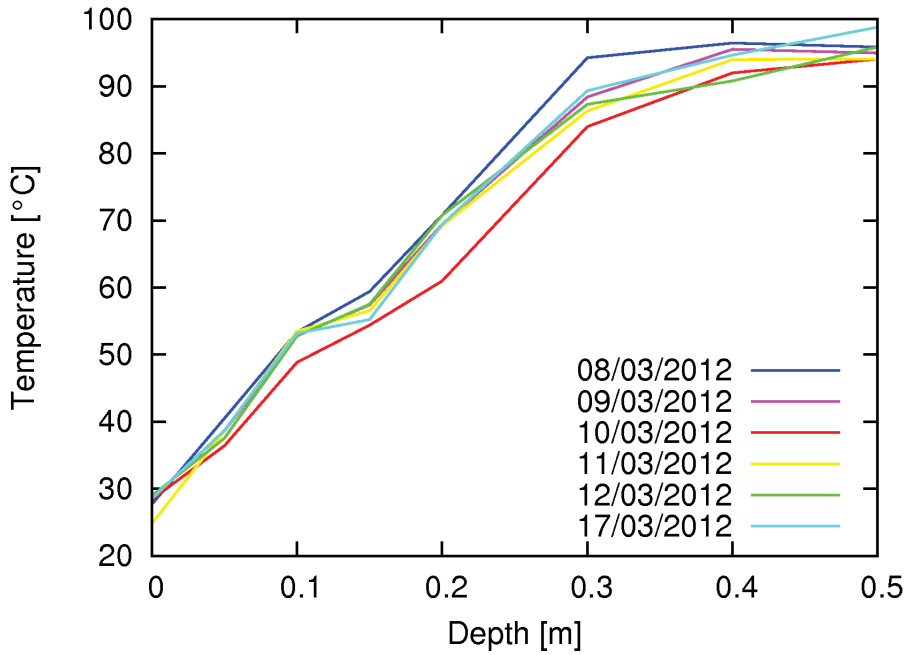


FIGURE 5.11 – **Profils verticaux de températures théoriques et réel.** Les profils théoriques ont été obtenus en intégrant numériquement l'équation 5.14. Le profil réel, représenté par les triangles a été mesuré le 17/03/2012 par une série de thermocouples à différentes profondeurs. Le flux de chaleur mesuré est donc ici de 275 $\mathrm{W \cdot m^{-2}} \pm 50$ $\mathrm{W \cdot m^{-2}}$

5.5 Validation de la méthode

La figure 5.12 montre les résultats de l'expérience, pour six journées entre le 08/03/2012 et le 17/03/2012. Les courbes (a) montrent que le flux mesuré par le profil vertical de température reste constant durant l'expérience, à environ 275 ± 50 $\mathrm{W \cdot m^{-2}}$. Le tableau (b) suivant montre les paramètres atmosphériques et le flux total mesuré par imagerie thermique infrarouge sur la même période. Le flux mesuré est tout a fait compatible avec les mesures du profil vertical (268 ± 46 $\mathrm{W \cdot m^{-2}}$)

Pour déterminer l'origine de cette incertitude, nous avons utilisé la méthode de Monte-Carlo. Le tableau 5.1 montre les mesures le 17/03/2012, ainsi qu'une estimation des paramètres de l'état de surface. Pour une mesure donnée, nous faisons varier aléatoirement chaque paramètre, en fonction de son incertitude, puis nous recalculons le flux géothermique. Le calcul est itéré de nombreuses fois, et



(a) Profils de température mesurés. Chaque profil est mesuré par des couples de capteurs situés à 5, 10, 15, 20, 30, 40 et 50 cm de profondeur.

Date	08/03/2012	09/03/2012	10/03/2012	11/03/2012	12/03/2012	17/03/2012
Température de surface de l'anomalie	27.7°C	28.6°C	28.4°C	24.8°C	28.9°C	28.5°C
Température de surface loin de l'anomalie	24.0°C	25.1°C	23.2°C	20.6°C	24.2°C	24.1°C
Température de l'atmosphère	20.4°C	21.0°C	18.1°C	19.2°C	18.7°C	17.3°C
Vitesse du vent à 2 m	2.8 $m \cdot s^{-1}$	2.0 $m \cdot s^{-1}$	1.4 $m \cdot s^{-1}$	1.5 $m \cdot s^{-1}$	1.9 $m \cdot s^{-1}$	1.7 $m \cdot s^{-1}$
Flux radié	22 $W \cdot m^{-2}$	22 $W \cdot m^{-2}$	31 $W \cdot m^{-2}$	25 $W \cdot m^{-2}$	29 $W \cdot m^{-2}$	27 $W \cdot m^{-2}$
Flux sensible	301 $W \cdot m^{-2}$	207 $W \cdot m^{-2}$	211 $W \cdot m^{-2}$	185 $W \cdot m^{-2}$	271 $W \cdot m^{-2}$	218 $W \cdot m^{-2}$
Proportion du flux de vapeur d'eau	3.9 %	4.1 %	4.1 %	3.3 %	4.2 %	4.1 %
Flux total	336 $W \cdot m^{-2}$	239 $W \cdot m^{-2}$	253 $W \cdot m^{-2}$	217 $W \cdot m^{-2}$	313 $W \cdot m^{-2}$	255 $W \cdot m^{-2}$

(b) Paramètres des mesures et calcul du flux de chaleur par imagerie infrarouge. La moyenne du flux mesuré est de 268 ± 46 $W \cdot m^{-2}$

FIGURE 5.12 – **Mesure du flux de chaleur pour différentes conditions météorologiques**, avec une pluie faible ou absente les 24 h précédant la mesure. Les profils de températures sont relativement constants au cours du temps, et donnent un flux de 275 $W \cdot m^{-2}$ (voir figure 5.11). Malgré des conditions atmosphériques variables, les estimations par la méthode infrarouges donnent une bonne estimation, avec un écart-type faible (46 $W \cdot m^{-2}$).

l'écart-type des résultats calculés correspond à l'incertitude finale. Cette méthode permet de prendre en compte l'inter-dépendence des différents paramètres.

Toutefois, les incertitudes sur la mesure sont trois fois plus importantes qu'avec la méthode traditionnelle (150 $\mathrm{W \cdot m^{-2}}$). Cette forte valeur est majoritairement due à l'incertitude sur l'état de surface (rugosité et émissivité).

Or, ces paramètres sont indépendants du temps. Pour calculer la variation temporelle du flux, l'émissivité et la rugosité de surface peuvent être fixées. L'incertitude sur la variation de flux de chaleur est alors d'environ 50$\mathrm{W \cdot m^{-2}}$(soit 20% de la mesure). Ces incertitudes sont tout à fait comparables à celles mesurées par un profil vertical de température (figure 5.12(a) et tableau 5.1).

	Valeur	Incertitude pour une mesure absolue du flux de chaleur	Incertitude pour une variation du flux de chaleur
Température brute de l'image infrarouge au niveau de l'anomalie	27.3°C	±1.5°C	±1.5°C
Température brute de l'image infrarouge loin de l'anomalie	18°C	±1°C	±1°C
Température de l'atmosphère	17.3°C	±1°C	±1°C
Emissivité estimée	0.95	± 0.05	.
Transmittance estimée	1.00	±0.01	±0.01
Vitesse du vent à 2 m	1.7 $\mathrm{m \cdot s^{-1}}$	±0.3 $\mathrm{m \cdot s^{-1}}$	±0.3 $\mathrm{m \cdot s^{-1}}$
Rugosité de surface (z_{0m})	0.12 m	±0.12 m	.
Anomalie de température réelle	9.8°C	±2.0°C	±2.0°C
Flux de chaleur radiée (eq. 5.3)	27 $\mathrm{W \cdot m^{-2}}$	±10 $\mathrm{W \cdot m^{-2}}$	±10 $\mathrm{W \cdot m^{-2}}$
Flux de chaleur sensible (eq. 5.4)	218 $\mathrm{W \cdot m^{-2}}$	±140 $\mathrm{W \cdot m^{-2}}$	±44 $\mathrm{W \cdot m^{-2}}$
Proportion du flux de vapeur d'eau (eq. 5.11)	4%	±0.4%	±0.4%
Flux total	255 $\mathrm{W \cdot m^{-2}}$	±150 $\mathrm{W \cdot m^{-2}}$	±54 $\mathrm{W \cdot m^{-2}}$

TABLE 5.1 – **Calcul du flux de chaleur lors de l'expérience du 17/03/2012, et incertitudes associées.** Les incertitudes sont calculées par la méthode de Monte-Carlo. Dans le cas d'expériences répétées, la rugosité et l'émissivité sont fixées, ce qui réduit considérablement l'incertitude.

5.6 Discussion

L'utilisation de l'imagerie thermique infrarouge est donc tout à fait adaptée à l'estimation du flux de chaleur. Elle présente en effet l'avantage de produire des cartes de flux, ce qui permet de remonter au flux total de chaleur. De plus, contrairement à la mesure du flux de chaleur par un profil vertical qui devient difficile dès que le flux surfacique dépasse 500 $\mathrm{W \cdot m^{-2}}$(Aubert *et al.*, 2007), l'imagerie thermique infrarouge permet l'estimation d'une grande gamme de flux de chaleur. Cette méthode permet donc à la fois l'estimation du flux total de chaleur à l'échelle d'un édifice volcanique, et de suivre avec une bonne précision l'évolution temporelle de ce flux de chaleur.

Les incertitudes sur l'estimation du flux de chaleur sont liées à l'estimation des différents paramètres. La topographie et la météorologie étant complexes sur les reliefs, la vitesse du vent et la température de l'air sont très variables. De plus, certains paramètres, tels que la rugosité et l'émissivité sont difficiles à évaluer, a fortiori à distance. La comparaison de la mesure infrarouge du flux de chaleur avec une mesure réalisée par un profil de température vertical permet de valider les estimations de l'état de surface (émissivité et rugosité), et de réduire de 70 % les incertitudes sur la mesure finale. L'amélioration de l'estimation de ces paramètres permettrait d'augmenter encore la précision de la mesure.

Dans cette étude, nous avons utilisé une caméra portée par l'opérateur, proche de la source de chaleur. Or, tout l'intérêt de cette méthode est de l'utiliser sur des plateformes aéroportées pour augmenter la couverture spatiale. Un bilan thermique total des zones fumerolliennes peut alors être réalisé.

Le flux de chaleur mesuré est le flux de surface, qui n'est égal au flux géothermique qu'à l'équilibre. En cas de fortes pluies, par exemple, la surface du sol est ramenée à une température proche de celle de l'atmosphère, et il faut un certain temps pour que le système se remette à l'état stationnaire. Si la pluie est constante, on peut considérer que ce refroidissement constitue un quatrième flux de chaleur, correspondant à la chaleur qu'il faut pour vaporiser l'eau météoritique. Si la pluie est variable, les mesures devront en tenir compte. Plus le flux de chaleur est mesuré longtemps après l'épisode pluvieux, plus il sera proche du flux géothermique réel. L'estimation de l'effet temporel de la pluie est une problématique qu'il faudrait résoudre pour pouvoir augmenter la répétabilité des mesures.

5.7 Conclusion

Dans cette étude, nous montrons qu'il est possible de remonter au flux de chaleur à partir de la température de surface, mesurée par imagerie infrarouge thermique. La validation de cette méthode a été réalisée en la comparant au protocole conventionnel, consistant à estimer le flux à partir d'un profil vertical de température.

L'estimation du flux de chaleur à partir des images infrarouges permet un bilan total du flux de chaleur sur des grandes zones, avec un dispositif relativement simple. En effet, la conversion nécessite uniquement la connaissance de paramètres atmosphériques simples (température de l'air, vitesse du vent, humidité de l'air), ainsi que de quelques paramètres de surfaces qu'il est facile d'estimer au premier ordre (émissivité et rugosité).

Cette méthode est donc parfaitement adaptée au suivi des zones d'anomalie thermique. La cartographie des flux géothermiques permet de quantifier la réorganisation du système hydrothermal, et l'intégration de ces flux sur l'ensemble du volcan peut être un marqueur de son activité.

Post-propos

Cette étude montre les avantages de l'imagerie thermique infrarouge par rapport à une mesure ponctuelle, à savoir la simplicité de mise en oeuvre et la possibilité de réaliser un bilan surfacique. Le principal inconvénient de la méthode est lié au fait de mesurer la température de la surface, qui dépend des phénomènes atmosphériques.

Les études météorologiques et physiques divergent pour les conditions extrêmes (fort vent, fort flux de chaleur et forte rugosité). Cette observation est révélatrice des efforts qu'il faut encore réaliser pour pouvoir utiliser cette méthode en routine. La quantification de la rugosité et l'estimation de la vitesse du vent en tout point de la zone d'étude sont deux autres aspects à améliorer.

Ces améliorations potentielles ont toutes été déjà étudiées, et ne nécessitent qu'une extension de leur domaine d'application. Ici, il est possible d'utiliser les données calculées à partir des profils de température pour calibrer *a posteriori* nos valeurs. Toutefois, la valeur calculée *a priori* est très compatible avec celle calculée par la méthode traditionnelle, ce qui valide notre méthode.

Dans cette étude, nous avons volontairement mis de côté les effets de la pluie sur le flux de chaleur en surface. Parallèlement à ce travail, j'ai réalisé un modèle physique visant à recréer le gradient de température généré par un flux de chaleur en zone sub-fumerollienne. L'effet de la pluie est simulé par une baisse de la température en profondeur due à l'infiltration de l'eau. La figure 5.13 montre le temps qu'il faut pour que le flux mesuré en surface redevienne égal à 95% du flux géothermique après un épisode pluvieux, en fonction de la pluie tombée et du flux de chaleur. Dès que le flux dépasse 200 $\mathrm{W \cdot m^{-2}}$, le temps de retour à l'état d'équilibre devient inférieur à une semaine. Les mesures réalisées sont donc tout à fait utilisables, pour peu qu'on connaisse l'historique pluviométrique de la zone.

Ce progamme pourrait être développé pour prendre en compte les effets de la pluie dans les cas où le délai n'est pas suffisant pour assurer un retour à l'équilibre.

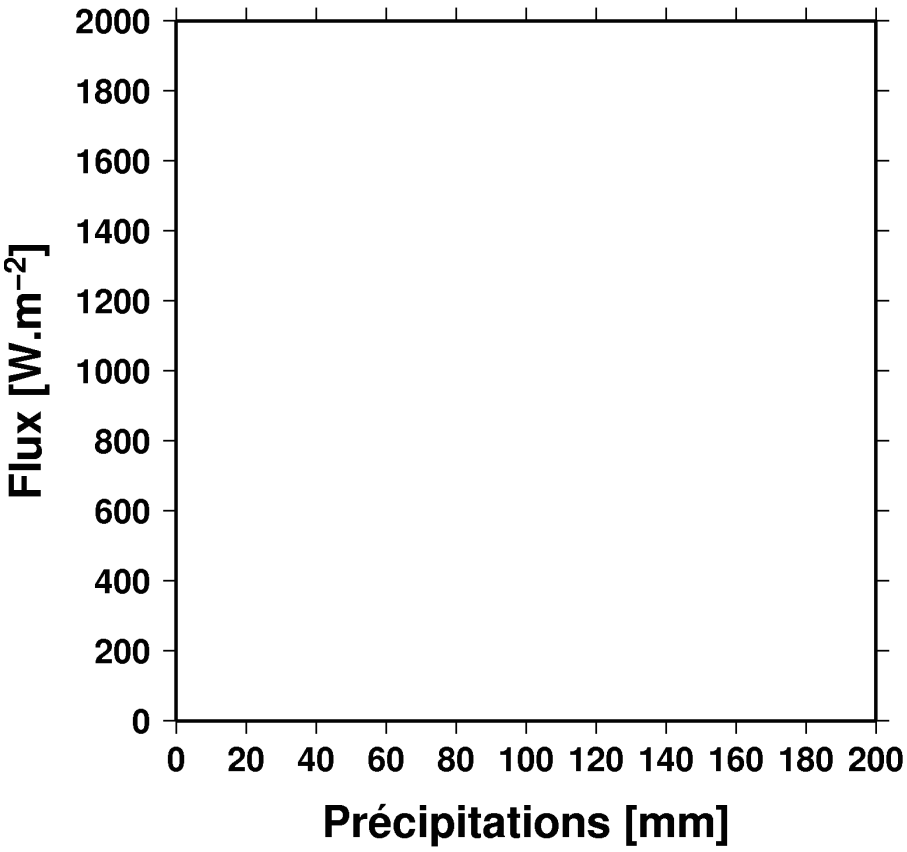


FIGURE 5.13 – **Temps nécessaire (en jours) pour que le flux de surface soit égal à 95% du flux géothermique**, après un épisode pluvieux, en fonction de la quantité de pluie et du flux géothermique. Ce temps augmente pour les fortes pluies et les faibles flux de chaleur. Pour un flux géothermique de $300\mathrm{W}\cdot\mathrm{m}^{-2}$, le temps de retour à l'équilibre pour des fortes pluies (10 à 20 cm) est de l'ordre de 3 jours.

6

Conclusion générale et perspectives

Sommaire

Avant-propos **76**

4.1 Introduction **77**

4.2 Modèles thermiques de surfaces **79**

4.2.1 Équations constituantes du modèle 1D 79

4.2.2 Effet de la rugosité de surface 82

4.2.3 Effets bidimensionnels de la rugosité 84

4.3 Résultats **87**

4.3.1 Influence de l'échelle de la rugosité 88

4.3.2 Effet de l'amplitude de la rugosité : comparaison du modèle d'auto-chauffage et du modèle bi-dimensionnel 91

4.3.3 Influence de l'inertie thermique 92

4.3.4 Influence des réflexions multiples 93

4.3.5 Influence de l'orientation de la caméra 93

4.4 Discussion **98**

4.4.1 Cas des astéroïdes 98

4.4.2 Mars 100

4.5 Conclusion **102**

4.A Calcul de l'équation de la chaleur avec le coefficient d'auto-chauffage . . 102

4.B Calcul des inter-réflexions 103

Post-propos 104

6.1 Synthèse

L'imagerie thermique infrarouge est très largement utilisée en sciences de la Terre. Toutefois, son utilisation se résume généralement à une exploitation qualitative de la donnée. Pour utiliser quantitativement les images infrarouges thermiques, deux questions fondamentales se posent :

- Que représente la température mesurée ?
- Comment utiliser l'information géométrique de l'image ?

6.1.1 Que représente la température mesurée ?

Dans le chapitre 2, j'ai défini un protocole de calibration et de correction des images thermiques infrarouges, prenant en compte (1) les phénomènes de réflexion, (2) l'opacité de l'atmosphère et (3) l'erreur instrumentale. Dans les conditions idéales, l'erreur absolue sur la mesure est de l'ordre de 2°C. Cette erreur globalement homogène sur toute l'image est à la fois due à la technologie des microbolomètres, et aux paramètres externes à évaluer pour réaliser les corrections.

J'ai montré que cette température de surface est influencée par de nombreux paramètres. Dans le chapitre 4, j'ai étudié l'influence de la nature du sol, de l'ensoleillement et de l'état de surface. Dans le chapitre 5, j'ai évoqué les effets atmosphériques. La somme de ces effets rend difficile l'interprétation de la température absolue d'une surface. Dans la plupart des cas, l'interprétation d'une mesure relative de température est préférable. Par exemple, dans le cas de l'évaluation du flux géothermique (Chapitre 5), le calcul est réalisé en utilisant la différence de température entre la surface soumise au flux géothermique anomalique et une surface de référence, non soumise à ce flux. Le phénomène à étudier est ainsi circonscrit et peut être étudié relativement à la zone de référence. De plus, les sources d'incertitudes étant les mêmes pour la zone étudiée et pour la surface de référence, la précision de la mesure relative est considérablement améliorée (de l'ordre de 0.5°C) par rapport à la mesure absolue.

6.1.2 Quelle est la géométrie de l'image ?

Si la mesure de la distance entre la cible et le capteur suffit pour estimer, au premier ordre, la dimension des phénomènes étudiés, il est souvent nécessaire de géolocaliser précisément les images thermiques. Ce géoréférencement est réalisé via une image optique acquise dans une géométrie proche par un capteur indépendant ou intégré à la caméra thermique. Cette superposition peut être rendue délicate par l'absence de points de repères clairs sur l'image (*e.g.* pour les images héliportées sur la mer), et par la résolution des capteurs thermiques (actuellement de l'ordre de 100 kpixels) qui est beaucoup plus faible que la résolution des capteurs optiques (quelques Mpixel). La reconstruction précise de la géométrie de l'image thermique pour calculer une orthophotographie thermique est un progrès, comme je l'ai montré dans le chapitre 3 concernant la "Thermal Waterline Method". Sur de plus grandes surfaces comme celle d'un volcan (Chapitre 5) par exemple, le calcul des orthophotographies thermique reste un challenge délicat du fait du fort relief et de la faible résolution des capteurs. De plus, si la correction est imprécise, la température mesurée peut varier en fonction de l'angle de prise de vue.

En fonction de l'objectif et de la précision recherchés, les corrections géométriques et radiométriques peuvent donc être envisagées à différents niveaux (table 6.1).

		CORRECTIONS RADIOMETRIQUES		
		Pas de correction	Mesure relative	Mesure absolue
CORRECTIONS GEOMETRIQUES	Sans traitement	– Calcul de la vitesse de particules chaudes ou de fumées (Particle Image Velocimetry – PIV)	– Mesure du taux de refroidissement des particules ou de la fumée	– Mesure de la température de sortie de liquides ou de gaz chauds
	Superposition sur une image visible	– Vitesse d'avancée des coulées de lave – Repérage des feux de forêts – Repérage d'anomalies de températures (sources chaudes, émissions de gaz, résurgences, *etc.*)	– Evolution du flux de chaleur sur une image (Chapitre 5)	– Calcul de l'inertie thermique (Chapitre 4)
	Orthorectification	– Bilan sédimentaire (Chapitre 3)	– Evolution du flux de chaleur total d'une zone	– Estimation du flux de chaleur total d'une zone

TABLE 6.1 – **Quelques exemples d'application de l'imagerie thermique infrarouge en fonction du degré de traitement géométrique et radiométrique**

6.2 Perspectives

L'imagerie thermique infrarouge est donc à la fois un outil de cartographie et un outil de mesure. Dans cette partie, je propose quelques utilisations géologiques possibles dans divers contextes, en soulignant les éventuelles difficultés rencontrées lors des corrections géométriques et radiométriques.

L'imagerie thermique infrarouge est utilisée dans de nombreux contextes géologiques. *A priori*, les zones recouvertes de végétation sont à exclure, car la température mesurée est celle de la plante, qui peut être différente de la température du sol. L'imagerie infrarouge est donc limitée, sur Terre, aux zones suffisamment actives géologiquement pour que la végétation n'ait pas le temps de se mettre en place (coulées de lave récentes, glissement de terrain). Les dégagements de gaz et de vapeurs, les pollutions locales (minières) peuvent également rendre stériles le sol et permettre son observation en imagerie infrarouge.

6.2.1 Etude des glissements de terrain

L'imagerie thermique infrarouge peut être utilisée sur les glissements de terrain pour quantifier à distance la teneur en eau et la rugosité de la pente (Polemio et Petrucci, 2001).

La teneur en eau du sol est un paramètre crucial pour la stabilité du sol. Or, l'eau a une inertie thermique très supérieure à celle de la roche. Les zones les plus humides, et donc les plus susceptibles de céder (Whitworth *et al.*, 2005) auront donc une température plus faible en journée et plus forte la nuit. Connaissant la conductivité thermique de la roche sèche et celle de l'eau, il est théoriquement possible de quantifier l'eau contenue dans le sol, et d'en déduire une carte de risque.

En outre, les zones actives présentent une rugosité caractéristique (Whitworth *et al.*, 2005). Or, l'effet d'ombrage, très visible dans les longueurs d'ondes thermiques, permet d'évaluer à distance la rugosité d'une surface. Par exemple, Mushkin et Gillespie (2005) ont proposé une relation empirique entre la rugosité et le contraste de température mesurée par deux caméras ayant une orientation différente. Cette méthode pourrait être adaptée pour caractériser quantitativement la rugosité fine, et déterminer empiriquement l'âge de la dernière rupture.

6.2.2 Etude des sources et des résurgences

L'imagerie infrarouge thermique peut également être utilisée pour repérer des sources ou des résurgences en rivière (Loheide II et Gorelick, 2006; Cristea et Burges, 2009). En outre, elle a été utilisée avec succès pour déterminer les effets atmosphériques et les effets des centrales nucléaires (Wawrzyniak *et al.*, 2011) sur la température du Rhône. Quantitativement, on mesure le contraste de température entre l'eau non influencée par la source et l'eau en aval de cette source. Celui-ci dépendant à la fois du débit de la source et de sa température, la caractérisation complète de la source nécessite des hypothèses supplémentaires.

Si la technique est bien adaptée aux zones terrestres ou aux petites rivières, deux problèmes limitent cette technique dans le cas de la mer :

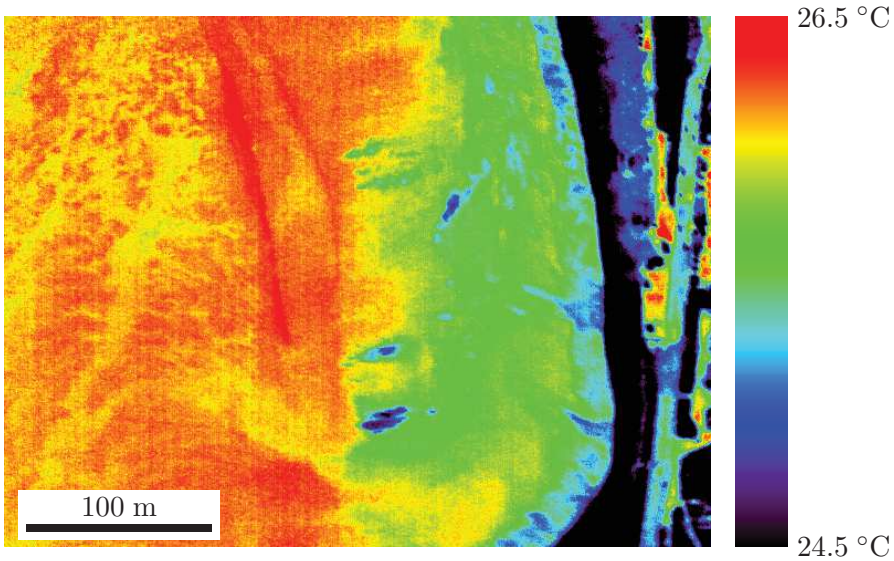
- La géolocalisation est difficile, car il n'existe pas de points de repères sur la mer. Il est possible de déduire l'emprise de l'image à partir de la position du capteur et la direction de la prise de vue, mais cette technique augmente notablement les incertitudes.
- L'eau de la source se diluant dans une grande masse d'eau, l'anomalie de température est très atténuée . Le phénomène est donc *a priori* indéterminé, et thermique n'est visible que si le débit de la source et la différence de température est importante.

La technique est donc limitée aux zones à proximité de la côte. Une expérimentation en cours sur ces résurgences côtières à la Réunion montre l'importance des résurgences dans flux d'eau total (fig. 6.1)

6.2.3 Etude des phénomènes volcaniques

L'imagerie infrarouge thermique est particulièrement adaptée à l'étude des volcans en activité, dont les dégagements de chaleur et de matière sont les manifestations les plus évidentes. L'imagerie infrarouge thermique peut servir dans une premier temps à repérer les zones d'activité. Ce suivi peut être réalisé depuis l'échelle métrique jusqu'à l'échelle du volcan pour définir la géométrie et l'intensité des anomalies. Outre cette cartographie, l'imagerie thermique infrarouge permet l'étude de phénomènes particuliers. Par exemple, nous avons vu, dans le chapitre 4 que l'imagerie thermique infrarouge permet de mesurer le flux géothermique des zones fumerolliennes et sub-fumerolliennes.

(a) Vue optique



(b) Vue infrarouge thermique

FIGURE 6.1 – **Prise de vue par hélicoptère du lagon de St Leu,** sur la côte de la Réunion. Les résurgences sont marquées par une température plus faible que l'eau de mer. Celles-ci se situent à la fois en pleine mer et au sommet des plages.

A l'échelle du volcan, des prises de vues répétées permettent de suivre la localisation et l'intensité de ces zones, et ainsi d'analyser l'évolution du système hydrothermal.

Dans les zones d'émission de gaz et de particules, l'imagerie thermique infrarouge est un outil particulièrement puissant qui permet de caractériser de nombreux paramètres :

- La température absolue de sortie des gaz est un indicateur de sa composition : la présence de vapeur d'eau en forte concentration limite sa température à 100°C environ, alors qu'un gaz plus concentré en CO_2 ou SO_2 aura une température plus élevée.
- La vitesse de sortie des gaz, indicateur de la pression, peut être déterminée en comparant deux images thermiques prises avec un faible intervalle de temps, par la technique de vélocimétrie par image de particules (Particle image velocimetry ou PIV). Cette même technique peut être utilisée pour calculer la vitesse du panache de fumée.
- Le débit de la source peut être calculé à partir de la vitesse de refroidissement du panache de fumée : plus le débit est important, plus la dilution du panache dans l'atmosphère sera lente, et donc plus le refroidissement sera lent.
- Si le panache contient des particules solides, le taux de refroidissement sera plus faible, et lié à la densité des particules et à leur taille.

Dans un panache de fumée, c'est, au premier ordre, la température des particules — liquides et solides — qui est mesurée, car, contrairement aux gaz, elles ont une transmittance nulle. Si le panache n'est pas assez dense, une partie du signal ne provient pas du panache mais des objets situés derrière lui. De plus, le centre du panache, moins influencé par l'atmosphère, est plus chaud que les bords. La température mesurée représente donc une intégration complexe des températures des particules du panache. Elle n'est représentative qu'au niveau de la bouche de sortie de ces panaches.

L'étude des laves est également un domaine d'application de l'imagerie infrarouge. Etant données ses températures (de l'ordre de 1000°C), on utilisera plus volontiers l'infrarouge moyen ou le proche infrarouge. Toutefois, les problématiques sont les mêmes que pour l'imagerie infrarouge. En effet, on ne mesure que la température de la surface de la lave. Celle-ci peut présenter une croûte à sa surface (*e.g.* Crisp et Baloga (1990); Flynn et Mouginis-Mark (1992); Griffiths (2000); Harris *et al.* (2007); Harris et Rowland (2009)). Il est donc nécessaire de construire un modèle pour déterminer la température en profondeur, et sa dynamique.

6.2.4 Planétologie

En planétologie, l'imagerie infrarouge thermique peut avoir deux utilisations principales :

– Nous avons vu, dans le chapitre 4, comment l'inertie thermique pouvait donner, au premier ordre, une indication sur la nature géologique du sol. Toutefois, de nombreux paramètres peuvent influencer la mesure. Outre la rugosité de surface, j'ai évoqué, dans le chapitre 4, l'hétérogénéité de conductivité. Sur les grosses planètes, des mouvements convectifs dans l'atmosphère ou dans le sol (Antoine *et al.*, 2009) peuvent également venir perturber la mesure. Au final, les incertitudes sur l'inertie thermique sont difficiles à réduire.

– Pour les corps comprenant une activité volcanique (*e.g.* Io), l'imagerie thermique pourrait permettre un suivi régulier des éruptions, et ainsi de contraindre la dynamique interne. (Davies, 1996).

6.3 Apports de la haute résolution

En fonction de la taille du phénomène étudié, la caméra thermique peut être installée sur différentes plateformes (figure 6.2).

Dans cette étude, je me suis concentré sur des études infrarouges à haute définition (Chapitres 3 et 5). Ceci permet d'avoir (1) une plus faible absorbance atmosphérique, (2) une meilleure résolution et (3) une meilleure précision des données. De plus, il est donc possible d'exclure certaines zones, en particulier celles qui recouvertes par de la végétation, sur lesquelles la température mesurée n'est pas la température du sol.

La répétition des mesures peut également être une source d'information importante. Le suivi d'une même zone permet d'étudier l'évolution à long terme d'un système (figure 6.2). J'ai décrit dans le chapitre 5 une méthode de suivi des manifestations en surface d'un système hydrothermal. Des suivis similaires pourraient être réalisés sur les zones de glissement de terrain ou les zones côtières.

A une très haute fréquence d'acquisition (inférieure à la seconde), l'imagerie thermique permet le suivi des mouvements de particules de gaz ou de fluides (figure 6.2). A cette fréquence, l'imagerie infrarouge donne une indication sur la vitesse de déplacement des objets. Cette vitesse de déplacement pourrait être couplée avec la vitesse de refroidissement de ces objets. Ici encore, l'imagerie thermique infrarouge permet donc un couplage entre la géométrie et la valeur de l'anomalie.

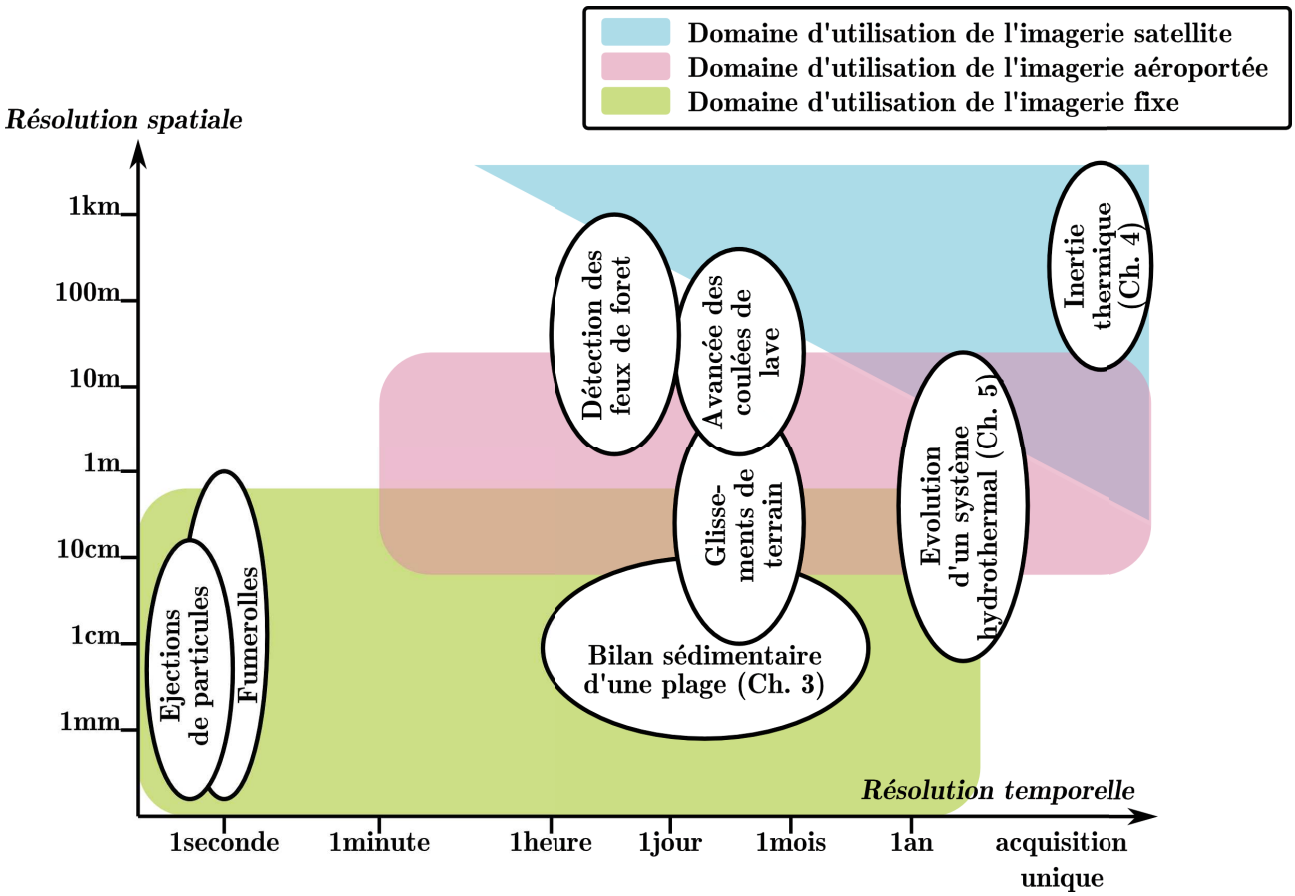


FIGURE 6.2 – **Résolution spatiale et temporelle de quelques études réalisées en imagerie thermique infrarouge.** L'utilisation d'une caméra fixe ou aéroportée permet une étude à plus hautes résolutions spatiale et temporelle, ce qui augmente le champ d'application de l'imagerie thermique infrarouge.

Appendices

A

Estimation de l'émissivité par une mesure sur le terrain

L'émissivité d'une surface est un paramètre essentiel pour corriger la température mesurée par une caméra thermique des effets de la réflexion (voir partie 2.1). Sa mesure sur le terrain grâce à une "boîte à émissivité" a fait l'objet de nombreuses études (*e.g.* Buettner et Kern (1965); Combs *et al.* (1965); Taylor (1979)) qui ont été compilées et discutées par Rubio *et al.* (1997). Je rappelle ici le principe général de la méthode dite "à deux couvercles", préconisée par Rubio *et al.* (1997) (On trouvera la description d'autres méthodes et leur comparaison dans ce même article).

La boîte à émissivité est une boîte métallique comprenant deux couvercles, permettant la mesure de la température d'une surface dans différentes conditions (figure A.1). Pour la confection de la boîte, nous avons utilisé des plaques avec une émissivité ε variant entre 0.08 pour les rayons rasants et 0.04 pour les rayons arrivant perpendiculairement, et une fonction de distribution bidirectionnelle de la réflectance (BRDF) spéculaire. Un couvercle est composé du même matériau que la boîte, l'autre est recouvert d'une peinture noire à forte émissivité, la Nextel Velvet Coating 811-21 d'émissivité 0.97 (Kwor et Matte, 2001; Dury *et al.*, 2007).

Le protocole de mesure est représenté dans la figure A.2. Pour chaque mesure, on exprimera la luminance totale de l'échantillon en utilisant l'approximation du corps gris définie dans la partie 2.1.3 (équation 2.11).

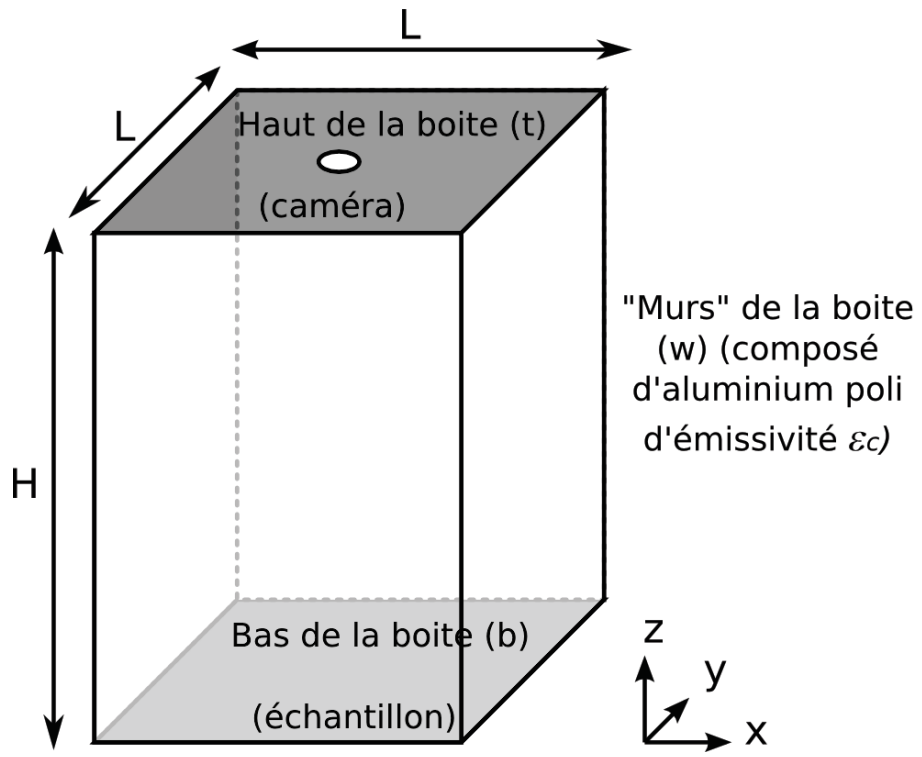


FIGURE A.1 – Schéma de la boîte à émissivité (d'après Rubio *et al.* (1997)). Les murs de la boîte sont composés d'aluminium poli. Le haut de la boîte est constitué de couvercles interchangeables laissant une ouverture pour le capteur.

1. Dans un premier temps, la luminance de l'échantillon est mesurée, avec un couvercle en métal. Puisque le couvercle est réfléchissant, sa luminance est celle de l'échantillon. La luminance incidente sur la surface est donc égale à la luminance de cette surface, et on peut écrire :

$$L_1 = B_{ech} \tag{A.1}$$

2. Puis, le couvercle sombre est installé. Celui-ci a une température différente de l'échantillon. La luminance de l'échantillon sera donc :

$$L_2 = \varepsilon \cdot B_{ech} + (1 - \varepsilon) \cdot B_{hot} \tag{A.2}$$

3. Enfin, on place une plaque d'aluminium à la place de l'échantillon, pour mesurer la luminance

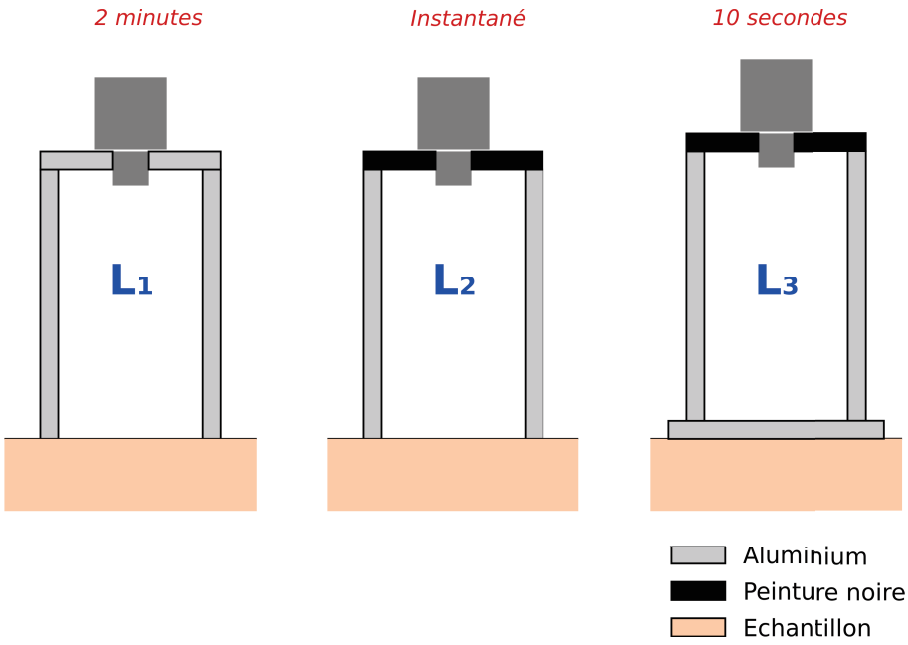


FIGURE A.2 – Protocole de mesure de l'émissivité (voir explications dans le texte)

incidente, par le même principe que la mesure 1. Ces deux dernières mesures doivent se faire rapidement, pour que les températures de l'échantillon d'une part, et du couvercle à forte émissivité d'autre part, ne varient pas (Rubio *et al.*, 1997). Au final, on peut écrire :

$$L_3 = B_{hot} \tag{A.3}$$

On en déduit la valeur de l'émissivité :

$$\varepsilon = \frac{L_3 - L_2}{L_3 - L_1} \tag{A.4}$$

Pour prendre en compte la non-idéalité des matériaux (l'émissivité du métal ε_c ne vaut pas exactement 0 et l'emissivité de la peinture noire ε_h ne vaut pas exactement 1), Rubio *et al.* (1997) propose d'utiliser la formule suivante :

$$\varepsilon = 1 - \frac{(L_2 - L_1) \cdot (1 - \varepsilon_c)}{(L_3 - L_1) - P \cdot (L_3 - L_2) + Q \cdot (L_1 - B_c)} \tag{A.5}$$

où P et Q sont des paramètres caractéristiques de la boîte. Pour notre boîte, de 80 cm de haut et de 30 cm de coté, P et Q valent respectivement 0.031 et 0.393 (Rubio *et al.*, 1997)

FIGURE A.3 – Photographie de la boîte à émissivité dans la configuration de la première mesure. A coté, on distingue le couvercle "chaud" et la plaque d'aluminium servant à la troisième mesure.

Cette méthode permet des mesures ponctuelles uniquement. La précision de la mesure est de l'ordre de 0.02 sur la valeur de l'émissivité.

B

Atmosphère Standard US1976

Gaz	Proportion	Absorbance calculée par MODTRAN4 ?
N_2	8.01×10^{-1}	✔
O_2	1.89×10^{-1}	✔
Ar	9.34×10^{-3}	
CO_2	3.22×10^{-4}	✔
Ne	1.82×10^{-5}	
He	5.24×10^{-6}	
CH_4	1.5×10^{-6}	✔
Kr	1.14×10^{-6}	
H_2	5×10^{-7}	
N_2O	2.70×10^{-7}	
CO	1.90×10^{-7}	✔
Xe	8.7×10^{-8}	
O_3	4×10^{-8}	✔
NH_3	4×10^{-9}	✔
NO_2	1×10^{-9}	✔
SO_2	1×10^{-9}	✔
NO	5×10^{-10}	✔
H_2S	5×10^{-11}	

TABLE B.1 – Composition de l'atmosphère de référence au niveau de la mer, d'après la NASA (1976). Les proportions de gaz à effets de serre, notamment le CO_2 sont très variables, et donc à adapter en fonction de la date de l'étude.

Altitude m	Température K	Pression Pa	Viscosité c. $N \cdot s \cdot m^2$	Conductivité th. $J \cdot m^{-1} \cdot s^{-1} \cdot K^{-1}$
0	288.15	1.013×10^5	1.789×10^{-5}	2.536×10^{-5}
50	287.82	1.007×10^5	1.788×10^{-5}	2.533×10^{-5}
100	287.50	1.001×10^5	1.786×10^{-5}	2.531×10^{-5}
150	287.17	9.95×10^4	1.785×10^{-5}	2.529×10^{-5}
200	286.85	9.89×10^4	1.783×10^{-5}	2.526×10^{-5}
250	286.52	9.83×10^4	1.781×10^{-5}	2.523×10^{-5}
300	286.20	9.77×10^4	1.780×10^{-5}	2.521×10^{-5}
400	285.55	9.66×10^4	1.776×10^{-5}	2.516×10^{-5}
500	284.90	9.54×10^4	1.773×10^{-5}	2.510×10^{-5}
600	284.25	9.43×10^4	1.770×10^{-5}	2.506×10^{-5}
700	283.60	9.32×10^4	1.767×10^{-5}	2.500×10^{-5}
800	282.95	9.20×10^4	1.764×10^{-5}	2.495×10^{-5}
900	282.30	9.09×10^4	1.761×10^{-5}	2.490×10^{-5}
1000	281.65	8.99×10^4	1.757×10^{-5}	2.484×10^{-5}
1100	281.00	8.88×10^4	1.755×10^{-5}	2.479×10^{-5}
1200	280.35	8.77×10^4	1.752×10^{-5}	2.474×10^{-5}
1300	279.70	8.67×10^4	1.748×10^{-5}	2.469×10^{-5}
1400	279.05	8.56×10^4	1.745×10^{-5}	2.464×10^{-5}
1500	278.40	8.46×10^4	1.742×10^{-5}	2.459×10^{-5}
1600	277.75	8.35×10^4	1.738×10^{-5}	2.454×10^{-5}
1700	277.10	8.25×10^4	1.736×10^{-5}	2.449×10^{-5}
1800	276.45	8.15×10^4	1.732×10^{-5}	2.444×10^{-5}
1900	275.80	8.05×10^4	1.729×10^{-5}	2.438×10^{-5}
2000	275.15	7.95×10^4	1.726×10^{-5}	2.433×10^{-5}
2500	271.90	7.47×10^4	1.709×10^{-5}	2.407×10^{-5}
3000	268.65	7.01×10^4	1.694×10^{-5}	2.381×10^{-5}
3500	265.40	6.57×10^4	1.677×10^{-5}	2.355×10^{-5}
4000	262.15	6.16×10^4	1.661×10^{-5}	2.329×10^{-5}
4500	258.90	5.77×10^4	1.645×10^{-5}	2.303×10^{-5}
5000	255.65	5.40×10^4	1.629×10^{-5}	2.276×10^{-5}
6000	249.15	4.71×10^4	1.595×10^{-5}	2.223×10^{-5}
7000	242.65	4.10×10^4	1.561×10^{-5}	2.170×10^{-5}
8000	236.15	3.55×10^4	1.527×10^{-5}	2.117×10^{-5}
9000	229.65	3.07×10^4	1.492×10^{-5}	2.062×10^{-5}
10000	223.15	2.64×10^4	1.458×10^{-5}	2.008×10^{-5}
15000	216.65	1.20×10^4	1.421×10^{-5}	1.953×10^{-5}
20000	216.65	5.47×10^3	1.421×10^{-5}	1.953×10^{-5}

TABLE B.2 – Variation de certaines constantes physiques avec l'altitude dans le cadre de l'atmosphère de référence NASA (1976)

C

Articles et posters

High resolution DEM derived from thermal infrared images : Example of Aber Benoit (France) [IGARSS2009 - Article]

Dans ce résumé pour l'IGARSS2009 à Cape Town (Afrique du Sud), nous avons réalisé un modèle numérique de terrain à haute résolution, en utilisant la technique de l'interface eau/terre. L'utilisation de l'imagerie thermique infrarouge au lieu de l'imagerie optique couramment utilisée permet d'atteindre une résolution centimétrique. La technique est appliquée à l'Aber Benoit (France)

High resolution DEM derived from thermal infrared images : Example of Aber Benoit (France) [IGARSS2009 - Poster]

Dans ce poster tiré de l'article précédent, l'accent est mis sur le post-traitement des images : l'élaboration de mozaiques et le géoréférencement permettent de comparer le modèle numérique de terrain obtenu avec un modèle obtenu indépendamment au GPS différentiel.

Comparison of Terrestrial Laser Scanning and infrared waterline method for deriving very high-resolution DEM of a muddy intertidal zone [AGU Fall Meeting 2010 - Poster]

Dans ce poster pour l'AGU Fall Meeting 2010 à San Francisco, nous avons comparé la technique de l'interface eau/terre avec d'autres méthodes topographiques, notamment le scanner laser terrestre. Si ce dernier apparaît plus facile à mettre en place, la technique de l'interface eau/terre permet d'atteindre une résolution verticale bien meilleure, dans le cas des plages peu exposées aux vagues.

Subpixellar roughness effects on temperature evolution and bulk thermal inertia of planets [AGU Fall Meeting 2011 - Poster]

Dans ce poster pour l'AGU Fall Meeting 2011 à San Francisco, nous avons décrit et représenté les premiers résultats du modèle bidimentionnel d'évolution de la température.

HIGH RESOLUTION DEM DERIVED FROM THERMAL INFRARED IMAGES : EXAMPLE OF ABER BENOIT (France)

Damien GAUDIN 1*, Christophe DELACOURT 1, Pascal ALLEMAND 2, Marion JAUD 1, Jérôme AMMANN 1, Chantal TISSEAU 1, Véronique CUQ 3

1- Laboratoire Domaines Océaniques – UMR 6538,
Université de Bretagne Occidentale – IUEM, Place Nicolas Copernic, 29280 Plouzané, FRANCE
2- Laboratoire de Sciences de la Terre – UMR 5570,
Université Lyon 1, 2 rue Raphaël Dubois, 69622 Villeurbanne cedex, France
3- Géomer – UMR 6554 LETG
Université de Bretagne Occidentale – IUEM, Place Nicolas Copernic, 29280 Plouzané, FRANCE
* Contact author : damien.gaudin@univ-brest.fr

ABSTRACT

Intertidal DEM have a growing interest for ecological, geological and land development purposes. However, due to the characteristics of this environment, DEM are not easy to obtain and frequently not good enough in resolution to be interpreted.

In this study, waterline method has been used to build a high-resolution DEM. This technique is basically based on the accurate localization of the boundary between water and sand. This limit being an iso-height line, multitemporal detection can be used to derive a DEM. Because of the distinct physical characteristics of both sand and water, this limit is clearly visible on thermal infrared images. We tested this method on a beach of Aber Benoit (France) by recording the shoreline movements during a whole tide rise with a thermal infrared camera with simultaneous check of the water height (DGPS on board a boat) to provide an absolute calibration.

The reconstructed DEM, validated by an independent DGPS profile, has a mean resolution of 2 cm and accounts for details smaller than a centimeter.

KEYWORDS

Terrain mapping, thermal infrared imaging, sea coast, topography, Digital Elevation Models

1. INTRODUCTION

Intertidal zone knowledge is a key point for several scientific, atrophic and natural hazard purposed. 3D morphology restitution is challenging. For example, coastal monitoring is considered as a major challenge to anticipate the response of coastal hazards on coastal risks [1]. Topography restitution and evolution is one of the key parameter of this monitoring. [2]

Coastal DEM (Digital Elevation Model) can be derived by different techniques either which can be classified into two groups: bathymetric measurements obtained during high tide and terrestrial measurements realized at low tide. However the mild slope of these regions makes it difficult to measure the bottom topography and sometimes the soft mud flat is dangerous place to survey

1.1 High tide methods

The spectral method is based on multispectral imagery recorded by sensors on board satellites [3], planes or unmanned platforms [4]. The spectral response of a pixel is function of the thickness of the water level. This approach has been validated on both rivers [4] and sea [3]. However calibrations are required and limitations are severe since the method fully works only in case of homogeneous bottom, low turbidity, smooth surface and the precision decreases with depth.

For small extent area, mono and multibeam echosounder is actually the most common used technique. The uncertainties are 0.5% of the depth, that is to say 2cm minimum for shallow water [5]. Due to the boat platform, this technique cannot be used for very shallow water (less than 50cm).

1.2 Low tide methods

During the low tide, beach topography can be measured with a DGPS [6]. However, to obtain a satisfying precision, the points must be measured during a few seconds, which reduces the number of points which can be acquired during the low tide. Rayburg et al. [7] propose that the precision of the data is about 1cm. Furthermore, as a punctual method, interpolation would be required to reconstruct a DEM.

Another method, LIDAR (Light Detection and Ranging), is increasingly used. The principle of this technique is detailed by Brock et al. [8]. The resolution is limited by laser pulse footprints, which are typically 1 m large [9] and has a vertical precision of a few centimeters.

Finally, studies based on photogrammetry have been realized to derive underwater DEM. The main problem encountered in that cases, is the non-obvious correlation of images and the need of numerous ground control points. Feurer et al. [10] realized a DEM of various sites on the Durance river, with a mean root square error of 1cm.

1.3 Optical waterline method

The waterline method was first used by Chen et al. [11]. The so-called waterline is the shore-sea limit. It is therefore, at a given time, a line of equal elevation. However, the water height varies with time following the tide. Stacking

waterlines can consequently provide a DEM of the intertidal zone.[11]

In this paper, we present a method allowing to extract a DEM from a batch of thermal infrared images recorded during a rising tide. We tested this technique on a beach in order to reconstruct a DEM and estimate its maximum resolution.

2. THE THERMAL WATERLINE METHOD

2.1 Potential of thermal infrared for the waterline detection

The crucial point for the waterline method is to distinguish the water body from the tidal flat. On thermal infrared images, the contrast is clearly visible. Indeed, for a blackbody, the luminance L is dependent of three variables: the temperature T, the emissivity ε and the incident energy $E_{incident}$.

$$L = E+R = \varepsilon(\sigma T^4)+(1-\varepsilon)E_{incident}$$

In our case, the thermal contrast is mainly due to a difference of thermal inertia between sand and water. Unlike the sand, the water mixes and is thus much more difficult to warm up or to cool down. Since our experiments were done during sunny spring daytimes, the water was cooler than the sand. At usual temperatures, a contrast of 1K implies an emission contrast of more than 5W/m² for a blackbody.

The emissivity contrast can be important for oblique incident rays. Sobrino [12] pointed out that for very oblique angles, water emissivity can decrease down to 0.85 whereas sand emissivity remains constant (around 0.97). The unclouded atmosphere has a Rayleigh diffusion mode. So it emits roughly 100W/m² vertically, whereas a blackbody at ground temperature has an emission typically around 400W/m². This huge radiation contrast counterbalances the weakness of the $(1-\varepsilon)$ parameter and the observed contrast of reflected energy accounts for an important part of the luminance contrast, in regions where a cloud-free sky reflects.

This potential was primary pointed out by Ryu et al. [13] They performed a 10m vertical accuracy DEM from 28 images including Landsat near infrared data [14] on a 5km-wide flatland, although they showed the highest potential of thermal infrared [13].

2.2 Overview of the method

So far, waterline methods used satellite images which are highly dependent on satellite orbits. Consequently, many time can pass between to waterlines imaging, and, consequently the beach topography may have significantly changed.

In this paper, we used a fixed sensor to get a large number of thermal infrared images during a single rising tide, in order to improve vertical precision. The absolute water level was measured by a DPGS on board a boat.

Furthermore, the use of a fixed camera decreases the distance from the sensor to the scene and consequently improves the resolution and the accuracy.

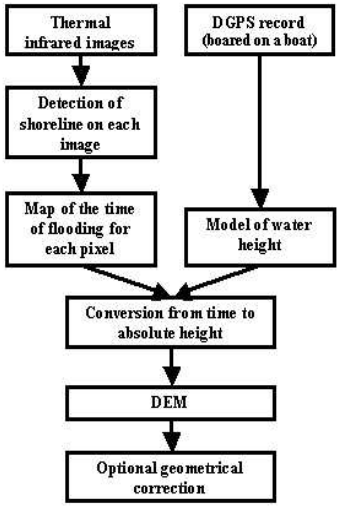


Fig 1 : Overview of the method

3. MEASURES DEVICES - STUDY AREA - DATA PROCESSING

3.1 The thermal camera

The sensor is a VarioCAM® hr head set with an uncooled bolometer detector able to record energies from 7.5 to 14 µm (thermal infrared) with a claimed thermal resolution better than 0.08K (0,5W/m²). The size of the detector is 384x288 pixels.

The lens has a focal length of 25mm. One pixel located 20m from the camera will therefore represent a square of 2cm.

The sensor was left during the main part of the tide rise with an acquisition frequency of 1Hz. It is fixed so that each picture can be exactly stacked with the previous ones.

3.2 The tidal gauge

The tide gauge is constituted of a DGPS set on board a boat. When the tide is coming in, the boat raises with the water level. In order to have a good vertical precision, the acquisition frequency was set at 0.1Hz.

The DGPS data are fitted by a cosine curve to smooth the dataset.

3.3 Description of the study area

Aber Benoit is a ria located in northern Brittany (see Fig. 2). This 12km-long basin is a famous place for oysters culture (for example the Prat-Ar-Coum fish-ponds), and several studies on oysters have been carried out [15, 16]. Due to the weak rate of flow of the river, and the distance from the open sea, sediments are mainly silty ones. Consequently, the shore is mainly constituted of mud which strongly complicates in-situ studies.

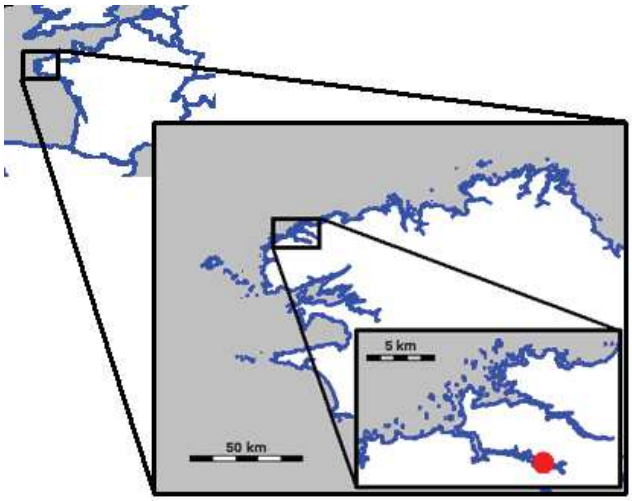


Fig 2 : Location of the study area

The camera was set on the Treglonou bridge located on the road RD 28. It is the last bridge over the Aber Benoit 8.5km away from the open sea. The site was mostly free of rocks and algae.

The line of sight is oblique. Indeed, the scene is located 6m below the camera. The distance from the sensor ranges between 15 and 30m. Consequently, a pixel is 1.5cm width at the bottom of the image, and 3cm width at the top.

The experiment took place on April, 23rd 2009. The low tide was at 12h06 and the high tide at 18h02. The tide range was announced to be 5.40m., and there were no noticeable waves so the rising of the water level was continuous.

The sky was completely free of clouds, so the emissivity contrast was clearly visible.

3.4 DEM extraction

In order to separate the shore from the water, we defined a cutoff emission: a pixel is considered as emerged as long as its luminance is above the cutoff emission defined empirically.

For each pixel, we determined the time when it was recovered by water. Then, we converted this time into an absolute height using the tidal gauge. (Fig. 3)

The DEM is quite insensitive to the choice of the cutoff luminance. For this example we choose 418W/m², which is approximately the mean value for sand and water emissions. Nevertheless choosing a higher or a lower cutoff emission would simply translate the DEM of a given height.

Superimposing thermal infrared images on visible ones is quite easy, since, because topographic irregularities (footprints, rocky block…) are easily distinguishable on thermal infrared images. We chose ten easily recognizable points on both optical and thermal images to project the visible picture on the countour level image. (Fig. 3)

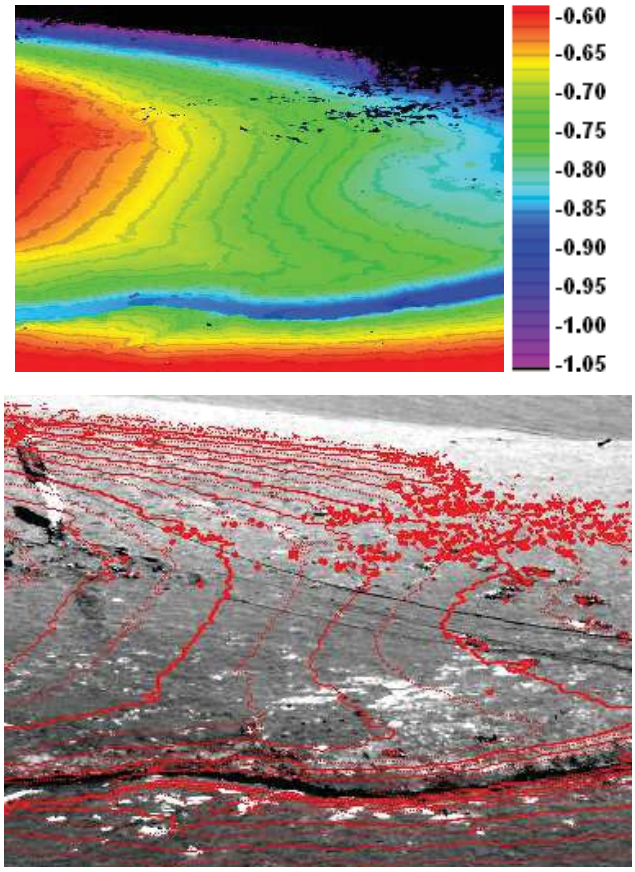


Fig 3 : DEM extracted from infrared images (m) and comparison with optical image. Due to the obliquity of the line of sight, the width of the image varies from 2m at the bottom to 4m at the top. The height of the image is 7m. For the optical image, contour lines are spaced out by 2.5cm.

4. RESULTS

The validation of our DEM has been realized using a DGPS profile (see Fig 4). The root mean square of the difference between both profiles is 4mm, which is the typical error that we attribute to the DGPS.

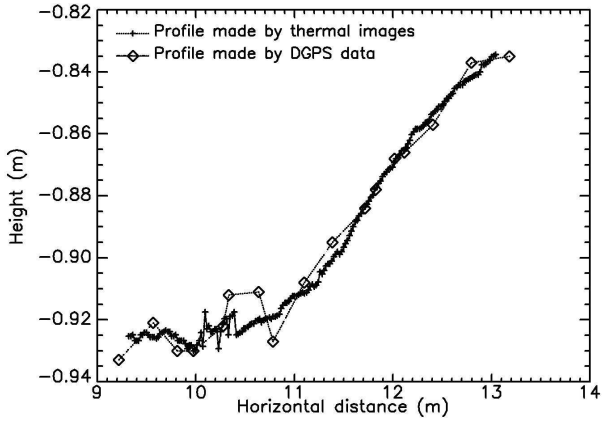


Fig 4 : Comparison of a profile made by GPS and the profile made with thermal images

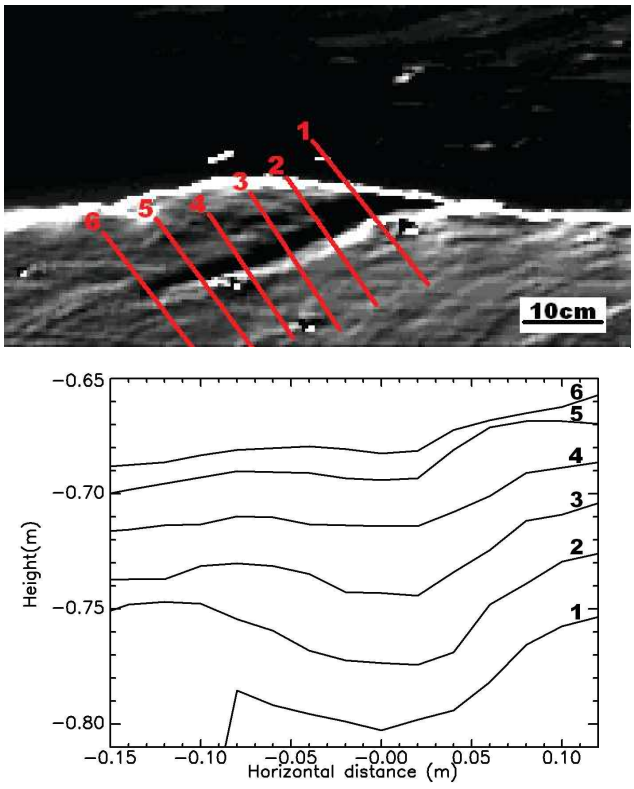


Fig 5 : Transects of a small channel on the shaded DEM

In order to illustrate the limit resolution of our method, we studied a little channel flowing in the big one. In the series of transects of Fig. 5, we see that the camera can reconstruct details of less than 1cm depth and 5cm wide.

5. DISCUSSION - CONCLUSION

Multitemporal thermal imagery provides high resolution DEM, and allows to detects details smaller than 1cm in height. It can derive topography in very shallow water (0m to low tide height).

Furthermore, as it is a remote sensing technique, it may not require measurements on the study area, which can be difficult of access in muddy zones.

The main limitation of the technique is related to the conversion of time of pixel immersion under water into absolute height. However, ancillary measurements of water heights such as pressure sensor could lead to better precisions.

The DEM obtained by this technique have a resolution better than 10 cm in average on the image which is sufficient to for modeling the water dynamics.

The next step is to obtain thermal images of an onshore zone by a thermal camera on board a UAV or a plane, in order to derive DEM covering larger surfaces with less distortion than those obtain from the soil.

BIBLIOGRAPHY

1. Ruggerio P., Voigt B., and Kaminsky G, Beach monitoring for enhanced decision-making, Coastal Society, 2000. 17th Conference Coasts at the Millennium, 9-12 july 2000, Portland, Oregon, n.p.
2. Butler, D.R. and S.J. Walsh, *The application of remote sensing and geographic information systems in the study of geomorphology: An introduction.* Geomorphology, 1998. **21**(3-4): p. 179-181.
3. Dehouck, A., et al., *New outcomes from spatial remote sensing during the ECORS experiment: towards validation of ocean color products and large scale bathymetry mapping in a coastal zone.* Journal of Coastal Research, 2009. **56**.
4. Lejot, J., et al., *Very high spatial resolution imagery for channel bathymetry and topography from an unmanned mapping controlled platform.* Earth Surface Processes and Landforms, 2007. **32**(11): p. 1705-1725.
5. Marks, K.M. and W.H.F. Smith, *An uncertainty model for deep ocean single beam and multibeam echo sounder data.* Marine Geophysical Researches, 2008. **29**(4): p. 239-250.
6. Suanez, S. and B. Fichaut, *Le rechargement de la plage de Sainte-Anne-du-Portzic (Brest- Finistère): quand la recherche fondamentale se met au service d'une gestion cohérente du littoral.* Norois, 2008. **208**(3): p. 29-44.
7. Rayburg, S., M. Thoms, and M. Neave, *A comparison of digital elevation models generated from different data sources.* Geomorphology, 2009. **106**(3-4): p. 261-270.
8. Brock, J.C., et al., *Basis and methods of NASA airborne topographic mapper lidar surveys for coastal studies.* Journal of Coastal Research, 2002. **18**(1): p. 1-13.
9. Feurer, D., et al., *Very-high-resolution mapping of river-immersed topography by remote sensing.* Progress in Physical Geography, 2008. **32**(4): p. 403-419.
10. Feurer, D., *Géométrie 3D des lits de rivière par stéréophotogrammetrie à travers l'eau.*, in *Faculté de Foresterie et de Géomatique*. 2009, Université Laval: Quebec. p. 268.
11. Chen, L.C. and J.Y. Rau, *Detection of shoreline changes for tideland areas using multi-temporal satellite images.* International Journal of Remote Sensing, 1998. **19**(17): p. 3383-3397.
12. Sobrino, J.A. and J. Cuenca, *Angular variation of thermal infrared emissivity for some natural surfaces from experimental measurements.* Applied Optics, 1999. **38**(18): p. 3931-3936.
13. Ryu, J.H., J.S. Won, and K.D. Min, *Waterline extraction from Landsat TM data in a tidal flat - A case study in Gomso Bay, Korea.* Remote Sensing of Environment, 2002. **83**(3): p. 442-456.
14. Ryu, J.H., et al., *Detecting the intertidal morphologic change using satellite data.* Estuarine Coastal and Shelf Science, 2008. **78**(4): p. 623-632.
15. Chavez-Villalba, J., et al., *Influence of timing of broodstock collection on conditioning, oocyte production, and larval rearing of the oyster, Crassostrea gigas (Thunberg), at six production sites in France.* Journal of Shellfish Research, 2003. **22**(2): p. 465-474.
16. Cannuel, R. and P.G. Beninger, *Is oyster broodstock feeding always necessary? A study using oocyte quality predictors and validators in Crassostrea gigas.* Aquatic Living Resources, 2005. **18**(1): p. 35-43.

HIGH RESOLUTION DEM DERIVED FROM THERMAL INFRARED IMAGES :
EXAMPLE OF ABER BENOIT (France)

Damien GAUDIN 1*, Christophe DELACOURT 1, Pascal ALLEMAND 2, Marion JAUD 1, Jérôme AMMANN 1, Chantal TISSEAU 1, Véronique CUQ 3

1- Laboratoire Domaines Océaniques – UMR 6538, Université de Bretagne Occidentale – IUEM, Place Nicolas Copernic, 29280 Plouzané, FRANCE
* Contact author : damien.gaudin@univ-brest.fr
2- Laboratoire de Sciences de la Terre – UMR 5570, Université Lyon 1, 2 rue Raphaël Dubois, 69622 Villeurbanne cedex, France
3- Géomer – UMR 6554 LETG Université de Bretagne Occidentale – IUEM, Place Nicolas Copernic, 29280 Plouzané, FRANCE

ABSTRACT :

Intertidal Digital Elevation Models (DEMs) have a growing interest for ecological, geological and land development purposes. However, due to the characteristics of this environment, DEM are not easy to obtain and frequently not good enough in resolution to be interpreted. In this study, waterline method has been used to build a high-resolution DEM. This technique is basically based on the accurate localization of the thermal boundary between water and sand. Because of the distinct physical characteristics of both sand and water, this limit is clearly visible on thermal infrared images. This limit being an iso-height line, multi-temporal detection can be used to derive a DEM. We tested this method on a beach of Aber Benoit (France) by recording the shoreline movements during a whole tide rise with a thermal infrared camera with simultaneous check of the water height (DGPS on board a boat) to provide an absolute calibration. The reconstructed DEM, validated by an independent DGPS profile, has a mean resolution of 2 cm and accounts for details smaller than a centimeter.

STUDY AREA

View of the study area *at the beginning of the experiment* ***(the red square, representing the footprint of the thermal infrared picture, is approximately 5m wide).*** *The site is located in the back of a 12km ria in Brittany, called Aber Benoit, which is a famous place for oysters culture and fish pounds.*

1- Thermal infrared pictures acquisition

2- Detection of shoreline on each picture

3- Map of the time of flooding for each pixel

4- Conversion from time to an absolute height

5- DEM

6- Post-processing

SENSORS

To the left, the thermal infrared and optical cameras. ***The thermal infrared sensor is a VarioCAM® hr head*** *set with an uncooled bolometer detector able to record energies from 7.5 to 14 µm (thermal infrared) with a claimed thermal resolution better than 0.08K (0,5W/m²). The size of the detector is 384x288 pixels.* ***The optical sensor is a Nikon D700 camera*** *with a 2128x1416 pixel resolution.*

To the right, ***the pressure sensor*** *used to retrieve the water level.*

THERMAL INFRARED PICTURES 1

Infrared view of the study area (5m wide) *after 20 min of experiment. Notice the huge brightness temperature contrast between the ground and and the water. In this experiment, the acquisition frequency is 0.33Hz.*

THEORY 2

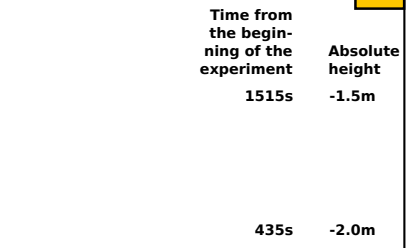
Detection of the shoreline : A thermal infrared sensor measures the luminance of a body. *Indeed, for a graybody, the luminance L is dependent of three variables: the luminance of a blackbody at the same temperature (B), the emissivity (ε) and the incident irradiance (I) .*

$$L = \varepsilon.B+(1-\varepsilon).I$$

The ***thermal contrast*** *is mainly due to a difference of thermal inertia between sand and water. Unlike the sand, the water mixes and is thus much more difficult to warm up or to cool down. Since our experiments were done during sunny spring daytimes,* ***the water was cooler than the sand (~5°C)****.*

The ***emissivity contrast*** *can be important for oblique incident rays. For very oblique angles, water emissivity can decrease down to 0.85 whereas sand emissivity remains constant (around 0.97). The unclouded atmosphere has a Rayleigh diffusion mode. So it emits roughly 100W/m² vertically, whereas a blackbody at ground temperature has an emission typically around 400W/m². This leads to a* ***brightness temperature contrast of ~5°C***

FROM TIME OF FLOODING TO DEM 3-5



Map of the flooding time on the study area*. In this case, the water level is accurately modeled by an affine function of the time, so that* ***this map is directly convertible to absolute height.***

6a- Overlaying and mosaicking

6b- Georeferencing

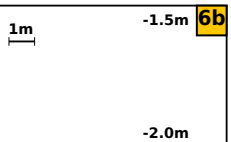
6c- Resolution

6d- Precision

6a

Mosaicking of the DEM is achieved using optical picture*, witch field of view is wider. In this example, elsewhere in the Aber Benoit, three DEMs, corresponding to three successive lines-of-sight of the thermal infrared camera, have been joined to make a single wide DEM.*

6b

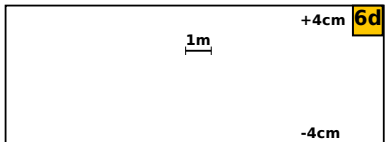


Georeferencing the DEM is made with the Direct Linear Transform algorithm (DLT) *: a few tie points on the optical picture are localized by differential GPS. Then the DLT algorithm computes the camera position and the angles of the line-of-sight. Finally the georeferenced DEM is computed thanks to the heights retrieved by the waterline method.*

6c

3D view and associated profiles *of a small river, in an higher place of the study area.* ***Details of less than one centimeter*** *high and a few centimeters wide are clearly visible.*

6d



The waterline-made DEM has been compared to a DEM made by a terrestrial laser scanner, *(the difference is positive when the waterline height is greater than the TLS height). There is a quite good agreement between the two methods.* ***The differences are mainly due to inaccuracy of the DLT algorithm for oblique lines-of-sight*** *(mean square-root of a few decameters).*

COMPARISON OF TERRESTRIAL LASER SCANNING AND INFRARED WATERLINE METHOD FOR DERIVING VERY HIGH-RESOLUTION DEM OF A MUDDY INTERTIDAL ZONE

Damien GAUDIN[1]*, Christophe DELACOURT[1], Pascal ALLEMAND[2], Marion JAUD[1], Jerôme AMMANN[1]

1- Laboratoire Domaines Océaniques – UMR 6538, Université de Bretagne Occidentale – IUEM, Place Nicolas Copernic, 29280 Plouzané, FRANCE ; 2- Laboratoire de Sciences de la Terre – UMR 5570, Université Lyon 1, 2 rue Raphaël Dubois, 69622 Villeurbanne cedex, France ; * Contact author : damien.gaudin@univ-brest.fr

ABSTRACT :

Intertidal Digital Elevation Models (DEMs) have a growing interest for ecological, geological and land development purposes. However, in hard-to-access areas, deriving a very high resolution DEM is challenging. In this study, we compare two remote sensing techniques : thermal waterline method and terrestrial laser scanner (TLS). Unlike TLS, which is an active sensor, the waterline method uses the shoreline as an equi-elevation line. The use of thermal infrared pictures (7.5-14µm) allows a very precise localization of this line, and the waterline evolution can be monitored with a frequency of 1Hz. Both methods have been tested in a muddy beach in Aber Benoit, France. Although the spatial accuracy is coarser (2cm vs 2mm cm), the vertical accuracy is better (1mm vs 1cm). Consequently, the waterline method is a promising way to follow the sedimentary balance.

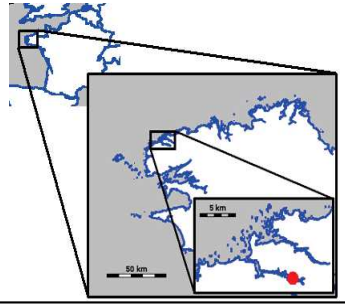
CONTEXT OF THE STUDY

Intertidal zone, as interface between mud and water is an active zone: on one hand, due to its nearness from the land, it is a nutriments-rich place, sheltering many vegetables and animals. On the other hand, sea dynamics such as streams, swells, waves and tides frequently reshape its morphology. **Shore DEMs provide a spatial coverage of the studied zone**, including sedimentary balance on the whole beach and 3D movements monitoring. Actually, an increasingly number of topographic changes studies are thus led, using several different techniques.

However, **many of these new methods require in-situ measurements or to ship over the zone**, and can not be used everywhere.

In our example, we study a shore in the back of a 12km ria in Brittany, called Aber Benoit, which is a famous place for oysters culture and fish pounds. Due to the distance from open sea, **hydrodynamics has a very low energy**. Consequently, **the beach is mainly constituted of mud, and is not easily accessible**. Furthermore, sedimentary transport is low, which implies the use of high resolution methods.

In this poster, we aim to compare traditional methods with the two different methods we used : **the terrestrial laser scan and the infrared waterline method**.



References :

Arteaga, C., de Sanjose, J.J., and Serrano, E., *Terrestrial photogrammetric techniques applied to the control of a parabolic dune in the Liencres dune system, Cantabria (Spain)*. Earth Surface Processes And Landforms, 2008. **33**(14): p. 2201-2210

Baptista, P., et al., *Monitoring Sandy Shores Morphologies by DGPS-A Practical Tool to Generate Digital Elevation Models*. Journal Of Coastal Research, 2008. **24**(6): p. 1516-1528

Boak, E.H. and Turner, I.L. , *Shoreline definition and detection: A review*. Journal Of Coastal Research, 2005. **21**(4): p. 688-703

Chen, L.C. and Rau J.Y, *Detection of shoreline changes for tideland areas using multi-temporal satellite images*. International Journal of Remote Sensing, 1998. **19**(17): p. 3383-3397

Dehouck, A., et al., *New outcomes from spatial remote sensing during the ECORS experiment: towards validation of ocean color products and large scale bathymetry mapping in a coastal zone*. Journal of Coastal Research, 2009. **56**

Duncan, M et al, *Radiant and convective heat transfer of nude man in dry air*, Journal of Applied Physiology. 1969. **26** (1) : p. 111

Lejot, J., et al., *Very high spatial resolution imagery for channel bathymetry and topography from an unmanned mapping controlled platform*. Earth Surface Processes and Landforms, 2007. **32**(11): p. 1705-1725

Marks, K.M. and Smith W.H.F., *An uncertainty model for deep ocean single beam and multibeam echo sounder data*. Marine Geophysical Researches, 2008. **29**(4): p. 239-250

Mason, D.C., I.J. Davenport, and R.A. Flather, *Interpolation of an intertidal digital elevation model from heighted shorelines: A case study in the western Wash*. Estuarine Coastal and Shelf Science, 1997. **45**(5): p. 599-612

Rayburg, S., M. Thoms, and M. Neave, *A comparison of digital elevation models generated from different data sources*. Geomorphology, 2009. **106**(3-4): p. 261-270

Ryu, J.H. et al., *Detecting the intertidal morphologic change using satellite data*. Estuarine Coastal and Shelf Science, 2008. **78**(4): p. 623-632

Suanez, S. et al., *Incertitude de la mesure de terrain en géomorphologie littorale*. Approche statistique et quantification des marges d'erreur. MenP Incertitude, 2007. p127-139

OVERVIEW OF MAJOR BATHYMETRIC AND TOPOGRAPHIC METHODS

Differential GPS

DGPS (Differential Global Positioning System) is widely used for deriving topographic measurement is coastal areas. It uses **satellites to provide absolute localizations of points.** A base station and an in-situ mobile GPS receiver is needed. In kinematic mode, the vertical accuracy is a few centimeters.

However, it requires field access and is time consuming: the **precision is strongly linked to the duration of the measurements.** As a punctual method, DGPS data must be interpolated to reconstruct a DEM.
(see Baptista et al. 2008, Rayburg et al. 2009)

Theodolites and total station tacheometers

Theodolites and tacheometers are sensors based on the **measurement of angles and distance**.

In addition to field access and time, both techniques requires a base point, which coordinates are set up by a DGPS. As a consequence, the precision reached is **not better than a few centimeters**.
(see Suanez et al, 2007)

Photogrammetry

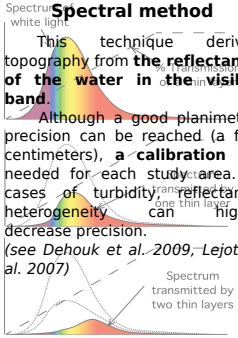
Photogrammetry uses the correlations between two images to deduce a DEM. The platform can be plane, drone or ground based acquisition. In broad outline, a object can be located by the calculation of the **intersection of lines-of-sight on two different pictures**. As a non-punctual acquisition, it has a high spatial resolution (1cm)

Nevertheless, having a sufficient knowledge of the image distortions requires to measure the coordinates of **a large number of control points,** which is incompatible with mud beaches. Furthermore, the **low contrast variation of the zone** would disturb correlation processes.
(see Arteaga et al., 2008)

Spectral method

This technique derives topography from **the reflectance of the water in the visible band**.

Although a good planimetric precision can be reached (a few centimeters), **a calibration** is needed for each study area. In cases of turbidity, reflectance heterogeneity can highly decrease precision.
(see Dehouk et al. 2009, Lejot et al. 2007)



Mono and multibeam echosounder

Echosounders are **active sensors, using the time-travel of sound waves** and can be thus boarded in board boats. It is actually one of the most common used technique, since DEM realization is fast and its precision is 20cm in best cases.

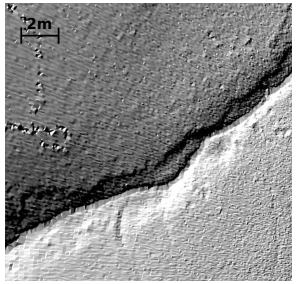
However, this technique remains expensive, and, due to the boat platform, it **cannot be used for very shallow water (<0.50m)**, so that it doesn't allow to cover the whole beach *(See Marks, 2008)*.

TERRESTRIAL LASER SCANNER

The terrestrial laser scanner is an active sensor, which measures the time-travel of a near-infrared ray from and to the scanner. We used the **RIEGL Terrestrial Laser Scanner LMS-Z390I® (right)** Because of the high reflectivity of wet mud, measurements can be done 100m from the sensor, with an resolution of 6mm.

An acquisition has been realized on 20/10/2010, on an area of 20m width. 100,000 points has been interpolated in order to produce a DEM with 4cm resolution and an XYZ accuracy of 6cm.

View of the study area *(the red square, representing the footprint of the thermal infrared picture, is approximately 5m wide)..*



THERMAL INFRARED WATERLINE METHOD

Theory

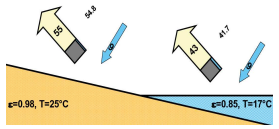
As a physical interface between water and land, waterline is at a given time, a **line of equal elevation**, measurable with a pressure sensor. On optical pictures, due to the transparency of water, the maximum precision reached was 0.15m. (see Mason, 1997, *Boak et al., 2005)*

On thermal infrared pictures, the contrast is much more visible. Indeed, luminance L is a function of three variables: the luminance of a blackbody at the same temperature (B), the emissivity (ε) and the incident irradiance (I) .

$$L = \varepsilon.B+(1-\varepsilon).I$$

The thermal contrast is mainly due to a difference of thermal inertia between sand and water. In our experiments, the water was cooler than the sand (~5°C).

The emissivity contrast is high for very oblique angles: 0.85 for water and 0.97 for mud. Due to Rayleigh diffusion mode, the unclouded atmosphere has a very low luminance(roughly 100W/m²), whereas a blackbody at ground temperature has an emission typically around 400W/m². This leads to a **brightness temperature contrast of ~5°C**

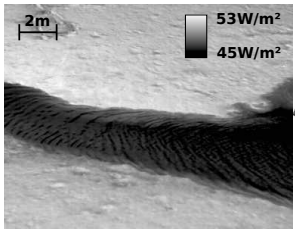


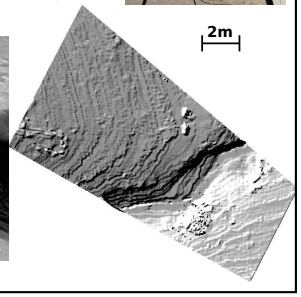
Method and results

In this study, we used a **VarioCam(r) hr head thermal camera (right)**. It has a 384x288 pixels sensor and a field of view of 15x12°. At our distance of approx. 30m, the size of pixel is approximately 2cm.

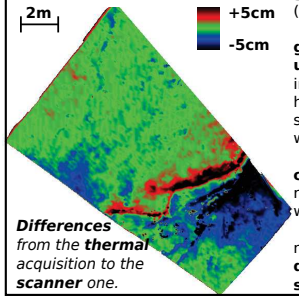
We use an acquisition frequency of 1Hz, corresponding to one millimeter of rising tide. For each picture, we used an algorithm based on the temporal evolution of luminance to retrieve the shoreline.

The DEM is obtained by **stacking pictures an a whole rising tide** (20/10/2010). The orthorectification is made from the camera position and the line of sight angles.





COMPARISON OF BOTH METHODS



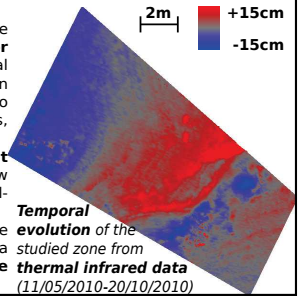
Differences *from the* ***thermal*** *acquisition to the* ***scanner*** *one.*

The figure on the left shows the **quite good agreement** of the two methods (accuracy : 5cm).

However, in both cases, the **georeferencing is a crucial step for uncertainities.** Contrary to thermal infrared pictures, the terrestrial laser scan has a wide field of view, which allows to set many tie points in accessible zones, which should reduce uncertainities.

Although **TLS scans can be difficult on very wet surfaces** (due to low reflectivity), the only limitation to thermal-waterline DEM is **the lack of waves**.

As regards the application of these methods, both can be used to derive a **differential DEM and to make sediment mass balance** (right).



Temporal evolution *of the studied zone from* ***thermal infrared data*** *(11/05/2010-20/10/2010)*

PERSPECTIVES - CONCLUSION

	Terrestrial Laser Scan	Thermal-waterline DEM
Resolution / Precision	H: 2mm / 5cm V: 1cm / 6cm at 30 meters	H: 2cm / 10cm V: 1mm / 6cm at 30 meters
Duration of a run	Approx. 15-30min	Approx. 2-3 hours
Geo-referencing	Tie points measured by DGPS	DGPS plus tacheometer

In this study, we compared an improved waterline method and a terrestrial laser scan. Although the waterline method is more difficult to carry out, using **thermal infrared pictures** allows a **very accurate positioning of the shoreline**, and then, very good vertical precision.

Traditionally, waterline method is used for very flat beaches, where the inaccuracy of horizontal positioning is negligible compared to vertical precision. Here, we reached, in favorable conditions (no waves) **a centimetric resolution**, which is very comparable with the TLS.

To extend this method to other places, the problem of the waves, which makes the water rising rate variable, have to be solved. However, the high frequency of acquisition makes a post-processing quite easy, by considering that the overlapping rate of the surface little varies with time. **Thus, this method should be used in places with moderate waves.**

Subpixellar roughness effects on temperature evolution and bulk thermal inertia of planets

Damien GAUDIN[1]* (damien.gaudin@univ-brest.fr), Pascal ALLEMAND[2], Christophe DELACOURT[1]

1- Laboratoire Domaines Océaniques – UMR 6538, Université de Bretagne Occidentale – IUEM, Place Nicolas Copernic, 29280 Plouzané, FRANCE

2- Laboratoire de Sciences de la Terre – UMR 5570, Université Lyon 1, 2 rue Raphaël Dubois, 69622 Villeurbanne cedex, France

Abstract

Remote sensing is widely used in planetary cartography. In particular, thermal and far infrared (7.5 – 30 µm) are representative of surface temperature, which is used to retrieve thermal inertia and deduce physical properties of substratum. However, surface roughness is generally not taken into account in these surface temperature evolution models. We propose a two dimensional finite elements model to compare the thermal evolution of rough surfaces with smooth one under given solar conditions. Although it is difficult to parametrize complex surface roughness, results show that the effects of shadowing for the morning temperature and those of interreflexion for night-time temperature can reach 30K for large roughness and can lead to a thermal inertia error of a factor 4.

1. Introduction

Physical cartography of planetary surfaces has to be done with remote sensing. The response of planetary surfaces in long wavelengths is related to their surface temperature. Thermal infrared (7.5 – 14 µm) is used for relatively high temperature planets (e. g. TES and THEMIS on Mars [7] [9]) whereas far infrared (typically 14 – 30 µm) is used for colder bodies (e. g CIRS on the Cassini mission) [2] [5].

Surface temperature is due to the interaction of the heat flux, namely the sun, with the surface. Both soil physical properties of the surface, characterized by the thermal inertia, and surface geometry at various scales have to be taken into account (fig 1).

However, in the inverse model used to retrieve thermal inertia, surface geometry is usually neglected

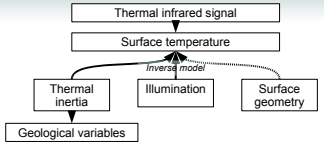


Fig 1: *Flowchart of geological properties retrieval from thermal infrared remote sensing, using thermal inertia*

Thermal inertia

For heat conduction, a surface can be described by 3 parameters: ρ is the density of the material, c its heat capacity and k its bulk thermal conductivity.

If the applied heat flux is strictly sinusoidal, the ratio of temperature amplitude and heat flux amplitude is proportional to: [9]

$$I = \sqrt{k.\rho.c}$$

This parameter is called "thermal inertia", in $J\,.\,m^{-2}\,.\,K^{-1}\,.\,s^{1/2}$. Surface temperature appears very dependent on this value. Usually, bulk thermal conductivity k is the most variable parameter. For example, on Mars, it is very sensitive to grainsize. [6]

One-dimensional physical models are used to retrieve thermal inertia from surface temperature, corrected, if needed, of the atmospheric effects [9].

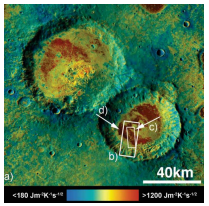


Fig 2: A colorized THEMIS nighttime temperature mosaic over a THEMIS daytime temperature mosaic which depicts a Mars crater with material of high thermal inertia on its floor (from [3])

Roughness

Surface topography is also a parameter to be considered, since it leads to a surface temperature heterogeneity [1]. This is due to:

1. The variation of the incident angle of the solar rays.
2. The shadowing of surfaces during the day (fig 3)
3. The reflections from a surface to another, called interreflexion (fig 4)

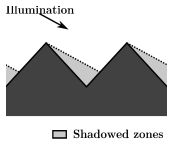
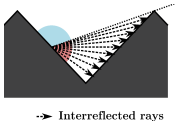


Fig 3: *(to the left): Shadowing effect*

Fig 4: *(to the right): Interreflection effect.*



These topographic effects are usually taken into account using DEM retrieved otherwise. It has been analytically shown that roughness effects on daily temperature variations are visible for characteristic sizes of a few centimetres. At this scale, roughness must be considered as statistically defined [10] [11].

In this poster, we investigate the daily variation of surface temperature evolution for various decametric and metric roughness, by using a 2D conductive and radiative model ; then, we discuss the opportunity of retrieving general laws linking thermal inertia and surface roughness.

2. Model description

The 2-dimensional model `conduc`, written in `FreeFEM++` [4], depicts the evolution of a vertical layer of ground, without atmosphere.

Roughness is usually defined by a characteristic length. However, this characteristic length is dependent on the observation scale, and thus should be defined as a curve, for example the root mean square of height as a function of the observed surface [10]. In order to discriminate the various effects of roughness, we study only simple geometries for roughness, so that we can define its scale (its characteristic length), its geometry (namely the height/width ratio) and its general shape. In order to have a good representation of the interface, we used a finite elements method.

The following fluxes are specifically computed :

1. The solar insolation, including the shadowing effect. Every time step, sun angles are computed from local time, date, latitude, longitude, astronomical parameters, and then projected on the 2D-referential
2. The radiation of the surfaces, according to a graybody Stefan-Bolztmann law, and considering a perfect diffusion
3. The interreflexion between two opposite surfaces : the influence of a pixel on another is computed for all the couples at the surface, by the Sparrow geometric factor.
4. The conduction inside the ground according to the Fourrier law

Thus, the surface flux is written as follow :

$$\varphi = \rho.c.\frac{dT_i}{dt} = \underbrace{S_{boa}.(1-A).\cos(s)}_{\text{Solar insolation}} - \underbrace{\varepsilon.\sigma.T_i^4}_{\text{Radiation}} + \underbrace{\varepsilon.\sum_{\text{interreflexion}} F_{ij}.\sigma.T_j^4}_{\text{interreflexion}} + \underbrace{k.grad_i(T)}_{\text{Conduction}}$$

where S is the solar flux, s is the sun angle, and F_{ij} a geometrical factor.

Once the temperature is computed, a last module computes the temperature as seen by a thermal camera observing the scene under a certain angle. To avoid the dependency on initial conditions, each run has been performed on 10 days, and the following graphs represent the temperature of the last day of experiment

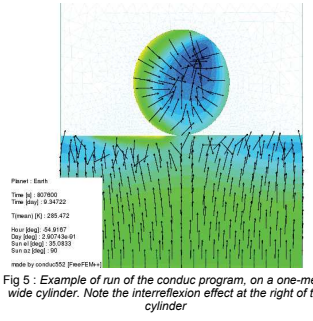


Fig 5 : *Example of run of the conduc program, on a one-meter wide cylinder. Note the interreflexion effect at the right of the cylinder*

3. Results

3.1 Observation angle effects at constant roughness

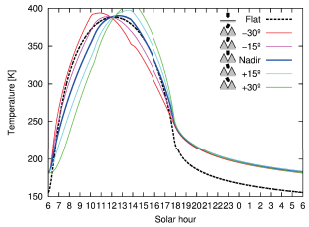


Fig 6 : *Evolution of the temperature of a flat and a V-cracked surface as seen by cameras with various incident angle (angles are positive towards west)*

For flat surfaces, figure 6 shows a common shape, with a increase of temperature during the day ; the temperature maximum is reached just after noon, which reveals a poor storage of heat in the ground. During the night, the temperature slowly decrease up the sunrise. These results are consistent with classical Mars studies works [7] [9].

We compared this curve to a rough run, defined as follow: V-cracks 5m width, 5-m heigh, that is to say a 63° slope. According to the camera angle, temperature evolution during the day varies: surfaces oriented eastward are more illuminated during the morning, and *vice versa*. Nevertheless, whatever the camera angle is, temperatures at the end of the night are 30 K higher than those of flat surfaces.

If we consider the vertical camera, we observe a delay in daytime heating as well as the weaker night temperature decrease: for rough surfaces, the incoming flux is both made up by solar flux and interreflexion flux. Unlike solar flux, interreflexion flux occurs during both night and day, and is more constant. Consequently, an increase of roughness, and thus of interreflexion, lead to a greater apparent thermal inertia (see fig 6)

3.2 Slope effects at constant scale

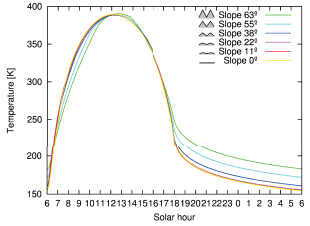


Fig 7 : *Evolution of V-cracks surfaces temperatures seen by a nadir camera as a function of the slope of cracks (with constant width of 5m)*

In this figure, we see the effects of geometry on temperature evolution:

1- A weaker decrease of temperature during the night

2- A delay for daytime heating

The effects of subpixellar roughness are visible for local slopes greater than 30°, and increase much with slope.

3.3 Scale effects at constant slope

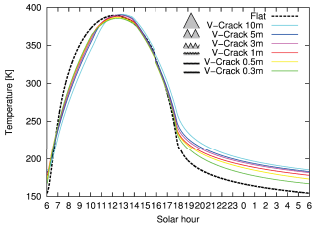


Fig 8 : *Evolution of V-cracks surfaces temperatures seen by a nadir camera as a function of the size of cracks (both height and width)*

When the scale varies for constant slopes, the delay for daytime heating remains practically constant: this delay is due to the shadow and sun incidence angle effects.

On the other hand, the decrease of temperature during the night appears very dependent on the scale. Heat storage in the relief is poorer for small roughness, and conduction leads to an uniformity of surface temperature and consequently, to a weaker interreflexion effect.

3.4 Shape effects at constant scale

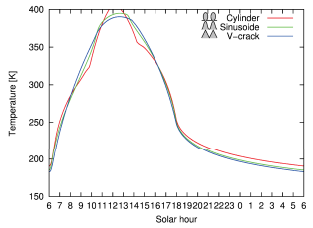


Fig 9 : *Evolution of V-cracks surfaces temperatures seen by a nadir camera as a function of the shape of roughness. The width and height of signals are 5m.*

Shape effects are also significant. However, it is quite difficult to retrieve a general law.

Cylinders have a more complex geometry than V-cracks and sinusoids. Consequently, the daytime temperature evolution exhibits inflexion points.

Although the width and height of geometry are equal, a difference of the night-time temperature is noticed.

4. Conclusion

We have shown that thermal inertia estimations have to take into account topographic effects when characteristic slopes and sizes exceed 30° and 10 cm. For extreme roughness, temperature mislead can reach 30K, which is equivalent to an error on the thermal inertia with a factor 2 to 4. This is equivalent to the error made when atmospheric and dust corrections are not done on Mars [7] [9].

To correct thermal inertia, roughness should be precisely quantified. But, as previously shown by Schlichting [10] or Shepard [11], neither RMS height nor mean slope are sufficient to characterize roughness. Furthermore, we studied here only simple geometric forms while roughness is naturally complex. Consequently, it appears difficult to define a general formula to correct thermal inertia from roughness. Some methods have been proposed to estimate roughness of surface from multi angular measurements [8]. These methods will provide a good qualitative indicator of surface roughness which has to be correlated to the thermal inertia measurements. Current thermal inertia estimations should be considered less precise on rough surfaces than on smooth surfaces.

Furthermore, we assumed here that surfaces are perfectly lambertian, and with no atmosphere. More work has to be done to include more realistic Bidirectional Reflection Distribution Functions (BRDF) and atmospheric sensible and latent fluxes.

Selected references

[1] Danilina, I., Mushkin, A., Gillespie, A., O'Neal, M., Pietro, L. and Balick, L. "Roughness effects on sub-pixel radiant temperatures in kinetically isothermal surfaces" *RAQRS II: 2nd International Symposium on Recent Advances in Quantitative Remote Sensing*, 2006.

[2] Delbo, M. *et al.* "Thermal inertia of near-Earth asteroids and implications for the magnitude of the Yarkovsky effect," *Icarus* **190:1**, 2007, pp. 236—249.

[3] Edwards, C. S., Bandfield, J.L, Christensen, P.R. And Fergason R.L., Global distribution of bedrock exposures on Mars using THEMIS, Journal of Geophysical Research, **114:E11**, 2009

[4] Hecht, F. "FreeFem++ (Third Edition, Version 3.7-1)", Laboratoire Jacques-Louis Lions, Université Pierre et Marie Curie, Paris, 2010.

[5] Howett, C., Spencer, J., Pearl, J. and Segura, M. "Thermal inertia and bolometric Bond albedo values for Mimas, Enceladus, Tethys, Dione, Rhea and Iapetus as derived from Cassini/CIRS measurements," *Icarus* **206:2**, 2010, pp. 573—593.

[6] Masamune, S. and Smith, J. "Thermal conductivity of beds of spherical particles," *Industrial & Engineering Chemistry Fundamentals* **2:2**, 1963, pp. 136–143.

[7] Mellon, M., Jakosky, B., Kieffer, H. and Christensen, P. "High-resolution thermal inertia mapping from the Mars Global Surveyor Thermal Emission Spectrometer," *Icarus* **148:2**, 2000, pp. 437-455

[8] Mushkin, A. and Gillespie, A. "Estimating sub-pixel surface roughness using remotely sensed stereoscopic data," Remote Sensing of Environment **99:1-2**, 2005, pp. 75-83.

[9] Putzig, N. E. and Mellon, M. T. "Apparent thermal inertia and the surface heterogeneity of Mars," *Icarus* **191:1**, 2007, pp. 68 – 94.

[10] Schlichting, H. "Boundary layer theory", *McGraw-Hill*, 1968.

[11] Shepard, M., Campbell, B., Bulmer, M., Farr, T., Gaddis, L. and Plaut, J. The roughness of natural terrain: A planetary and remote sensing perspective, *Journal of Geophysical Research - Planets* **106:E12**, 2001, pp. 32777-32795.

D

Bibliographie

Aarninkhof, S., Turner, I., Dronkers, T., Caljouw, M. et Nipius, L. (2003). A video-based technique for mapping intertidal beach bathymetry. *Coastal Engineering*, 49(4):275–289.

Abdel-Aziz, Y. et Karara, H. (1971). Direct linear transformation from comparator coordinates into object space coordinates in close-range photogrammetry. *In Proceedings of the Symposium on Close-Range Photogrammetry*, pages 1–18. American Society of Photogrammetry.

Al-Arabi, M. et El-Refaee, M. (1978). Heat transfer by natural convection from corrugated plates to air. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 21(3):357–359.

Allard, P., Hammouya, G. et Parello, F. (1998). Dégazage magmatique diffus à la Soufrière de Guadeloupe, Antilles. *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences-Series IIA-Earth and Planetary Science*, 327(5):315–318.

Amontons, G. (1702). Discours sur quelques propriétés de l'Air, et le moyen d'en connaître la température dans tous les climats de la Terre. *Mémoires de l'Académie Royale des Sciences*, pages 161–180.

Antoine, R., Baratoux, D., Rabinowicz, M., Fontaine, F., Bachelery, P., Staudacher, T., Saracco, G. et Finizola, A. (2009). Thermal infrared image analysis of a quiescent cone on Piton de la Fournaise volcano : Evidence of convective air flow within an unconsolidated soil. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 183(3-4):228–244.

Arteaga, C., Juan de Sanjosé, J. et Serrano, E. (2008). Terrestrial photogrammetric techniques applied to the control of a parabolic dune in the Liencres dune system, Cantabria (Spain). *Earth Surface Processes and Landforms*, 33(14):2201–2210.

Aubert, M. (1999). Practical evaluation of steady heat discharge from dormant active volcanoes : case study of Vulcarolo fissure (Mount Etna, Italy). *Journal of volcanology and geothermal research*, 92(3-4):413–429.

Aubert, M., Diliberto, S., Finizola, A. et Chébli, Y. (2007). Double origin of hydrothermal convective flux variations in the Fossa of Vulcano (Italy). *Bulletin of Volcanology*, 70(6):743–751.

Baptista, P., Bastos, L., Bernardes, C., Cunha, T. et Dias, J. (2010). Monitoring sandy shores morphologies by DGPS—a practical tool to generate digital elevation models. *Journal of Coastal Research*, pages 1516–1528.

Basilevsky, A., Markiewicz, W., Thomas, N. et Keller, H. (1999). Morphologies of rocks within and near the Rock Garden at the Mars Pathfinder landing site. *Journal of geophysical research*, 104(E4):8617–8636.

Beauducel, F. (2001). High- resolution digital elevation model of La Soufrière lava dome. OVSG database, Institut de Physique du Globe de Paris, Gourbeyre, Guadeloupe, FWI.

Bejan, A. (2004). *Convection heat transfer*. John Wiley and Sons Inc., New York, NY.

Berk, A. (1989). MODTRAN : A moderate resolution model for LOWTRAN 7. Rapport technique, Geophysics Laboratory, Air Force Systems Command.

Berk, A., Anderson, G., Acharya, P., Chetwynd, J., Hoke, M., Bernstein, L., Shettle, E., Matthew, M. et Adler-Golden, S. (1999a). MODTRAN4 Version 2 USER'S MANUAL. Rapport technique, Air Force Research Laboratory.

Berk, A., Anderson, G., Bernstein, L., Acharya, P., Dothe, H., Matthew, M., Adler-Golden, S., Chetwynd Jr, J., Richtsmeier, S., Pukall, B. *et al.* (1999b). MODTRAN 4 radiative transfer modeling for atmospheric correction. *In Proceedings of SPIE- The International Society for Optical Engineering*, volume 3756, pages 348–353. Citeseer.

Bibring, J., Langevin, Y., Gendrin, A., Gondet, B., Poulet, F., Berthé, M., Soufflot, A., Arvidson, R., Mangold, N., Mustard, J. *et al.* (2005). Mars surface diversity as revealed by the OMEGA/Mars Express observations. *Science*, 307(5715):1576–1581.

BIPM (1948). *Comptes rendus de la 9ème Conférence Générale des Poids et des Mesures*. Bureau International des Poids et des Mesures.

BIPM (1954). *Comptes rendus de la 10ème Conférence Générale des Poids et des Mesures*. Bureau International des Poids et des Mesures.

BIPM (1968). *Comptes rendus de la 13ème Conférence Générale des Poids et des Mesures*. Bureau International des Poids et des Mesures.

Blumberg, D. et Greeley, R. (1993). Field studies of aerodynamic roughness length. *Journal of Arid Environments*, 25(1):39–48.

Blümel, K. (1999). A simple formula for estimation of the roughness length for heat transfer over partly vegetated surfaces. *Journal of Applied Meteorology*, 38(6):814–829.

Boak, E. et Turner, I. (2005). Shoreline Definition and Detection : A Review. *Journal of Coastal Research*, pages 688–703.

Boudon, G., Komorowski, J., Villemant, B. et Semet, M. (2008). A new scenario for the last magmatic eruption of La Soufrière of Guadeloupe (Lesser Antilles) in 1530 AD Evidence from stratigraphy radiocarbon dating and magmatic evolution of erupted products. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 178(3):474–490.

Brock, J., Wright, C., Sallenger, A., Krabill, W. et Swift, R. (2002). Basis and methods of NASA airborne topographic mapper lidar surveys for coastal studies. *Journal Of Coastal Research*, 18(1):1–13.

Brombach, T., Marini, L. et Hunziker, J. (2000). Geochemistry of the thermal springs and fumaroles of Basse-Terre Island, Guadeloupe, Lesser Antilles. *Bulletin of volcanology*, 61(7):477–490.

Brutsaert, W. (1982). *Evaporation into the atmosphere : Theory, history, and applications*, volume 1. Springer.

Buettner, K. et Kern, C. (1965). The determination of infrared emissivities of terrestrial surfaces. *Journal of Geophysical Research*, 70(6):1329–1337.

Butler, D. et Walsh, S. (1998). The application of remote sensing and geographic information systems in the study of geomorphology : An introduction. *Geomorphology*, 21(3-4):179–181.

Cahill, A., Parlange, M. et Albertson, J. (1997). On the Brutsaert temperature roughness length model for sensible heat flux estimation. *Water resources research*, 33(10):2315–2324.

Calvari, S., Lodato, L., Spampinato, L. *et al.* (2004). Monitoring active volcanoes using a handheld thermal camera. *Thermosense XXVI-SPIE, The International Society for Optical Engineering*, pages 199–209.

Calvari, S., Spampinato, L., Lodato, L., Harris, A., Patrick, M., Dehn, J., Burton, M., Andronico, D. *et al.* (2005). Chronology and complex volcanic processes during the 2002–2003 flank eruption at Stromboli volcano (Italy) reconstructed from direct observations and surveys with a handheld thermal camera. *Journal of Geophysical Research*, 110:1029.

Calvez, L. (2006). *Nouveaux verres et vitrocéramiques transparents dans l'infrarouge pour l'imagerie thermique*. Thèse de doctorat, Université Rennes 1.

Calvez, L., Ma, H., Lucas, J. et Zhang, X. (2007). Selenium-Based Glasses and Glass Ceramics Transmitting Light from the Visible to the Far-IR. *Advanced materials*, 19(1):129–132.

Cannuel, R. et Beninger, P. (2005). Is oyster broodstock feeding always necessary ? A study using oocyte quality predictors and validators in Crassostrea gigas. *Aquatic living resources*, 18(1):35–43.

Carlson, T. (1986). Regional-scale estimates of surface moisture availability and thermal inertia using remote thermal measurements. *Remote sensing reviews*, 1:197–247.

Carlson, T., Dodd, J., Benjamin, S. et Cooper, J. (1981). Satellite estimation of the surface energy balance, moisture availability and thermal inertia. *Journal of Applied Meteorology*, 20:67–87.

Carr, S. (2005). The aerosol models in MODTRAN : Incorporating selected measurements from northern australia.

Celsius, A. (1742). 1742 Observationer om twänne beständiga Grader på en Thermometer Kongl. *Svenska Vetenskapsacademiens Handlingar*, 3:171–180.

Chaplot, V., Darboux, F., Bourennane, H., Leguédois, S., Silvera, N. et Phachomphon, K. (2006). Accuracy of interpolation techniques for the derivation of digital elevation models in relation to landform types and data density. *Geomorphology*, 77(1):126–141.

Chavez-Villalba, J., Barret, J., Mingant, C., Cochard, J. et Le Pennec, M. (2003). Influence of timing of broodstock collection on conditioning, oocyte production, and larval rearing of the oyster, Crassostrea gigas (Thunberg), at six production sites in France. *Journal of Shellfish Research*, 22(2):465–474.

Chen, C., Yi, X., Zhao, X. et Xiong, B. (2001). Characterizations of VO2-based uncooled microbolometer linear array. *Sensors and Actuators A : Physical*, 90(3):212–214.

Chen, L. et Rau, J. (1998). Detection of shoreline changes for tideland areas using multi-temporal satellite images. *International Journal Of Remote Sensing*, 19(17):3383–3397.

Christensen, P., Bandfield, J., Hamilton, V., Ruff, S., Kieffer, H., Titus, T., Malin, M., Morris, R., Lane, M., Clark, R. *et al.* (2001). Mars Global Surveyor Thermal Emission Spectrometer experiment : investigation description and surface science results. *Journal of Geophysical Research*, 106(E10):23823–23.

Combs, A., Weickmann, H., Mader, C. et Tebo, A. (1965). Application of Infrared Radiometers to Meteorology. *Journal of Applied Meteorology*, 4:253–262.

Coradine, A., Capaccioni, F., Drossart, P., Arnold, G., Ammannito, E., Angrilli, F., Barucci, A., Bellucci, G., Benkhoff, J., Bianchini, G. *et al.* (2007). VIRTIS : an imaging spectrometer for the Rosetta mission. *Space science reviews*, 128(1):529–559.

Coradine, A., Capaccioni, F., Drossart, P., Semery, A., Arnold, G., Schade, U., Angrilli, F., Barucci, M., Bellucci, G., Bianchini, G. *et al.* (1998). VIRTIS : an imaging spectrometer for the Rosetta mission. *Planetary and space science*, 46(9-10):1291–1304.

Cornillon, P. et Watts, D. (1987). Satellite thermal infrared and inverted echo sounder determinations of the Gulf Stream northern edge. *J. Atmos. Oceanic Technol*, 4:712–723.

Counehan, J. (1971). Wind tunnel determination of the roughness length as a function of the fetch and the roughness density of three-dimensional roughness elements. *Atmospheric Environment (1967)*, 5(8):637–642.

Crisp, J. et Baloga, S. (1990). A model for lava flows with two thermal components. *Journal of Geophysical Research*, 95(B2):1255–1270.

Cristea, N. et Burges, S. (2009). Use of Thermal Infrared Imagery to Complement Monitoring and Modeling of Spatial Stream Temperatures. *Journal of Hydrologic Engineering*, 14(10):1080.

Csiszar, I., Morisette, J. et Giglio, L. (2006). Validation of active fire detection from moderate-resolution satellite sensors : The MODIS example in Northern Eurasia. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 44(7):1757–1764.

Cuenca, J. et Sobrino, J. (2004). Experimental measurements for studying angular and spectral variation of thermal infrared emissivity. *Applied Optics*, 43(23):4598–4602.

Danilina, I., Mushkin, A., Gillespie, A., O'Neal, M., Pietro, L. et Balick, L. (2006). Roughness effects on sub-pixel radiant temperatures in knetically isothermal surfaces. *In RAQRS II : 2nd International Symposium on Recent Advances in Quantitative Remote Sensing*.

Davidsson, B., Gutiérrez, P. et Rickman, H. (2009). Physical properties of morphological units on Comet 9P/Tempel 1 derived from near-IR Deep Impact spectra. *Icarus*, 201(1):335–357.

Davies, A. (1996). Io's volcanism : Thermo-physical models of silicate lava compared with observations of thermal emission. *Icarus*, 124(1):45–61.

Deardorff, J. (1970). Convective velocity and temperature scales for the unstable planetary boundary layer and for Raleigh convection. *J. Atmos. Sci.*, 27:1211–1213.

Dehouck, A., Martiny, N., Froidefond, J., Sénéchal, N. et Bujan, S. (2009). New outcomes from spatial remote sensing during the ECORS experiment : towards validation of ocean color products and large-scale bathymetry mapping in a coastal zone. *Journal of Coastal Research*, 56:1756–1760.

Delacourt, C., Allemand, P., Jaud, M., Grandjean, P., Deschamps, A., Ammann, J., Cuq, V., Suanez, S. *et al.* (2009). DRELIO : An unmanned helicopter for imaging coastal areas. *Journal of Coastal Research*, 2:1489–1493.

Delbó, M., Harris, A., Binzel, R., Pravec, P. et Davies, J. (2003). Keck observations of near-Earth asteroids in the thermal infrared. *Icarus*, 166(1):116–130.

Delbo, M., Harris, A., Mottola, S., Mueller, M. *et al.* (2007). Thermal inertia of near-Earth asteroids and implications for the magnitude of the Yarkovsky effect. *Icarus*, 190(1):236–249.

Delbo, M. et Tanga, P. (2009). Thermal inertia of main belt asteroids smaller than 100 km from IRAS data. *Planetary and Space Science*, 57(2):259–265.

Dolan, R., Hayden, B., May, P. et May, S. (1980). The reliability of shoreline change measurements from aerial photographs. *Shore and Beach*, 48(4):22–29.

Donlon, C., Minnett, P., Gentemann, C., Nightingale, T., Barton, I., Ward, B. et Murray, M. (2002). Toward Improved Validation of Satellite Sea Surface Skin Temperature Measurements for Climate Research. *Journal of Climate*, 15:353–369.

Dousset, B. et Gourmelon, F. (2003). Satellite multi-sensor data analysis of urban surface temperatures and landcover. *ISPRS Journal of Photogrammetry and Remote Sensing*, 58(1-2):43–54.

Dury, M., Theocharous, T., Harrison, N., Fox, N. et Hilton, M. (2007). Common black coatings-reflectance and ageing characteristics in the 0.32-14.3 [mu] m wavelength range. *Optics communications*, 270(2):262–272.

Edwards, C., Bandfield, J., Christensen, P. et Fergason, R. (2009). Global distribution of bedrock exposures on Mars using THEMIS high-resolution thermal inertia. *J. Geophys. Res*, 114: E11001.

Feuillard, M., Allegre, C., Brandeis, G., Gaulon, R., Le Mouel, J., Mercier, J., Pozzi, J. et Semet, M. (1983). The 1975-1977 crisis of La Soufriére de Guadeloupe (FWI) : a still-born magmatic eruption. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 16(3-4):317–334.

Feuillet, N., Manighetti, I. et Tapponnier, P. (2001). Extension active perpendiculaire à la subduction dans l'arc des Petites Antilles (Guadeloupe, Antilles françaises) : Active arc-transverse normal faulting in Guadeloupe (French Lesser Antilles). *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences-Series IIA-Earth and Planetary Science*, 333(9):583–590.

Feuillet, N., Manighetti, I., Tapponnier, P. et Jacques, E. (2002). Arc parallel extension and localization of volcanic complexes in Guadeloupe, Lesser Antilles. *J. geophys. Res*, 107(10.1029): 10.1029.

Feurer, D. (2009). *Géométrie 3D des lits de rivière par stéréophotogrammétrie à travers l'eau*. Thèse de doctorat, Université de Laval, Quebec.

Feurer, D., Bailly, J.-S., Puech, C., Le Coarer, Y. et Viau, A. A. (2008). Very-high-resolution mapping of river-immersed topography by remote sensing. *Progress In Physical Geography*, 32(4): 403–419.

Flasar, F., Kunde, V., Abbas, M., Achterberg, R., Ade, P., Barucci, A., Bézard, B., Bjoraker, G., Brasunas, J., Calcutt, S. *et al.* (2004). Exploring the Saturn system in the thermal infrared : The composite infrared spectrometer. *The Cassini-Huygens Mission*, pages 169–297.

FLIR, S. A. (2010). FLIR SC645 Data Sheet. Rapport technique.

Fluke, C. (2009). Ti32, TiR32, Ti29, TiR29, Ti27, TiR27 (Thermal Imagers) : Mode d'emploi. Site internet (`http://www.fluke.com`).

Flynn, L. et Mouginis-Mark, P. (1992). Cooling rate of an active Hawaiian lava flow from nighttime spectroradiometer measurements. *Geophysical Research Letters*, 19(17):1783–1786.

Forget, F., Hourdin, F., Fournier, R., Hourdin, C., Talagrand, O., Collins, M., Lewis, S., Read, P. et Huot, J. (1999). Improved general circulation models of the Martian atmosphere from the surface to above 80 km. *Journal of Geophysical Research*, 104(24):24–155.

Forget, F., Hourdin, F. et Talagrand, O. (1998). CO2Snowfall on Mars : Simulation with a General Circulation Model. *Icarus*, 131(2):302–316.

Francis, P., Oppenheimer, C. et Stevenson, D. (1993). Endogenous growth of persistently active volcanoes. *Nature*, 366(6455):554–557.

Frank, D. (1985). Hydrothermal processes at Mount Rainier, Washington. Rapport technique, Washington Univ., Seattle (USA).

Friedman, J., Williams, D. et Frank, D. (1982). Structural and heat flow implications of infrared anomalies at Mt. Hood, Oregon, 1972–1977. *Journal of Geophysical Research*, 87(B4):2793–2803.

Fulchignoni, M., Ferri, F., Angrilli, F., Ball, A., Bar-Nun, A., Barucci, M., Bettanini, C., Bianchini, G., Borucki, W., Colombatti, G. *et al.* (2005). In situ measurements of the physical characteristics of Titan's environment. *Nature*, 438(7069):785–791.

Garratt, J. (1994). *The atmospheric boundary layer*. Cambridge Univ Pr.

Giglio, L., Csiszar, I., Restas, A., Morisette, J., Schroeder, W., Morton, D. et Justice, C. (2008). Active fire detection and characterization with the advanced spaceborne thermal emission and reflection radiometer (ASTER). *Remote Sensing of Environment*, 112(6):3055–3063.

Giglio, L., Descloitres, J., Justice, C. et Kaufman, Y. (2003). An enhanced contextual fire detection algorithm for MODIS. *Remote Sensing of Environment*, 87(2-3):273–282.

Gillespie, A., Rokugawa, S., Matsunaga, T., Cothern, J., Hook, S. et Kahle, A. (1998). A temperature and emissivity separation algorithm for Advanced Spaceborne Thermal Emission and Reflection Radiometer (ASTER) images. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 36(4):1113–1126.

Goktepe, A. et Kocaman, E. (2010). Analysis of camera calibrations using direct linear transformation and bundle adjustment method. *Scientific Research and Essays*, 5(9):869–872.

Gonzalez-Dugo, M., Moran, M., Mateos, L. et Bryant, R. (2006). Canopy temperature variability as an indicator of crop water stress severity. *Irrigation Science*, 24(4):233–240.

Gooch, R., Schimert, T., McCardel, W. et Ritchey, B. (2004). Microbolometer and method for forming. US Patent 6,690,014.

Griffiths, R. (2000). The dynamics of lava flows. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 32(1):477–518.

Group), I. F. M. (2011). Sources d'étalonnage de température. Rapport technique.

Hansen, C., Esposito, L., Stewart, A., Meinke, B., Wallis, B., Colwell, J., Hendrix, A., Larsen, K., Pryor, W. et Tian, F. (2008). Water vapour jets inside the plume of gas leaving Enceladus. *Nature*, 456(7221):477–479.

Hapke, B. (1984). Bidirectional reflectance spectroscopy : : 3. Correction for macroscopic roughness. *Icarus*, 59(1):41–59.

Harris, A., Carniel, R. et Jones, J. (2005). Identification of variable convective regimes at Erta Ale Lava Lake. *Journal of volcanology and geothermal research*, 142(3-4):207–223.

Harris, A. et Davies, J. (1999). Physical characteristics of near-Earth asteroids from thermal infrared spectrophotometry. *Icarus*, 142(2):464–475.

Harris, A., Dehn, J. et Calvari, S. (2007). Lava effusion rate definition and measurement : a review. *Bulletin of Volcanology*, 70(1):1–22.

Harris, A. et Rowland, S. (2009). Effusion rate controls on lava flow length and the role of heat loss : a review. *Studies in Volcanology The Legacy of George Walker*, 2:33–51.

Hasager, C. et Jensen, N. (1999). Surface-flux aggregation in heterogeneous terrain. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 125(558):2075–2102.

Hecht, F. (2010). *FreeFem++ (Third Edition, Version 3.7-1)*. Laboratoire Jacques-Louis Lions, Université Pierre et Marie Curie, Paris.

HoÈgstroÈm, U. (1988). Non-dimensional wind and temperature profiles in the atmospheric surface layer : A re-evaluation. *Boundary-Layer Meteorology*, 42(1):55–78.

Holland, K., Holman, R., Lippmann, T., Stanley, J. et Plant, N. (1997). Practical use of video imagery in nearshore oceanographic field studies. *Oceanic Engineering, IEEE Journal of*, 22(1):81–92.

Holman, J. (1990). *Heat Transfer*. McGraw-Hill, London.

Howett, C., Spencer, J., Pearl, J. et Segura, M. (2010). Thermal inertia and bolometric Bond albedo values for Mimas, Enceladus, Tethys, Dione, Rhea and Iapetus as derived from Cassini/CIRS measurements. *Icarus*, 206(2):573–593.

Hurwitz, S., Kipp, K., Ingebritsen, S. et Reid, M. (2003). Groundwater flow, heat transport, and water table position within volcanic edifices : Implications for volcanic processes in the Cascade Range. *J. geophys. Res*, 108(B12):1–1.

Ildefonse, P. et Semet, M. (1998). The hydrothermal system at Soufriere Hills volcano, Montserrat (West Indies) : characterization and role in the on-going eruption. *Geophysical research letters*, 25(19):3693–3696.

Infratec (2008). VarioCAM hr head User Manuel. Rapport technique.

Instruments, H. (2011). Checktemp®1. Rapport technique.

Jakosky, B. (1979). The effects of nonideal surfaces on the derived thermal properties of Mars. *Journal of Geophysical Research*, 84(B14):8252–8262.

James, M., Robson, S., Pinkerton, H. et Ball, M. (2006). Oblique photogrammetry with visible and thermal images of active lava flows. *Bulletin of volcanology*, 69(1):105–108.

Jaud, M. (2011). *Techniques d'observation et de mesure haute résolution des transferts sédimentaires dans la frange littorale*. Thèse de doctorat, Université de Bretagne Occidentale.

Jaud, M., Delacourt, C., Allemand, P., Deschamps, A., Cancouët, R., Ammann, J., Grandjean, P., Suanez, S., Fichaut, B. et Cuq, V. (2012). Comparison of some very high resolution remote sensing techniques for the monitoring of a sandy beach. *Geomorphology*. (submitted).

Jerominek, H., Picard, F. et Vincent, D. (1993). Vanadium oxide films for optical switching and detection (Journal Paper). *Optical Engineering*, 32(09):2092–2099.

Jones, T., Lebofsky, L., Lewis, J. et Marley, M. (1990). The composition and origin of the C, P, and D asteroids : Water as a tracer of thermal evolution in the outer belt. *Icarus*, 88(1):172–192.

Justice, C., Giglio, L., Korontzi, S., Owens, J., Morisette, J., Roy, D., Descloitres, J., Alleaume, S., Petitcolin, F. et Kaufman, Y. (2002). The MODIS fire products. *Remote Sensing of Environment*, 83(1-2):244–262.

Keller, H., Barbieri, C., Koschny, D., Lamy, P., Rickman, H., Rodrigo, R., Sierks, H., A'-Hearn, M., Angrilli, F., Barucci, M. *et al.* (2010). E-type asteroid (2867) steins as imaged by OSIRIS on board Rosetta. *Science*, 327(5962):190–193.

Keller, H., Barbieri, C., Lamy, P., Rickman, H., Rodrigo, R., Wenzel, K., Sierks, H., A'-Hearn, M., Angrilli, F., Angulo, M. *et al.* (2007). OSIRIS–The scientific camera system onboard Rosetta. *Space science reviews*, 128(1):433–506.

Kieffer, H., CHASE JR, S., Miner, E., Palluconi, F., Munch, G., Neugebauer, G. et Martin, T. (1976). Infrared thermal mapping of the martian surface and atmosphere : First results. *Science*, 193(4255):780.

Kieffer, H., Martin, T., Peterfreund, A., Jakosky, B., Miner, E. et Palluconi, F. (1977). Thermal and albedo mapping of Mars during the Viking primary mission. *Journal of Geophysical Research*, 82(28):4249–4291.

Kimata, M. (2000). *Infrared detectors and emitters : materials and devices*, volume 8, chapitre Metal silicide Schottky infrared detector arrays, pages 77–98. Springer, Boston.

Kirchhoff, G. (1860). Ueber das Verhältniss zwischen dem Emissionsvermögen und dem Absorptionsvermögen der Körper für Wärme und Licht. *Annalen der Physik*, 185(2):275–301.

Kirchhoff, G. U. (1859). ber den Zusammenhang zwischen Emission und Absorption von Licht und Warme. *Monatsberichte der Akademie der Wissenschaften zu Berlin*, pages 783–787.

Kistler, R., Kalnay, E., Collins, W., Saha, S., White, G., Woollen, J., Chelliah, M., Ebisuzaki, W., Kanamitsu, M., Kousky, V. *et al.* (2001). The NCEP-NCAR 50-year reanalysis : Monthly means CD-ROM and documentation. *Bulletin-American Meteorological Society*, 82(2):247–268.

Kneizys, F. X., Shettle, E. P., Gallery, W. ., Chetwynd, J., Abreu, L. J. H., Selby, W., Clough, S. A. E. A. et Fenn, R. W. (1983). Atmospheric Transmittance/Radiance : Computer Code LOWTRAN 6. Rapport technique, Air Force Geophysics Laboratory.

Kondo, J. et Ishida, S. (1997). Sensible heat flux from the earth's surface under natural convective conditions. *Journal of the atmospheric sciences*, 54(4):498–509.

Kwor, E. et Matte, S. (2001). Emissivity measurements for Nextel Velvet Coating 811-21 between à368C and 828C. *High Temperatures^ High Pressures*, 33:551–556.

Lagerros, J. (1997). Thermal physics of asteroids. III. Irregular shapes and albedo variegations. *Astronomy and Astrophysics*, 325:1226–1236.

Lambert, J. (1779). Pyrometrie.

Lamy, P., Groussin, O., Fornasier, S., Jorda, L., Kaasalainen, M. et Barucci, M. (2010). Thermal properties of asteroid 21 Lutetia from Spitzer Space Telescope observations. *Astronomy and Astrophysics*, 516.

Lamy, P., Jorda, L., Fornasier, S., Groussin, O., Barucci, M., Carvano, J., Dotto, E., Fulchignoni, M. et Toth, I. (2008). Asteroid 2867 Steins. *Astronomy and astrophysics*, 487(3):1187–1193.

LaRocca, A. (1975). Methods of calculating atmospheric transmittance and radiance in the infrared. *Proceedings of the IEEE*, 63(1):75 – 94.

LaRocca, A. et Turner, R. (1975). Atmospheric transmittance and radiance : Methods of calculation.

Le Guern, F., Bernard, A. et Chevrier, R. (1980). Soufrière of guadeloupe 1976–1977 eruption—mass and energy transfer and volcanic health hazards. *Bulletin of Volcanology*, 43(3):577–593.

Lebofsky, L. et Rieke, G. (1979). Thermal properties of 433 Eros. *Icarus*, 40(2):297–308.

Lebofsky, L., Sykes, M., Tedesco, E., Veeder, G., Matson, D., Brown, R., Gradie, J., Feierberg, M. et Rudy, R. (1986). A refined "standard" thermal model for asteroids based on observations of 1 Ceres and 2 Pallas. *Icarus*, 68(2):239–251.

Lejot, J., Delacourt, C., Piegay, H., Fournier, T., Tremelo, M.-L. et Allemand, P. (2007). Very high spatial resolution imagery for channel bathymetry and topography from an unmanned mapping controlled platform. *Earth Surface Processes And Landforms*, 32(11):1705–1725. 6th International Gravel-Bed Rivers Conference, Tirol, AUSTRIA, SEP, 2005.

Lettau, H. (1969). Note on aerodynamic roughness-parameter estimation on the basis of roughness-element description. *Research and Development Technical Report'*, 8:828–832.

Lewis, S., Collins, M., Read, P., Forget, F., Hourdin, F., Fournier, R., Hourdin, C., Talagrand, O. et Huot, J. (1999). A climate database for Mars. *JOURNAL OF GEOPHYSICAL RESEARCH-ALL SERIES-*, 104:24–24.

Leyrat, C., Coradini, A., Erard, S., Capaccioni, F., Capria, M., Drossart, P., De Sanctis, M., Tosi, F. et Team, V. (2011). Thermal properties of the asteroid (2867) Steins as observed by VIRTIS/Rosetta. *Astronomy & Astrophysics*, 531:A168.

Loheide II, S. et Gorelick, S. (2006). Quantifying stream-aquifer interactions through the analysis of remotely sensed thermographic profiles and in situ temperature histories. *Environmental science & technology*, 40(10):3336–3341.

Louis, J. (1979). A parametric model of vertical eddy fluxes in the atmosphere. *Boundary-Layer Meteorology*, 17(2):187–202.

Lunine, J. et Atreya, S. (2008). The methane cycle on Titan. *Nature Geoscience*, 1(3):159–164.

Ma, H., Zhang, X. et Lucas, J. (2003). Infrared transmitting chalcogenide glass ceramics. *Journal of non-crystalline solids*, 317(3):270–274.

Macdonald, R., Griffiths, R. et Hall, D. (1998). An improved method for the estimation of surface roughness of obstacle arrays. *Atmospheric environment*, 32(11):1857–1864.

Marks, K. M. et Smith, W. H. F. (2008). An uncertainty model for deep ocean single beam and multibeam echo sounder data. *Marine Geophysical Researches*, 29(4):239–250.

Marticorena, B., Kardous, M., Bergametti, G., Callot, Y., Chazette, P., Khatteli, H., Le Hégarat-Mascle, S., Maillé, M., Rajot, J., Vidal-Madjar, D. *et al.* (2006). Surface and aerodynamic roughness in arid and semiarid areas and their relation to radar backscatter coefficient. *J. Geophys. Res*, 111(F3):F03–017.

Mascart, P., Noilhan, J. et Giordani, H. (1995). A modified parameterization of flux-profile relationships in the surface layer using different roughness length values for heat and momentum. *Boundary-Layer Meteorology*, 72(4):331–344.

Mason, D., Davenport, I. et Flather, R. (1997). Interpolation of an intertidal digital elevation model from heighted shorelines : a case study in the western Wash. *Estuarine, Coastal and Shelf Science*, 45(5):599–612.

McGetchin, T. et Chouet, B. (1979). Energy budget of the volcano Stromboli, Italy. *Geophysical Research Letters*, 6(4):317–320.

Mellon, M. et Jakosky, B. (1993). Geographic variations in the thermal and diffusive stability of ground ice on Mars. *Journal of Geophysical Research*, 98(E2):3345–3364.

Mellon, M., Jakosky, B., Kieffer, H. et Christensen, P. (2000). High-resolution thermal inertia mapping from the Mars Global Surveyor Thermal Emission Spectrometer. *Icarus*, 148(2):437–455.

Merchant, C., Le Borgne, P., Roquet, H. et Marsouin, A. (2009). Sea surface temperature from a geostationary satellite by optimal estimation. *Remote Sensing of Environment*, 113(2):445–457.

Messtechnik, H. I. (2010). Blackbody Calibration Source ME30. Rapport technique.

Mie, G. (1908). Beiträge zur Optik trüber Medien, speziell kolloidaler Metallösungen. *Annalen der Physik*, 330(3):377–445.

Mikhail, E., Bethel, J. et McGlone, J. (2001). Introduction to modern photogrammetry. 31.

Mitchell, D., Wyndham, C., Vermeulen, A., Hodgson, T., Atkins, A. et Hofmeyr, H. (1969). Radiant and convective heat transfer of nude men in dry air. *Journal of Applied Physiology*, 26(1): 111–118.

Morton, R., Leach, M., Paine, J. et Cardoza, M. (1993). Monitoring beach changes using GPS surveying techniques. *Journal of Coastal Research*, pages 702–720.

Murchie, S., Arvidson, R., Bedini, P., Beisser, K., Bibring, J.-P., Bishop, J., Boldt, J., Cavender, P., Choo, T., Clancy, R. T., Darlington, E. H., Marais, D. D., Espiritu, R., Fort, D., Green, R., Guinness, E., Hayes, J., Hash, C., Heffernan, K., Hemmler, J., Heyler, G., Humm, D., Hutcheson, J., Izenberg, N., Lee, R., Lees, J., Lohr, D., Malaret, E., Martin, T., McGovern, J. A., McGuire, P., Morris, R., Mustard, J., Pelkey, S., Rhodes, E., Robinson, M., Roush, T., Schaefer, E., Seagrave, G., Seelos, F., Silverglate, P., Slavney, S., Smith, M., Shyong, W.-J., Strohbehn, K., Taylor, H., Thompson, P., Tossman, B., Wirzburger, M. et Wolff, M. (2007). Compact reconnaissance Imaging Spectrometer for Mars (CRISM) on Mars Reconnaissance Orbiter (MRO). *Journal of Geophysical Research - Planets*, 112(E5):10.1029.

Mushkin, A. et Gillespie, A. (2005). Estimating sub-pixel surface roughness using remotely sensed stereoscopic data. *Remote Sensing of Environment*, 99(1-2):75–83.

Mushkin, A. et Gillespie, A. (2006). Mapping sub-pixel surface roughness on Mars using high-resolution satellite image data. *Geophysical research letters*, 33(18):L18204.

NASA (1976). *US Standard Atmosphere, 1976*. GPO, Washington DC.

NASA (1999). Landsat Science Data Users Handbook. Site internet (`http://landsathandbook.gsfc.nasa.gov/pdfs/Landsat7_Handbook.pdf`).

Nemani, R. et Running, S. (1997). Land cover characterization using multitemporal red, near-IR, and thermal-IR data from NOAA/AVHRR. *Ecological Applications*, 7(1):79–90.

Neri, A. (1998). A local heat transfer analysis of lava cooling in the atmosphere : application to thermal diffusion-dominated lava flows. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 81(3-4):215–243.

Newton, I. (1704). Opticks or, a Treatise of the reflexions, refractions, inflexions and colours of light. Also two treatises of the species and magnitude of curvilinear figures.

Nicodemus, F. (1977). *Geometrical considerations and nomenclature for reflectance*. US Department of Commerce, National Bureau of Standards.

Nicollin, F., Gibert, D., Beauducel, F., Boudon, G. et Komorowski, J. (2006). Electrical tomography of La Soufrière of Guadeloupe Volcano : Field experiments, 1D inversion and qualitative interpretation. *Earth and Planetary Science Letters*, 244(3):709–724.

O'Neill, L., Chelton, D., Esbensen, S. et Wentz, F. (2005). High-resolution satellite measurements of the atmospheric boundary layer response to SST variations along the Agulhas Return Current. *Journal of climate*, 18(14):2706–2723.

Oppenheimer, C. (1993). Infrared surveillance of crater lakes using satellite data. *Journal of volcanology and geothermal research*, 55(1-2):117–128.

OVSG-IPGP (2012). Bilan Mensuel de l'Activité Volcanique de la Soufrière et de la Sismicité régionale, Observatoire Volcanologique et Sismologique de la Guadeloupe (1999–2012). Rapport technique, Observatoire Volcanologique et Sismologique de la Guadeloupe, Institut de Physique du Globe de Paris, IPGP-CNRS-INSU-Conseil Général de Guadeloupe. Site internet (`http://www.ipgp.jussieu.fr/pages/0303040901.php`).

Owen, P. et Thomson, W. (1963). Heat transfer across rough surfaces. *Journal of Fluid Mechanics*, 15(03):321–334.

Pajani, D. (2008). Problèmes techniques rencontrés en thermographie infrarouge du bâtiment. *In MESUREXPO*. Institut de la thermographie, Verrières-le-Buisson.

Palluconi, F. et Kieffer, H. (1981). Thermal inertia mapping of Mars from 60 deg S to 60 deg N. *Icarus*, 45:415–426.

Pashkevich, R. I. et Taskin, V. V. (2009). Heat transfer in a geothermal system of Mutnovsky Volcano : the influence of the form, discharge of magma chamber degassing and rocks permeability. *In Thirty-Fourth Workshop on Geothermal Reservoir Engineering*, Stanford University, Stanford, California.

Patrick, M., Harris, A., Dehn, J., Ripepe, M. et Calvari, S. (2003). FLIR Thermography and Heat/Mass Budgets Bounding the 2002-2003 Effusive Period at Stromboli Volcano. *In AGU Fall Meeting Abstracts*, volume 1, page 02.

Patrick, M., Harris, A., Ripepe, M., Dehn, J., Rothery, D. et Calvari, S. (2007). Strombolian explosive styles and source conditions : insights from thermal (FLIR) video. *Bulletin of volcanology*, 69(7):769–784.

Pieri, D. et Abrams, M. (2005). ASTER observations of thermal anomalies preceding the April 2003 eruption of Chikurachki volcano, Kurile Islands, Russia. *Remote sensing of environment*, 99(1):84–94.

Pierrard, S. (2008). Thermographie infrarouge aérienne appliquée au bâtiment. *In MESUREXPO*. LNE, Trappes, MESUREXPO.

Planck, M. (1901). On the law of distribution of energy in the normal spectrum. *Annalen der Physik*, 4(553):1.

Polemio, M. et Petrucci, O. (2001). Hydrogeological monitoring and image analysis of a mudslide in Southern Italy. *Physics and Chemistry of the Earth, Part C : Solar, Terrestrial & Planetary Science*, 26(9):689–695.

Pompea, S. et Breault, R. (1995). Handbook of Optics II.

Pozzi, J., Mouël, J., Rossignol, J. et Zlotnicki, J. (1979). Magnetic observations made on La Soufrière Volcano (Guadeloupe) during the 1976–1977 crisis. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 5(3):217–237.

Pratt, D. et Ellyett, C. (1979). The thermal inertia approach to mapping of soil moisture and geology. *Remote sensing of environment*, 8(2):151–168.

Putzig, N., Mellon, M., Kretke, K. et Arvidson, R. (2005). Global thermal inertia and surface properties of Mars from the MGS mapping mission. *Icarus*, 173(2):325–341.

Putzig, N. E. (2006). *Thermal inertia and surface heterogeneity on Mars*. Thèse de doctorat, Faculty of the Graduate School of the University of Colorado.

Putzig, N. E. et Mellon, M. T. (2007). Apparent thermal inertia and the surface heterogeneity of Mars. *Icarus*, 191(1):68 – 94.

Rao, K., Narasimha, R. et Prabhu, A. (1996). An analysis of MONTBLEX data on heat and momentum flux at Jodhpur. *Journal of Earth System Science*, 105(3):309–323.

Rayburg, S., Thoms, M. et Neave, M. (2009). A comparison of digital elevation models generated from different data sources. *Geomorphology*, 106(3-4):261–270.

Riou, O. et Audaire, L. (2001). Technologie des détecteurs des caméras thermiques. *In Thermogram'2001.*

Rodriguez, M. (1998). An overview on the seismicity of Cuba. *Journal of Seismology*, 2(4):323–335.

Rogalski, A. (2002). Infrared detectors : an overview. *Infrared Physics & Technology*, 43(3-5):187–210.

Rogalski, A. (2003). Infrared detectors : status and trends. *Progress in Quantum Electronics*, 27(2-3):59–210.

Rogers, A., Ash, M., Counselman, C., Shapiro, I. et Pettengill, G. (1970). Radar measurements of the surface topography and roughness of Mars. *Radio Science*, 5(2):465–473.

Rothman, L. (1978). Update of the AFGL atmospheric absorption line parameters compilation. *Applied Optics*, 17:3517.

Rubincam, D. (1995). Asteroid orbit evolution due to thermal drag. *Journal of geophysical research*, 100(E1):1585–1594.

Rubio, E., Caselles, V. et Badenas, C. (1997). Emissivity measurements of several soils and vegetation types in the 8-14 mu m wave band : Analysis of two field methods. *Remote Sensing of Environment*, 59(3):490–521.

Ruggiero, P., Voigt, B. et Kaminsky, G. (2000). Beach monitoring for enhanced decision-making. *In Coastal Society 17th Conference Coasts at the Millennium*, pages 9–12.

Ryu, J., Won, J. et Min, K. (2002). Waterline extraction from Landsat TM data in a tidal flat - A case study in Gomso Bay, Korea. *Remote Sensing Of Environment*, 83(3):442–456.

Ryu, J.-H., Kim, C.-H., Lee, Y.-K., Won, J.-S., Chun, S.-S. et Lee, S. (2008). Detecting the intertidal morphologic change using satellite data. *Estuarine Coastal And Shelf Science*, 78(4):623–632.

Salisbury, J., D'Aria, D. et Wald, A. (1994). Measurements of thermal infrared spectral reflectance of frost, snow, and ice. *Journal of geophysical research*, 99(B12):24235–24.

Sallenger Jr, A., Krabill, W., Swift, R., Brock, J., List, J., Hansen, M., Holman, R., Manizade, S., Sontag, J., Meredith, A. *et al.* (2003). Evaluation of airborne topographic lidar for quantifying beach changes. *Journal of Coastal Research*, pages 125–133.

Santorio, S. (1612). *Commentaria in artem medicinalem Galeni*.

Sasaki, T. (2002). Thin-film temperature-sensitive resistor material and production process thereof. US Patent 6,413,385.

Saur, J., Schilling, N., Neubauer, F., Strobel, D., Simon, S., Dougherty, M., Russell, C. et Pappalardo, R. (2008). Evidence for temporal variability of Enceladus' gas jets : Modeling of Cassini observations. *Geophys. Res. Lett*, 35:L20105.

Schlichting, H. (1968). *Boundary layer theory*. McGraw-Hill.

Schroeder, W., Prins, E., Giglio, L., Csiszar, I., Schmidt, C., Morisette, J. et Morton, D. (2008). Validation of GOES and MODIS active fire detection products using ASTER and ETM+ data. *Remote Sensing of Environment*, 112(5):2711–2726.

Schulz, M. et Caldwell, L. (1995). Nonuniformity correction and correctability of infrared focal plane arrays. *Infrared physics & technology*, 36(4):763–777.

Sekioka, M. et Yuhara, K. (1974). Heat-Flux Estimation In Geothermal Areas Based On Heat Balance Of Ground Surface. *Journal Of Geophysical Research*, 79(14):2053–2058.

Shepard, M. et Campbell, B. (1998). Shadows on a planetary surface and implications for photometric roughness. *Icarus*, 134(2):279–291.

Sheridan, M. (1980). Pyroclastic block flow from the September, 1976, eruption of La Soufrière volcano, Guadeloupe. *Bulletin of Volcanology*, 43(2):397–402.

Sobrino, J. et Cuenca, J. (1999). Angular variation of thermal infrared emissivity for some natural surfaces from experimental measurements. *Applied Optics*, 38(18):3931–3936.

Soletchnik, P., Ropert, M., Mazurié, J., Gildas Fleury, P. et Le Coz, F. (2007). Relationships between oyster mortality patterns and environmental data from monitoring databases along the coasts of France. *Aquaculture*, 271(1-4):384–400.

Sparrow, E. (1963). A new and simple formulation for radiative angle factors. *Journal of Heat Transfer*, 85:81–88.

Sparrow, E. et Cess, R. (1978). *Radiation heat transfer*. Harpercollins College Div.

Spears, D. (1995). Infrared detector using a resonant optical cavity for enhanced absorption. US Patent 5,455,421.

Squyres, S., Arvidson, R., Bell III, J., Brückner, J., Cabrol, N., Calvin, W., Carr, M., Christensen, P., Clark, B., Crumpler, L. *et al.* (2004). The Spirit rover's Athena science investigation at Gusev crater, Mars. *Science*, 305(5685):794–799.

Steissberg, T., Hook, S. et Schladow, S. (2005). Characterizing partial upwellings and surface circulation at Lake Tahoe, California-Nevada, USA with thermal infrared images. *Remote sensing of environment*, 99(1-2):2–15.

Stevenson, J. et Varley, N. (2008). Fumarole monitoring with a handheld infrared camera : Volcán de Colima, Mexico, 2006-2007. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 177(4):911–924.

Su, Z., Schmugge, T., Kustas, W. et Massman, W. (2001). An evaluation of two models for estimation of the roughness height for heat transfer between the land surface and the atmosphere. *Journal of Applied Meteorology*, 40(11):1933–1951.

Suanez, S., Cariolet, J., Fichaut, B. *et al.* (2010). Monitoring of recent morphological changes of the dune of Vougot beach (Brittany, France) using differential GPS. *Shore & beach*, 78(1):37–47.

Systems, R. S. (2011). Research-quality geophysical products from satellite data. Site internet (`http://www.remss.com/`).

Taylor, S. (1979). Measured emissivity of soils in the southeast United States. *Remote Sensing of Environment*, 8(4):359–364.

Technologies, L. (2010). IRC 45 ... IRC 150 : Corps noirs pour infrarouges. Rapport technique.

Testo (2007). Testo AG - La camera thermique - testo 880. Site internet (`http://www.testosites.de/testo-880/fr_CH`).

Thomas, S. et Ridd, P. (2004). Review of methods to measure short time scale sediment accumulation. *Marine geology*, 207(1):95–114.

Thomson, W. (1848). On an absolute thermometric scale founded on Carnot's theory of the motive power of heat and calculated from Regnaut's observations. *Revista Brasileira de Ensino de Física*, 29(4):487–490.

Tissot, J. (2003). Les détecteurs infrarouges microbolométriques non refroidis et leurs applications. Thermogram'2003.

Tissot, J., Trouilleau, C., Fieque, B., Crastes, A. et Legras, O. (2006). Uncooled microbolometer detector : recent developments at ULIS. *Opto-Electronics Review*, 14(1):25–32.

Titus, T., Kieffer, H. et Christensen, P. (2003). Exposed water ice discovered near the south pole of Mars. *Science*, 299(5609):1048–1051.

Tokinaga, H., Tanimoto, Y. et Xie, S. (2005). SST-induced surface wind variations over the Brazil-Malvinas Confluence : Satellite and in situ observations. *Journal of climate*, 18(17):3470–3482.

Torrance, K. et Sparrow, E. (1967). Theory for off-specular reflection from roughened surfaces. *JOSA*, 57(9):1105–1112.

Torres, S. et Hayat, M. (2003). Kalman filtering for adaptive nonuniformity correction in infrared focal-plane arrays. *JOSA A*, 20(3):470–480.

Turcotte, D. L. et Schubert, G. (1982). *Applications of continuum physics to geological problems*. John Wiley and Sons.

USAF (2010). U.S. Air Force Fact Sheet MODTRAN 4 Software. US Air Force.

Verbiscer, A. et Veverka, J. (1992). Mimas : Photometric roughness and albedo map. *Icarus*, 99(1):63–69.

Verhoef, A., De Bruin, H. et Van den Hurk, B. (1997). Some practical notes on the parameter kB-1 for sparse vegetation. *Journal of Applied Meteorology*, 36(5):560–572.

Vilardo, G., Chiodini, G., Augusti, V., Granieri, D., Caliro, S., Minopoli, C., Terranova, C. *et al.* (2008). The permanent thermal infrared network for the monitoring of hydrothermal activity at the Solfatara and Vesuvius volcanoes. *Conception, verification and application of innovative techniques to study active volcanoes*.

Wan, Z. (1999). MODIS UCSB Emissivity Library. Site internet (`http://g.icess.ucsb.edu/modis/EMIS/html/em.html`).

Ward, M. et Navarra, A. (1997). Pattern Analysis of SST-Forced Variability in Ensemble GCM Simulations : Examples over Europe and the Tropical Pacific. *Journal of Climate*, 10(9):2210–2220.

Wawrzyniak, V., Piégay, H. et Poirel, A. (2011). Longitudinal and temporal thermal patterns of the French Rhône River using Landsat ETM+ thermal infrared images. *Aquatic Sciences-Research Across Boundaries*, pages 1–10.

Whitworth, M., Giles, D. et Murphy, W. (2005). Airborne remote sensing for landslide hazard assessment : a case study on the Jurassic escarpment slopes of Worcestershire, UK. *Quarterly journal of engineering geology and hydrogeology*, 38(3):285–300.

Woolard, J. et Colby, J. (2002). Spatial characterization, resolution, and volumetric change of coastal dunes using airborne LIDAR : Cape Hatteras, North Carolina. *Geomorphology*, 48(1):269–287.

Wright, R., Blake, S., Harris, A. et Rothery, D. (2001). A simple explanation for the space-based calculation of lava eruption rates. *Earth and Planetary Science Letters*, 192(2):223–233.

Yuhara, K., Ehara, S. et Tagomori, K. (1981). Estimation Of Heat Discharge Rates Using Infrared Measurements By A Helicopter-Borne Thermocamera Over The Geothermal Areas Of Unzen Volcano, Japan. *Journal Of Volcanology And Geothermal Research*, 9(1):99–109.

Yuhara, K., Sekioka, M. et Ehara, S. (1978). Infrared measurement on Satsuma-iwojima island, Kagoshima, Japan, by helicopter-borne thermocamera. *Meteorology and Atmospheric Physics*, 27(2): 171–181.

Zhou, G. et Xie, M. (2009). Coastal 3-D morphological change analysis using lidar series data : a case study of Assateague Island National Seashore. *Journal of Coastal Research*, pages 435–447.

E

Glossaire

NB : Les valeurs notées avec λ en indice correspondent aux valeurs spectrales (il faut donc rajouter $[m^{-1}]$ à l'unité).

abs	**Absorbtivité**	$[m^{-1}]$	Proportion de signal absorbé par distance d'atmosphère traversée (p. 44)
c	**Vitesse de la lumière dans le vide**	$[m \cdot s^{-1}]$	$\mathsf{c} = 2.99792459 \times 10^8\ m \cdot s^{-1}$
c	**Chaleur massique**	$[J \cdot K^{-1} \cdot kg^{-1}]$	Quantité d'énergie nécessaire à faire augmenter la température d'un objet d'un kilogramme d'un kelvin
d	**Profondeur de pénétration**	[m]	Distance d'amortissement d'une onde thermique sinusoïdale appliquée à un semi-espace conductif (p.89)
f	**Fonction de distribution bidirectionnelle de la réflectance**	$[sr^{-1}]$	Fonction décrivant la proportion d'un flux arrivant d'une certaine direction qui est réfléchi dans une autre direction (p. 35)
h	**Constante de Planck**	$[J \cdot s]$	$h = 6.62617 \times 10^{-34}\ J \cdot s$

$\mathtt{k}_B$	**Constante de Boltzmann**	$[\mathrm{J}\cdot\mathrm{K}^{-1}]$	$\mathtt{k}_B = 1.38066 \times 10^{-23}\ \mathrm{J}\cdot\mathrm{K}^{-1}$
$s(\lambda)$	**Fonction de réponse**	[sans unité]	Fonction représentant la proportion du signal arrivant au capteur en fonction de la longueur d'onde (p.42)
$\hat{s}$	**Angle d'incidence du soleil**	[rad]	Angle entre le vecteur normal à la surface et la direction du soleil
u	**Vitesse du vent**	$[\mathrm{m}\cdot\mathrm{s}^{-1}]$	(p. 120)
$u_\star$	**Vitesse de friction**	$[\mathrm{W}\cdot\mathrm{m}^{-2}]$	Vitesse caractéristique de la convection (p. 120)
z_{0H}	**Longueur de rugosité pour le transfert de chaleur**	[m]	(p. 129)
z_{0M}	**Longueur de rugosité pour la vitesse du vent**	[m]	Longueur caractéristique pour le profil de vitesse du vent (p. 120)
A	**Albédo de Bond**	[sans unité]	Proportion de l'énergie solaire incidente qui est réfléchi par une surface
$B(T)$	**Luminance d'un corps noir**	$[\mathrm{W}\cdot\mathrm{m}^{-2}\cdot\mathrm{sr}^{-1}]$	Flux émis par un corps idéal par unité de surface dans une direction donnée (p. 20)
C_{SL}	**Constante solaire locale**	$[\mathrm{W}\cdot\mathrm{m}^{-2}]$	Flux d'énergie reçue par une surface unitaire perpendiculaire aux rayons solaires (p. 80)
F_{ij}	**Facteur de Sparrow**	[sans unité]	Proportion du flux émis par l'élément i et reçu par l'élément j (p. 103)
HR	**Humidité relative**	[sans unité]	Rapport entre la pression partielle en vapeur d'eau (p. 45)

I	**Luminance incidente**	$[\mathrm{W} \cdot \mathrm{m}^{-2} \cdot \mathrm{sr}^{-1}]$	Flux arrivant sur une unité de surface à partir une direction donnée (p. 35)
$\mathring{I}$	**Flux incident**	$[\mathrm{W} \cdot \mathrm{m}^{-2}]$	Flux total arrivant sur une unité de surface (p. 37)
L	**Luminance d'un objet**	$[\mathrm{W} \cdot \mathrm{m}^{-2} \cdot \mathrm{sr}^{-1}]$	Flux provenant d'une unité de surface dans une direction donnée (p. 33)
L_{MO}	**Longueur de Monin-Obukhov**	[m]	Longueur caractéristique de la stabilité atmosphérique (p. 120)
L_v	**Chaleur latente de vaporisation de l'eau**	$[\mathrm{J} \cdot \mathrm{kg}^{-1}]$	$L_v = 2.26 \times 10^6\ \mathrm{J} \cdot \mathrm{kg}^{-1}$ (p. 47)
M_{air}	**Masse molaire de l'air**	$[\mathrm{kg} \cdot \mathrm{mol}^{-1}]$	$M_{air} = 0.029\ \mathrm{kg} \cdot \mathrm{mol}^{-1}$ (p. 47)
R	**Luminance réfléchie par une surface**	$[\mathrm{W} \cdot \mathrm{m}^{-2} \cdot \mathrm{sr}^{-1}]$	Flux réfléchi par une unité de surface dans une direction donnée (p. 35)
$\mathcal{R}$	**Constante des gaz parfaits**	$[\mathrm{J} \cdot \mathrm{K}^{-1} \cdot \mathrm{mol}^{-1}]$	$\mathcal{R} = 8.314\ \mathrm{J} \cdot \mathrm{K}^{-1} \cdot \mathrm{mol}^{-1}$ (p. 47)
T	**Température cinétique**	[K] ou [°C]	Quantification de l'agitation moléculaire d'un corps (p. 16)
T_b	**Température de brillance**	[K] ou [°C]	Température déterminée par un capteur infrarouge thermique correctement calibré, en considérant une émissivité et une transmittance de 1 (p. 33)
T_c	**Température brute mesurée**	[K] ou [°C]	Température mesurée par la caméra thermique avant la calibration (p. 16 Tc)
T_k	**Température cinétique**	[K] ou [°C]	*Voir T*
$T_\star$	**Température caractéristique**	[K]	Température caractéristique de la convection (p. 120)

Y	**Luminance radiée par un objet**	$[\mathrm{W} \cdot \mathrm{m}^{-2} \cdot \mathrm{sr}^{-1}]$	Flux radié d'une unité de surface dans une direction donnée (p. 35)
ε	**Emissivité**	[sans unité]	Rapport entre la luminance radiée d'un corps et la luminance que radierait un corps noir à la même température (p 35)
θ	**Azimuth**	[rad]	Angle entre la projection d'un vecteur sur un plan et une direction arbitraire de ce plan (voir figure E.1)
κ	**Von Kármán**	[sans unité]	$\kappa = 0.41$ (p. 121)
λ	**Longueur d'onde**	[m] ou [µm]	Distance entre deux maxima consécutifs dans l'oscillation d'un rai de photons (p. 18)
ξ	**Facteur d'autochauffage**	[sans unité]	Proportion de flux émis par une surface qui est dirigée vers un autre point de cette même surface (p. 83)
ϱ	**Coefficient de réflexion de la surface**	[sans unité]	Rapport entre le flux incident sur une surface et le flux réfléchi par cette surface (p. 37)
τ	**Transmittance**	[sans unité]	Proportion de signal transmis par une couche d'atmosphère donnée (p. 44)
ϕ	**Angle d'incidence**	[rad]	Angle entre un vecteur et le vecteur normal au plan considéré (voir figure E.1)
φ	**Flux**	$[\mathrm{W} \cdot \mathrm{m}^{-2}]$	Quantité d'énergie traversant une surface par unité de temps
Γ	**Inertie thermique**	[tiu] = [J.m-2.K-1.s-1/2]	paramètre décrivant la capacité de stockage d'énergie d'une roche (p. 81)

ψ_M	**Fonction de similitude**	[sans unité]	Fonction adimensionnelle utilisée dans la représentation des profils de température (p. 121)
ψ_M	**Fonction de similitude**	[sans unité]	Fonction adimensionnelle utilisée dans la représentation des profils de la vitesse du vent (p. 121)
Ω	**Angle solide**	[sr]	Equivalent en 3D d'un angle plan (p. 20)

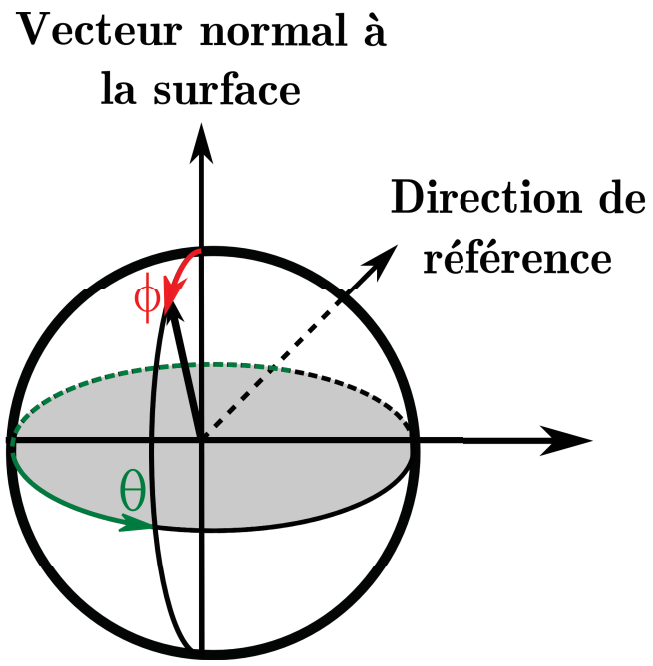


FIGURE E.1 – Nomenclature des angles en coordonnées sphériques

Imagerie infrarouge thermique haute résolution : potentiels et limitations pour la géologie

Résumé : Le rayonnement infrarouge thermique (7.5-14 µm) permet de mesurer à distance la température de surfaces géologiques. Les capteurs de type “microbolomètre”, de bas prix et d’utilisation facile, sont de plus en plus utilisés pour cartographier sur le terrain des anomalies de température.

Cependant, des phénomènes tels que l’opacité de l’atmosphère et les réflexions de la surface viennent modifier le signal. De plus, les images doivent être ajustées géométriquement pour être cartographiées.

Après avoir proposé un protocole de correction géométrique et radiométrique des mesures, et quantifié les incertitudes résiduelles, quelques exemples sont étudiés pour définir les potentiels et les limites de l’infrarouge thermique en sciences de la Terre. Son potentiel pour la détection de la ligne de rivage a été utilisé lors d’une marée montante pour reconstituer le modèle numérique de terrain (MNT) d’une plage de l’Aber Benoît (Bretagne). D’autre part, un modèle informatique a été développé pour mesurer l’influence de la rugosité sur la température de la surface des planètes. Il a été appliqué au calcul de l’inertie thermique de Mars et de l’astéroïde (2867) Šteins. Enfin, les images infrarouges sont utilisées pour quantifier le flux de chaleur d’une zone sub-fumerollienne de la Soufrière.

Ainsi, l’imagerie thermique infrarouge montre un fort potentiel, partiellement inexploité par les études actuelles, notamment pour la cartographie quantitative des contrastes de température à haute résolution. A haute fréquence, elle permet d’étudier la dynamique des phénomènes géologiques.

Mots-clefs : Imagerie infrarouge thermique, température, surface, flux, inertie thermique, transmittance, émissivité, luminance, rayonnement, conduction, convection.

High resolution thermal infrared imaging : potential and limitations for earth sciences

Abstract : Thermal infrared (7.5-14 µm) enables the measurement of temperature far from geological surfaces. Microbolometers devices are increasingly used in the field in order to map thermal anomalies. However, phenomena such as atmospheric opacity and surface reflections disturb the electromagnetic signal. In addition, images have to be geometrically adjusted to fit with geographical models.

A processing chain is here suggested in order to correct the radiometry and the geometry of images, and the uncertainties are computed. Then, its potential and limitations are considered, through a few examples. First, it has been used in order to detect the waterline evolution of a mud shore during a rising tide, which enables to reconstruct a digital elevation model. Then, a computer model has been developed to study the roughness effects on the surface temperature and on the thermal inertial calculation on Mars and on the (2867) Šteins asteroid. Finally the heat flux of a sub-fumarolian zone has been computed in La Soufrière volcano (Guadeloupe, Lesser Antilles).

Thus, thermal infrared remote sensing is very useful in quantitatively mapping the temperatures anomalies with a high resolution. High frequency studies should enable the survey of geological phenomena.

Keywords: Thermal infrared, temperature, surface, flux, thermal inertia, transmittance, emissivity, luminance, radiation, conduction, convection, roughness.