

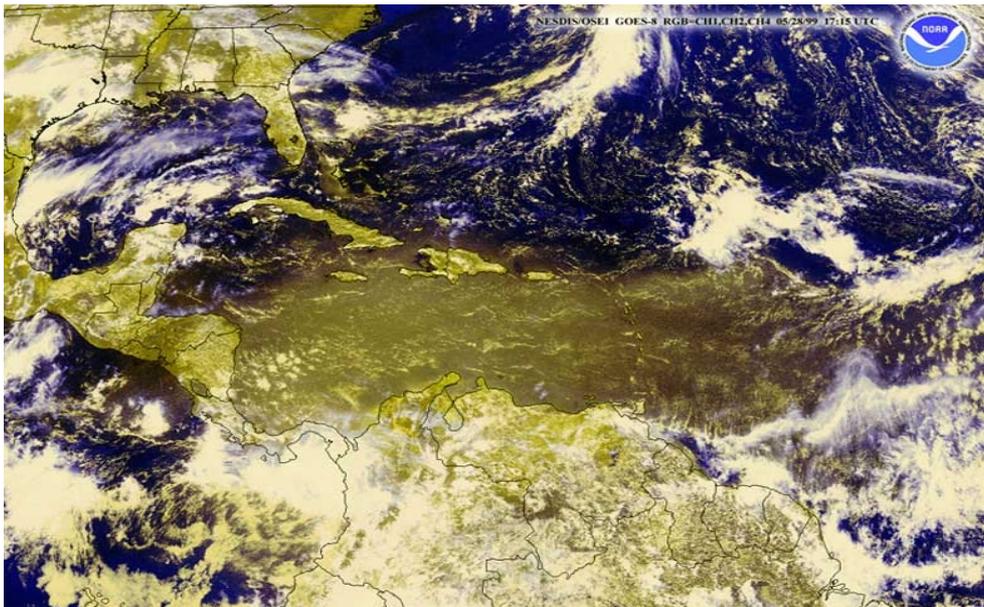
UNIVERSITÉ DES ANTILLES ET DE LA GUYANE
FACULTÉ DES SCIENCES EXACTES ET NATURELLES



DIPLÔME D'ÉTUDES APPROFONDIES
Environnement Tropical et Valorisation de la Biodiversité

**RADIOMETRIE SOL DANS L'INFRAROUGE THERMIQUE AVEC CLIMAT :
APPLICATION AUX POUSSIÈRES DE L'AFRIQUE VERS LA CARAÏBE**

Auteur :
VINGATARAMIN Sony



NESDIS/OSEI GOES-8 RGB CH1, CH2, CH4 28/05/99 17:15 UTC - NOAA

Directeur de stage :
LEGRAND Michel

*Laboratoire d'Optique Atmosphérique, UMR CNRS 8518
Université des Sciences et Technologies de Lille
59655 Villeneuve d'Ascq Cedex*

Soutenu le : 26 Juin 2006

UNIVERSITÉ DES ANTILLES ET DE LA GUYANE
FACULTÉ DES SCIENCES EXACTES ET NATURELLES

Résumé :

Le travail effectué au cours de ce stage de DEA s'appuie sur les données de la campagne PCTAS, Guadeloupe 2005, dédiée à l'aérosol désertique africain après son transport au-dessus de l'Atlantique Nord tropical. Notre intérêt s'est porté plus particulièrement sur les données de télédétection de l'aérosol désertique, obtenues par des visées de ciel du radiomètre multibande CLIMAT.

Dans une première étape, nous avons analysé l'ensemble des données radiométriques d'étalonnage, obtenues en laboratoire et à l'aide du corps noir de terrain. Cela nous a permis d'extraire des températures de brillance du ciel précises.

Nous avons utilisé une méthode de contraste temporel pour détecter parmi les mesures de ciel et éliminer les cas nuageux qui impliquent par leur omniprésence quelques difficultés méthodologiques pour la télédétection des aérosols.

Nous avons utilisé les mesures de ciel clair pour définir un modèle linéaire de la luminance du ciel en fonction de l'épaisseur optique de l'aérosol et du contenu intégré en vapeur d'eau dans la colonne verticale. Nous avons comparé les résultats de ce traitement, à savoir les coefficients de sensibilité radiométrique à l'aérosol et à la vapeur d'eau, aux résultats d'une étude antérieure (Pancrati 2003) réalisée sur des mesures faites au Sahel.

Mots clés: *optique atmosphérique, télédétection, infrarouge thermique, étalonnage radiométrique, aérosol désertique, Guadeloupe.*

Abstract :

This study carried out during my training course of DEA is based on the data of the field campaign PCTAS, Guadeloupe 2005, dedicated to the African desert aerosol after its transport above the tropical North Atlantic. We focused our investigation on the data of desert aerosol remote sensing obtained from sky viewing using the multichannel radiometer CLIMAT.

In a first step, we analyzed the whole radiometric calibration data measured in the laboratory and using the field black body. This resulted in accurate sky brightness temperatures retrieval.

We have used a method of temporal contrast to detect and eliminate the cloudy cases which imply by their omnipresence some methodological difficulties for the teledetection of the aerosols.

We used clear sky measurements to define a linear model of the sky radiance according to the aerosol optical thickness and the columnar water amount. We compared the results of this processing, namely the radiometric sensitivity coefficients to the aerosol and to the water vapor, with the results of a previous study (Pancrati 2003) realised in the Sahel.

Keywords: *atmospheric optics, remote sensing, thermal infrared, radiometric calibration, desert dust, Guadeloupe.*

Table des matières

1	INTRODUCTION	3
1.1	Contexte général de l'étude	3
1.2	Transport au-dessus de l'Atlantique Nord tropical	4
1.3	Objectifs et méthodes	5
2	INTERACTION RAYONNEMENT-ATMOSPHERE	6
2.1	La diffusion	6
2.2	L'absorption	7
2.3	L'extinction	8
2.4	Photométrie et épaisseur optique	8
2.5	Radiométrie en infrarouge thermique	9
3	DISPOSITIF INSTRUMENTAL : LE RADIOMETRE CLIMAT	11
3.1	Présentation de l'instrument	11
3.1.1	Le détecteur du radiomètre	12
3.1.2	Les filtres du radiomètre	12
3.2	Principe de mesure	13
3.3	Étalonnage du radiomètre	15
3.3.1	Luminances filtrées à travers les canaux du radiomètre	15
3.3.2	Description de l'expérience d'étalonnage	16
3.3.3	Méthode de détermination des sensibilités radiométriques S_i	17
3.3.4	Détermination des sensibilités S_i	17
3.4	Intervalle de confiance à 95% sur les sensibilités	19
4	ANALYSE DE RESIDUS ET OPTIMISATION DES PARAMETRES SPECTRAUX DU RADIOMETRE CLIMAT	21
4.1	Détermination radiométrique de la température du corps noir T_b^{cn} et comparaison avec la température de sonde platine T_{pt}^{cn}	21
4.2	Optimisation des paramètres spectraux du radiomètre	24
4.3	Optimisation à quatre paramètres spectraux	25
4.4	Comparaison des formules d'optimisation	26
4.5	Comparaison des étalonnages	27
5	LES DONNEES DE LA CAMPAGNE PCTAS	28
5.1	Mesures radiométriques CLIMAT	28
5.1.1	Mesures du corps noir de terrain	28
5.1.2	Mesures radiométriques de ciel	31
5.2	Mesures photométriques	31
5.3	Radiosondages et rétro-trajectoires	34

5.4	Contamination nuageuse	36
5.5	Relation entre luminance de ciel clair, épaisseur optique d'aérosol et contenu en vapeur d'eau	37
6	CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES	39
6.1	Conclusions générales	39
6.2	Perspectives	40
7	REMERCIEMENTS	42
8	ANNEXE 1	43
9	ANNEXE 2	44

1 INTRODUCTION

1.1 Contexte général de l'étude

Environ un milliard de tonnes d'aérosols désertiques encore appelés aérosols minéraux ou poussières désertiques sont transportés globalement à grande distance chaque année [D'Almeida, 1986]. Ils représentent environ 45% de la charge totale de l'aérosol en suspension dans l'atmosphère de la planète [IPCC, 2001]. Ils sont émis depuis les zones arides et semi-arides de la planète par frottements associés au vent sur les surfaces. Les aérosols désertiques contribuent à modifier la composition de l'atmosphère et à changer ses propriétés optiques et microphysiques. Ils sont responsables des plus fortes épaisseurs optiques en aérosol observées, 3 à 4 d'après la base de données AERONET, sur le site Internet <http://aeronet.gsfc.nasa.gov> [Holben *et al.*, 1998]. De plus, par leur nature et leur spectre granulométrique étendu (0.1 à 100 μm) ces aérosols ont la capacité d'interagir à la fois sur les ondes courtes du rayonnement solaire et sur les ondes longues du rayonnement tellurique. Les aérosols désertiques interviennent aussi dans la formation des nuages en jouant le rôle de noyaux de condensation. Ils contaminent les nuages et en modifient les propriétés affectant le nombre et la taille des gouttelettes ce qui modifie leur albédo et durée de vie. Les aérosols désertiques ont donc des effets radiatifs directs et indirects. De par ces propriétés, ils apparaissent comme un acteur important dans l'équilibre radiatif du système Terre-Atmosphère.

Les aérosols désertiques sont émis dans l'atmosphère de façon sporadique en fonction du vent de surface en zone source. Ils sont ensuite transportés en fonction de la circulation atmosphérique générale. Le dépôt de ces particules s'effectue soit par lessivage par les pluies soit par dépôt sec (par gravité ou par impactation sur les reliefs). Leur durée de vie dans l'atmosphère est donc limitée. Leur distribution dans la troposphère présente de ce fait une grande variabilité spatiale et temporelle ce qui rend complexe leur description et l'étude de leurs effets. Les observations satellitaires couvrant tout le globe sur de longues périodes permettent d'observer cette variabilité de la distribution [Moulin, 1997]. Cependant, la restitution des quantités en suspension ainsi que des propriétés optiques et microphysiques de l'aérosol désertique à partir des observations satellitaires reste souvent problématique. On est alors amené à accompagner les mesures satellitaires par des mesures radiométriques réalisées depuis le sol pour améliorer le traitement de ce problème. Les mesures effectuées au sol (vérité-sol) fournissent des informations plus précises que le satellite sur les propriétés optiques et microphysiques de l'aérosol. Leur principal inconvénient est le caractère local, limité aux stations de mesures (et éventuellement dans le temps) des informations fournies. C'est le satellite qui peut permettre d'étendre spatialement (et éventuellement dans le temps) ces informations.

1.2 Transport au-dessus de l'Atlantique Nord tropical

Deux types de transport de poussières africaines au-dessus de l'Atlantique Nord tropical ont été clairement identifiés en fonction de la circulation atmosphérique générale. Le premier est un transport de basse couche (1.5 - 3 km) décrit par *Chiapello et al.* (1995). Il est dû aux alizés (harmattan) pendant l'hiver boréal de Novembre à Avril. Il affecte essentiellement la partie Est de l'Atlantique Nord tropical. Le second, décrit par *Prospero et al.* (1981), est un transport en altitude et à grande distance. En été boréal, le transport de la poussière se produit dans une couche atmosphérique appelée *Couche d'Air Saharienne (CAS)*, qui peut atteindre typiquement 5 - 6 kilomètres d'altitude au-dessus des zones source et qui entame par la suite une descente progressive. A cette période de l'année, l'insolation solaire est à son maximum sur le continent africain entraînant une convection d'origine thermique des masses d'air. Les alizés s'inversent : c'est la mousson africaine. D'importantes quantités de poussière minérale sont transportées durant la période d'Avril à Septembre depuis leur sources africaines dans le Sahara et le Sahel jusqu'en Caraïbe [*Prospero et al.*, 1981]. La Figure 1 [*Prospero et al.*, 2003] illustre la série temporelle de concentration d'aérosols désertiques dans l'atmosphère relevée entre 1965 et 1998 sur l'île de la Barbade située à 400 kilomètres de la Guadeloupe. Chaque point représente une moyenne mensuelle de concentration. Le transport de poussières minérales vers la Caraïbe présente un cycle annuel. Les maxima se trouvent toujours en milieu d'année. On observe aussi une première augmentation des maxima entre 1972 et 1974 et une seconde augmentation entre 1983 et 1985 coïncidant avec les épisodes de sécheresse qu'a connu l'Afrique.

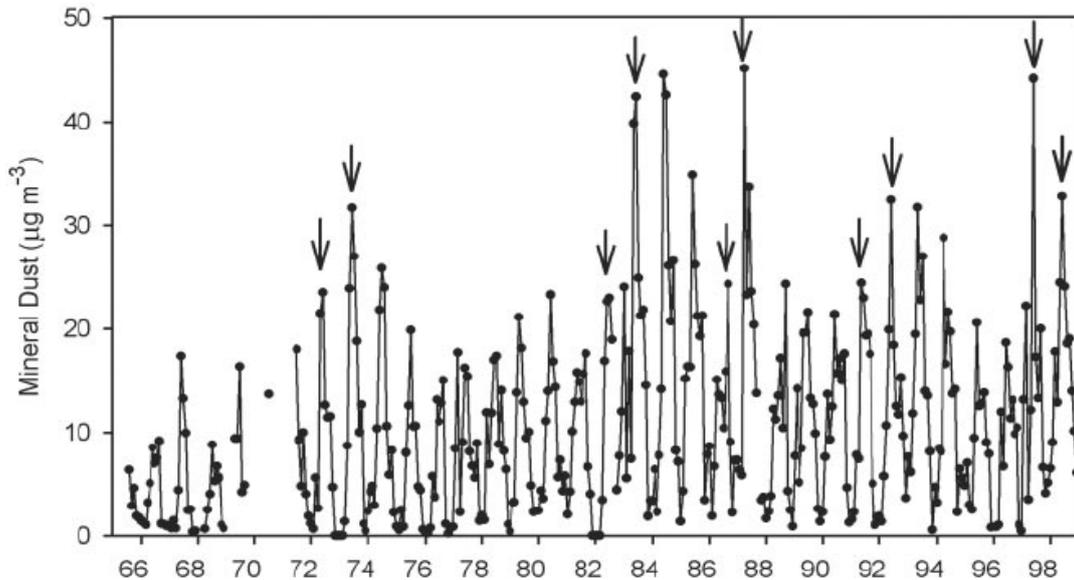


FIG. 1 – Moyennes mensuelles des concentrations d'aérosols désertiques depuis 1965 sur l'île de la Barbade, à 400 kilomètres de la Guadeloupe [*Prospero, 2003*].

La nature de l'aérosol minéral dépend principalement de la zone source d'où il a été émis. Le dépôt de ces particules constituées essentiellement, mais selon des proportions variables, de silicates : quartz, kaolinite, smectite, illite, calcite associées à des oxydes de fer [Caquineau *et al.*, 2002] peut avoir un impact important par transfert d'éléments aux terres et aux mers dans la Caraïbe. La partie insoluble de ces particules sédimente et forme des loess. La position géographique de la Guadeloupe en fait un lieu privilégié pour l'étude des effets radiatifs et bio-géochimiques de l'aérosol désertique après son transport au-dessus de l'Atlantique Nord tropical.

1.3 Objectifs et méthodes

Le radiomètre CLIMAT (Conveyable Low-noise Infrared radiometer for Measurements of Atmosphere and ground surface Targets) fonctionnant dans le domaine infrarouge thermique (IRT) a été conçu et réalisé au LOA (Laboratoire d'Optique Atmosphérique, Université des Sciences et Technologie de Lille-1), en collaboration avec la société CIMEL Electronique, au cours des années 90. A partir d'une première campagne réalisée au Sahel (campagne Niger 98), il a été démontré [Pancrati, 2003] comment ces mesures radiométriques permettaient de remonter aux informations sur la taille des particules constituant l'aérosol désertique et sur leur composition minéralogique dans l'IRT, propriétés importantes pour l'évaluation du forçage radiatif par cet aérosol. Ici on se propose d'appliquer, en l'adaptant, la méthodologie mise en place par *O. Pancrati*, à des mesures réalisées au domaine de Godet, Petit-Canal, Guadeloupe, lors de la campagne PCTAS ("Petit-Canal, Terre, Atmosphère, Soleil") pendant la période de Mai à Août 2005. Cette expérience a été réalisée par le Laboratoire de Physique de L'Atmosphère Tropicale, Université des Antilles et de la Guyane (LPAT, Guadeloupe) en collaboration avec l'Institut National de Recherche Agronomique (INRA, Guadeloupe), le LOA (Lille) et le Laboratoire Interuniversitaire des Systèmes Atmosphériques, Université Paris 7 et 12 (LISA, Paris). Plusieurs événements de poussière en provenance des zones arides de l'Afrique ont alors été observés.

Outre ces mesures radiométriques IRT, on dispose sur le même site de Godet, des mesures photométriques AERONET, des mesures au sol de la station météorologique de l'INRA, des prélèvements d'échantillons de particules d'aérosols effectués par le LISA. On dispose également des radiosondages effectués par Météo-France à partir de l'ancien aéroport du Raizet, à une quarantaine de kilomètres du domaine de Godet.

L'objectif de mon travail est de mettre en place une méthodologie d'exploitation des mesures du radiomètre CLIMAT, en utilisant aussi les autres mesures disponibles. Dans le contexte du climat de la Guadeloupe, cette étude mettra à l'épreuve la capacité du radiomètre CLIMAT à détecter les aérosols minéraux en atmosphère humide et nuageuse.

2 INTERACTION RAYONNEMENT-ATMOSPHERE

Lorsque qu'un flux radiatif traverse une couche d'atmosphère, il peut être atténué par deux mécanismes d'interactions avec la matière : la diffusion et l'absorption, dont la superposition définit l'extinction. Pour des particules homogènes et sphériques, ces mécanismes dépendent de trois paramètres : le rayon r de la particule, l'indice complexe de réfraction du matériaux constitutif $\tilde{n} = n_{\Re} - i \cdot n_{\Im}$ (n_{\Re} étant la partie réelle et n_{\Im} la partie imaginaire de l'indice complexe) et la longueur d'onde λ du rayonnement incident.

2.1 La diffusion

La diffusion est un processus par lequel une particule (aérosol ou nuage) ou molécule modifie la direction de propagation d'une onde incidente sans changement de longueur d'onde. La diffusion n'est pas isotrope. Pour la caractériser on définit la fonction de phase $P(\theta, \lambda)$ et le facteur d'asymétrie g qui s'en déduit. La fonction de phase représente la distribution de probabilité pour que le rayonnement incident soit diffusé selon la direction faisant un angle θ par rapport à la direction d'incidence. Le facteur d'asymétrie g est l'intégrale (normalisée) de cette fonction dans toutes les directions de l'espace, il représente l'anisotropie de la diffusion.

Dans le cas de la diffusion *Rayleigh* ou moléculaire, la diffusion est symétrique et donc la fonction de phase sera elle aussi symétrique :

$$P(\theta) = \frac{3}{4}(1 + \cos^2 \theta) \quad (\text{II.1.})$$

le rayon incident aura autant de chance d'être dévié vers l'avant que vers l'arrière par conséquent son paramètre d'asymétrie g sera nul, ce qui est caractéristique de particules très petites par rapport à la longueur d'onde (Tab. 1). Plus g tend vers 1 et plus la diffusion se concentre autour de la direction d'incidence. L'épaisseur optique atmosphérique due à la diffusion par les molécules $\delta_{mol}^{dif}(\lambda)$ peut être approximée par :

$$\delta_{mol}^{dif}(\lambda) = 0.01\lambda^{-4} \quad (\text{II.2.})$$

où λ est donné en micromètre (μm).

Pour une particule de rayon r , la théorie de *Mie*, formulée en 1908, explicite les propriétés de diffusion de celle-ci. Le coefficient volumique de diffusion σ_{par}^{dif} (en m^{-1}) est défini par :

$$\sigma_{par}^{dif}(r, \lambda, \tilde{n}(\lambda)) = \int_0^{+\infty} \pi r^2 Q^{dif} N(r) dr \quad (\text{II.3.})$$

avec $Q^{dif} = \frac{S^{dif}}{S_g}$ le facteur de diffusion défini par le rapport entre la section efficace de diffusion S^{dif} et la section géométrique S_g de la particule. $N(r)dr$ est la concentration de particule par unité de volume dont le rayon est compris entre r et $(r + dr)$. L'épaisseur optique due à la diffusion par la particule vaut alors :

$$\delta_{par}^{dif}(\lambda) = \int_0^{TOA} \sigma_{par}^{dif}(z) dz \quad (\text{II.4.})$$

où TOA (Top Of Atmosphere) est le sommet de l'atmosphère.

TAB. 1 – *Les différents types de diffusion et leurs effets sur le rayonnement.*

Rayon des particules diffusantes	Type de diffusion	Effet de la diffusion
$r \simeq 10^{-8} \text{ cm}$ (molécules)	diffusion <i>Rayleigh</i> ou diffusion moléculaire	diffusion symétrique en λ^{-4} , rétro-diffusion : 50% des UV, 30% du violet, 5% du rouge (IR et IRT négligeable)
$\lambda/10 \leq r \leq 10\lambda$ (aérosols)	diffusion de <i>Mie</i>	rétro-diffusion : de 5 à 50% du rayonnement incident
$r \geq 10\lambda$ (aérosols)	optique géométrique	réfraction, réflexion ou diffraction

2.2 L'absorption

L'absorption de l'atmosphère est d'abord due à certaines molécules gazeuses atmosphériques telles que la vapeur d'eau, le dioxyde de carbone, le méthane, etc... . On l'observe essentiellement dans l'infrarouge, au delà d'un micromètre. Le rayonnement solaire, est réfléchi à 30% par l'atmosphère (diffusion) et le sol (réflexion), 20% de ce rayonnement est absorbé par l'ozone et la vapeur d'eau. Il en reste alors 50% qui est absorbé par la surface et réémis sous forme de rayonnement tellurique. L'atmosphère terrestre absorbe une partie de ce rayonnement infrarouge tellurique (50% par la vapeur d'eau, 25% par le dioxyde de carbone, le reste par le méthane, l'ozone, les nuages...) puis elle en réémet une partie vers l'espace et une autre partie vers la surface qui se réchauffe. C'est ce phénomène qui est à l'origine de l'effet de serre : la vapeur d'eau, le dioxyde de carbone, le méthane, etc... sont appelés *gaz à effet de serre*. On note généralement l'épaisseur optique due à l'absorption par les gaz : δ_{mol}^{abs} . Les propriétés absorbantes des molécules constitutives de l'atmosphère sont assez bien connues. Par contre, lorsqu'on réalise des mesures de rayonnements atmosphériques dans l'IRT, la connaissance des concentrations (en particulier pour la vapeur d'eau) ainsi que les températures des différentes couches atmosphériques est essentielle.

Dans l'IRT, le rôle des aérosols est relativement modeste compte tenu des tailles des particules (en général submicroniques). Seul l'aérosol désertique joue un rôle important

compte tenu de son mode grossier ($r \geq 1\mu m$) prédominant et du caractère absorbant des constituants minéralogiques (quartz, argiles, etc...) qui le composent [Bohren et Huffman, 1983]. Les propriétés d'absorption du rayonnement solaire de l'aérosol minéral sont liées à leur contenu en oxyde de fer [Alfaro et al., 2004]. Ce phénomène contribue à l'extinction du flux solaire incident. De la même manière, la théorie de *Mie* définit le coefficient volumique d'absorption σ_{par}^{abs} en (m^{-1}).

$$\sigma_{par}^{abs}(r, \lambda, \tilde{n}(\lambda)) = \int_0^{+\infty} \pi r^2 Q^{abs} N(r) dr \quad (II.5.)$$

avec $Q^{abs} = \frac{S^{abs}}{S_g}$ le facteur de diffusion défini par le rapport entre la section efficace de diffusion S^{abs} et la section géométrique S_g de la particule. L'épaisseur optique due à l'absorption par les particules vaut alors :

$$\delta_{par}^{abs}(\lambda) = \int_0^{TOA} \sigma_{par}^{abs}(z) dz \quad (II.6.)$$

2.3 L'extinction

La diffusion et l'absorption par l'atmosphère contribuent à l'extinction des flux solaire et tellurique. Ces deux processus dépendent de la quantité de particules et de molécules présentes dans l'atmosphère et de leur nature. On définit le coefficient volumique d'extinction total σ_{tot} comme la somme de toutes les contribution à la diffusion et à l'absorption :

$$\sigma_{tot} = \sigma_{mol}^{dif} + \sigma_{par}^{dif} + \sigma_{mol}^{abs} + \sigma_{par}^{abs} = \sigma_{mol}^{tot} + \sigma_{par}^{tot} \quad (II.7.)$$

Il lui correspond alors l'épaisseur optique totale δ_{tot} (à la longueur d'onde λ considérée) qui vaut :

$$\delta_{tot} = \delta_{mol}^{dif} + \delta_{par}^{dif} + \delta_{mol}^{abs} + \delta_{par}^{abs} = \int_0^{TOA} \sigma_{tot}(z) dz \quad (II.8.)$$

2.4 Photométrie et épaisseur optique

Une méthode commode pour évaluer l'importance de la quantité de particules présentes dans l'atmosphère consiste à mesurer la transmittance de celle-ci à des longueurs d'onde où l'absorption gazeuse est négligeable. Dans le domaine solaire, la transmittance spectrale est le rapport entre les éclairagements spectraux du rayonnement solaire direct au sol E_λ et au sommet de l'atmosphère E_λ^0 . Les mesures photométriques permettent de mesurer ce rapport et de l'exprimer en terme d'épaisseur optique spectrale totale de l'atmosphère $\delta_{tot}(\lambda)$ suivant la loi de *Beer-Lambert* :

$$E_\lambda = E_\lambda^0 \exp\left(-\frac{\delta_{tot}}{\mu_s}\right) \quad (II.9.)$$

le paramètre μ_s étant défini comme le cosinus de l'angle zénithal solaire (pour des angles supérieures à 75° par rapport à l'horizontal, sinon, il faut tenir compte de la sphéricité de la Terre).

L'épaisseur optique peut se décomposer en plusieurs contribution, celle due aux aérosols et celle due aux molécules (II.8.). La mesure est faite à une longueur d'onde où l'absorption gazeuse est négligeable, l'extinction due aux molécules se compose essentiellement de la diffusion *Rayleigh*. On restitue alors l'épaisseur optique des particules d'aérosol (toutes espèces confondues) $\delta_{par}(\lambda)$ sachant que l'épaisseur optique totale $\delta_{tot}(\lambda)$ peut être corrigée de la contribution des molécules $\delta_{mol}(\lambda)$ (dépendance en λ^{-4} de la diffusion, Tableau 1)

Les mesures photométriques sont disponibles sur le réseau AERONET [*Holben et al.*, 1998]. Il contient environ 200 instruments répartis sur l'ensemble du globe afin d'assurer la surveillance de la planète. L'acquisition, la transmission et le prétraitement des données se font automatiquement. Le réseau fournit des valeurs d'épaisseurs optiques d'aérosols à différentes longueurs d'onde (1020, 870, 670 et 440 nm). Il fournit également une série de résultats de différents algorithmes d'inversion de mesures (direct et diffus), ceux de *Nakajima et al.*, 1983 et de *Dubovik et al.*, 2000b, en termes de granulométrie, d'indice complexe de réfraction, de fonction de phase, de contenu intégré en vapeur d'eau, etc. ... Tout ces résultats sont mis gracieusement à disposition de la communauté scientifique par l'intermédiaire du site <http://aeronet.gsfc.nasa.gov>.

La photométrie constitue la technique de référence quant à la validation des observations au sol et satellitaire. Dans le cas des aérosols désertiques, l'information sur la composition de l'aérosol reste pauvre. L'élargissement des mesures spectrales à l'IRT permet d'apporter des informations dans ce domaine.

2.5 Radiométrie en infrarouge thermique

De par leur taille et leur nature, les aérosols désertiques sont très importants par leur interaction avec le rayonnement dans l'IRT. La méthode de télédétection de l'aérosol désertique dans l'IRT (depuis le sol dans notre cas) est basée sur la mesure du rayonnement atmosphérique émis (descendant). Elle est différente de la méthode photométrique basée sur la mesure de l'extinction des rayonnements solaires direct et diffus depuis le sol. Son potentiel pour restituer les propriétés microphysiques (granulométrie) et surtout la composition minéralogique de l'aérosol désertique a été démontré à partir de sa signature spectrale dans l'IRT [*Pancrati*, 2003 ; *Legrand et al.*, 2004].

La méthode repose sur la mesure de la luminance émise par l'atmosphère et filtrée à travers les différents canaux du radiomètre CLIMAT, dans le champ d'observation de l'instrument.

En télédétection passive, la quantité mesurée est la luminance L et l'équation de transfert radiatif (ETR) (II.10) [Lenoble, 1993] (dans l'approximation plan parallèle par exemple) est alors utilisée pour restituer les caractéristiques microphysiques et optiques de l'atmosphère (résolution à l'aide de code numérique) :

$$\mu \frac{dL_\lambda(z, \mu, \varphi)}{dz} = \sigma_{tot}(z, \lambda) [L_\lambda(z, \mu, \varphi) - J_\lambda(z, \mu, \varphi)] \quad (\text{II.10.})$$

La position d'un point sera donc repérée par son altitude z et la direction par l'angle $\theta = \cos^{-1} \mu$ par rapport à la verticale, et par l'angle azimutal φ . J_λ est la somme des fonctions source d'émission J_λ^{emi} (II.11.) et de diffusion J_λ^{dif} (II.12.) :

$$J_\lambda^{emi}(z) = [1 - \varpi_0(z, \lambda)] \cdot L_\lambda^{cn}[T(z)] \quad (\text{II.11.})$$

$$J_\lambda^{dif}(z, \mu, \varphi) = \frac{\varpi_0(z, \lambda)}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_{-1}^{+1} L_\lambda(z, \mu', \varphi') \cdot P_\lambda(z, \mu, \varphi, \mu', \varphi') d\mu' d\varphi' \quad (\text{II.12.})$$

P_λ est la fonction de phase et $\varpi_0(\lambda) = \frac{\sigma_\lambda^{dif}}{\sigma_\lambda^{ext}}$ étant l'albédo de diffusion simple. Il représente l'efficacité de la diffusion du rayonnement incident sur une particule.

3 DISPOSITIF INSTRUMENTAL : LE RADIOMETRE CLIMAT

Le radiomètre CLIMAT, fonctionnant dans l'IRT a été développé dans le cadre d'une collaboration scientifique et technique avec la société CIMEL Electronique, l'Institut National de Recherche Agronomique (INRA, Avignon), le Laboratoire d'Optique Atmosphérique (LOA, Lille), le Centre de Recherches Géophysiques (CRG, Garchy) et l'Ecole Nationale Supérieure de Physique de Strasbourg (ENSPS, Strasbourg) et financé par le Centre National d'Etudes Spatiales (CNES, Toulouse). L'instrument est conçu pour faire, depuis le sol, des mesures dans l'IRT de luminance de divers cibles : sol, surface marine et dans notre cas, l'atmosphère. Il existe une version aéroportée du radiomètre.

3.1 Présentation de l'instrument

Le radiomètre CLIMAT se compose de deux parties :

1. La tête de mesure (Figure 2) qui contient les éléments optiques de l'appareil (lentilles, condenseur, filtres, etc...) et le détecteur. Elle est montée sur un robot rotatif permettant de faire des mesures à différents angles de visée.

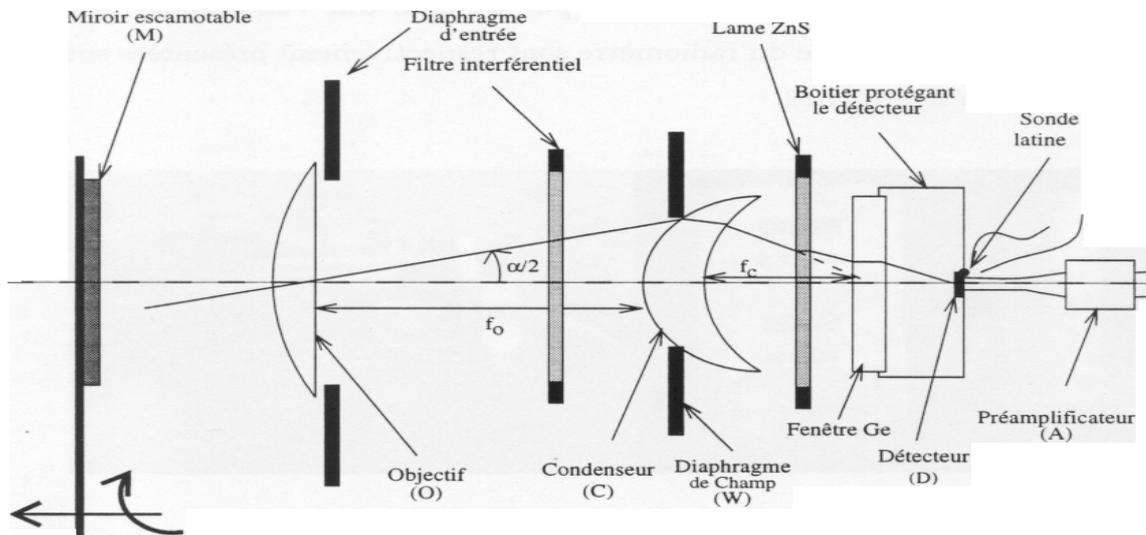


FIG. 2 – Schéma de la tête optique du radiomètre CLIMAT [Pietras, 1996].

2. La seconde partie est un boîtier de contrôle (Figure 3) contenant tout l'électronique du radiomètre, une batterie rechargeable par panneau solaire ou par prise électrique réseau, une carte mémoire où les mesures sont enregistrées et un port série RS232 permettant de raccorder le radiomètre à un PC. Le protocole de fonctionnement de l'appareil, une fois paramétré, est régi par le micro-contrôleur (MC).

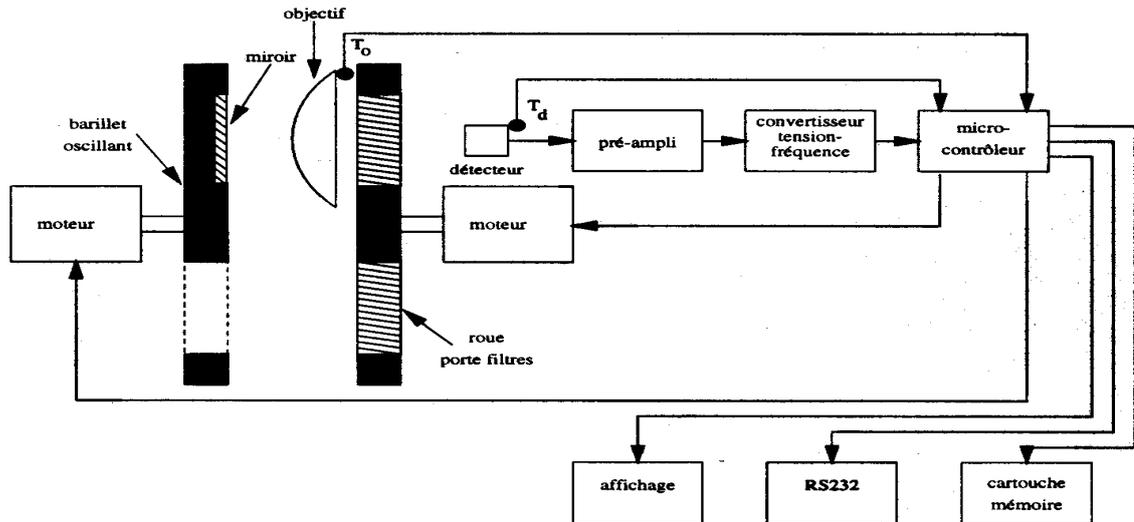


FIG. 3 – Schéma de l'électronique du radiomètre CLIMAT [Pietras, 1996].

Ce radiomètre est un instrument de mesure passive fonctionnant dans l'IRT avec un champ d'observation de 10° . Les luminances sont mesurées dans quatre canaux spectraux dont les dénominations et largeurs de bande spectrale sont les suivantes :

- bande large W $[8 - 14 \mu m]$
- bande étroite $N12$ $[11.5 - 12.5 \mu m]$
- bande étroite $N11$ $[10.5 - 11.5 \mu m]$
- bande étroite $N9$ $[8.2 - 9.2 \mu m]$

Il existe des descriptions détaillées de l'instrument dans la littérature [Pietras, 1996 ; Legrand et al., 2000].

3.1.1 Le détecteur du radiomètre

Le détecteur du radiomètre est une thermopile fonctionnant selon l'effet thermoélectrique découvert par *Seebeck* en 1821. La tension de sortie de la thermopile varie proportionnellement à la différence de température entre sa jonction "chaude", chauffée par le rayonnement incident et sa jonction "froide", en contact avec l'intérieur du radiomètre.

3.1.2 Les filtres du radiomètre

L'instrument effectue des mesures dans quatre canaux spectraux W , $N12$, $N11$ et $N9$. La transmittance du canal large W est définie par le produit des transmittances spectrales de chaque composants optiques présentés dans la Figure 2 sauf les filtres interférentiels. Pour des raisons de minimisation d'erreur, les transmittances spectrales des composants optiques (déterminées initialement par le fabricant) ont été vérifiées expérimentalement en laboratoire [Pietras, 1996]. Quelques biais ont été observés et corrigés par la suite (pour

l'objectif (O) et la lame de sulfure de zinc (Lame ZnS)). Néanmoins, il n'a pas été possible de faire cette vérification pour deux des composants : le condenseur (C) et la fenêtre de germanium (voir Figure 2) à cause de leurs faible taille et du caractère très convergent du condenseur (C).

Les trois filtres interférentiels étroits N12, N11 et N9 (Figure 2), commutables grâce à une roue porte filtre (Figure 3) permettent d'explorer la fenêtre [8 - 14 μm]. Leur largeur de bande passante est d'un micromètre. Leurs transmittances spectrales ont été elles aussi vérifiées en laboratoire (à l'aide de trois spectromètres différents). Les transmittances obtenues avec les trois spectromètres étaient en bon accord et ont été utilisées pour caractériser spectralement l'instrument.

La transmittance spectrale τ de chaque canal est obtenue en faisant le produit des transmittances spectrales de chaque élément optique mesurées en laboratoire (valeurs constructeur pour le condenseur et la fenêtre de germanium).

3.2 Principe de mesure

Le détecteur est sensible à un flux radiatif hémisphérique ($2\pi sr$) total ϕ_{mes} qui se compose de deux contributions :

1. le flux ϕ_{cib} "provenant de" la cible, défini dans le champ d'observation de l'instrument et filtré spectralement selon le canal utilisé (Figure 4a., flèches rouges).
2. le flux hors du champ de l'instrument dans la cavité du radiomètre ϕ_{cav} (Figure 4a., flèches vertes).

$$\phi_{mes} = \phi_{cib} + \phi_{cav} \quad (\text{III.1.})$$

Il convient donc de s'affranchir de ϕ_{cav} , ce que l'on réalise selon un principe différentiel de mesure. En plaçant le miroir M de la Figure 2 devant l'objectif de l'appareil, on mesure le flux ϕ_{mir} qui se compose du flux ϕ_{det} émis par le détecteur et réfléchi par le miroir dans le champ de l'instrument et dans la bande passante du canal utilisé (Figure 4b., flèches bleues) et du flux de la cavité ϕ'_{cav} , hors du champ de l'instrument (Figure 4b., flèches vertes).

$$\phi_{mir} = \phi_{det} + \phi'_{cav} \quad (\text{III.2.})$$

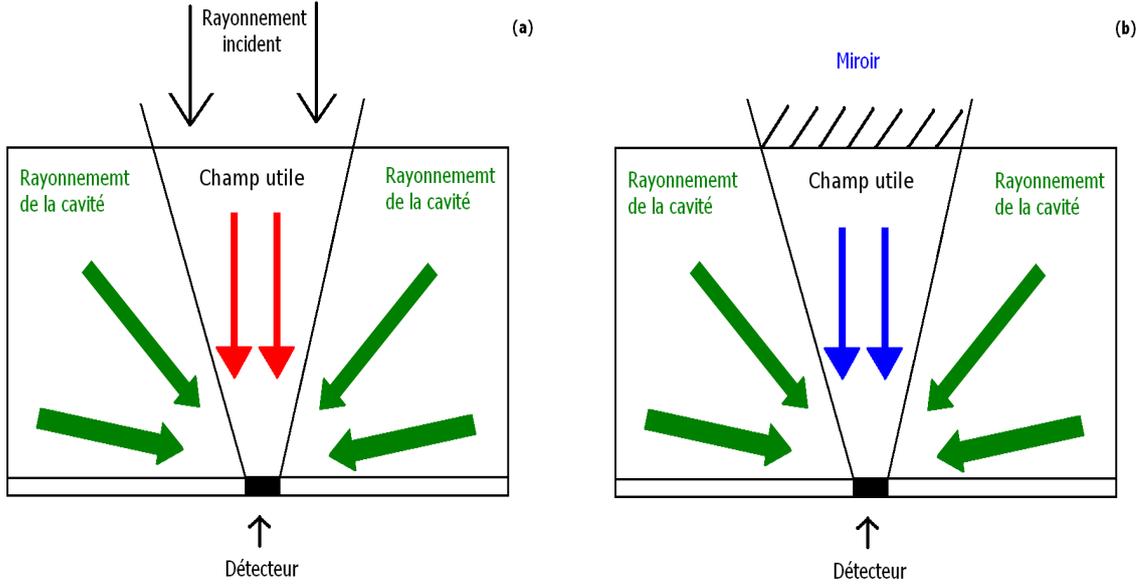


FIG. 4 – Représentation schématique du flux incident au détecteur, (a) visée cible et (b) visée miroir.

Ces deux mesures sont faites à quelques secondes d'intervalle. L'équilibre thermodynamique de la cavité n'a pas évolué et on a donc :

$$\phi_{cav} = \phi'_{cav} \quad (\text{III.3.})$$

La mesure utile est la différence entre les mesures faites en visant successivement la cible puis le miroir :

$$\phi_{mes} - \phi_{mir} = \phi_{cib} - \phi_{det} \quad (\text{III.4.})$$

ϕ_{cib} et ϕ_{det} étant définis dans le champ de l'instrument et dans la bande passante du canal utilisé.

Le flux incident (hémisphérique) chauffe la jonction "chaude" de la thermopile. La différence de température entre jonctions "chaude" et "froide" induit un courant. Lorsque le radiomètre effectue une mesure de rayonnement (flux hémisphérique) dans un canal donné, il fournit un signal en sortie codé en comptes numériques (*ct*) avec des valeurs allant de 0 à 65536 (codage 16 bits, $2^{16} = 65536$). Chaque flux hémisphérique ϕ_{mes} et ϕ_{mir} donne naissance à un signal numérique C_{mes} et C_{mir} . Signaux numériques et flux hémisphériques sont liés par une relation de la forme :

$$C = K \cdot \phi + C_0 \quad (\text{III.5.})$$

d'où :

$$C_{mes} - C_{mir} = K \cdot (\phi_{cib} - \phi_{det}) \quad (\text{III.6.})$$

Les flux relatif au champ du radiomètre et dans la bande passante du canal sont proportionnels à la luminance moyenne pour le même champ et dans la même bande passante :

$$C_{mes} - C_{mir} = S \cdot (L_{cib} - L_{det}) \quad (\text{III.7.})$$

La différence des signaux de sortie (correspondant aux mesures de flux hémisphérique) est donc proportionnelle à la différence des luminances provenant de la cible et du détecteur, filtrée spectralement selon le canal utilisé. On a donc une relation de la forme :

$$\Delta C_i = S_i \cdot \Delta L_i \quad (\text{III.8.})$$

où i représente le canal utilisé. On utilisera les notations suivantes :

$$i = 1 \Rightarrow W \quad i = 2 \Rightarrow N12 \quad i = 3 \Rightarrow N11 \quad i = 4 \Rightarrow N9$$

S_i représente le sensibilité radiométrique dans le canal i . D'après la relation (III.8.), S_i s'exprime en unité de comptes numériques par unité de luminances [$ct/W.m^{-2}.sr^{-1}$]. On détermine les sensibilités S_i en procédant à un étalonnage de l'instrument.

3.3 Etalonnage du radiomètre

3.3.1 Luminances filtrées à travers les canaux du radiomètre

L'étalonnage de l'appareil permet de déterminer la sensibilité S_i dans chaque canal. Pour cela, on utilise comme cible une réalisation expérimentale de corps noir dont la luminance spectrale émise à une température d'équilibre T est donnée par la fonction de *Planck* L_λ^{cn} :

$$L_\lambda^{cn}(T, \lambda) = \frac{2hc^2}{\lambda^5 \cdot [\exp \frac{hc}{\lambda kT} - 1]} \quad (\text{III.9.})$$

avec :

$$\begin{aligned} h &: \text{constante de Planck} &= 6.6262 \times 10^{-34} \text{ J.s.} \\ c &: \text{vitesse de la lumière} &= 2.9979 \times 10^8 \text{ m.s}^{-1}. \\ k &: \text{constante de Boltzmann} &= 1.3806 \times 10^{-23} \text{ J.K}^{-1}. \\ \lambda &: \text{longueur d'onde en } m. \\ T &: \text{température d'équilibre du corps noir en } K. \\ L_\lambda^{cn} & \text{s'exprime alors en } W.m^{-2}.sr^{-1}.m^{-1}. \end{aligned}$$

L'utilisation d'un corps noir provient du fait que la distribution spectrale de son rayonnement à une température T donnée est parfaitement connue grâce à la fonction de Planck.

Si on intègre cette fonction sur tout le spectre des longueurs d'onde $[0, +\infty]$, on obtient la loi de *Stefan-Boltzmann* qui nous donne la luminance totale émise :

$$L_{totale}^{cn}(T) = \frac{\sigma T^4}{\pi} \quad (\text{III.10.})$$

avec : $\sigma = 5.6704.10^{-8} \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-4}$, constante de *Stefan-Boltzmann*.

Compte tenu de la transmittance spectrale τ_i (déterminée à l'aide de mesures spectrométrique [*Pietras, 1996*]) d'un canal i de bande passante $\Delta\lambda_i$ on calcule une luminance filtrée notée L_i^{cn} :

$$L_i^{cn}(T) = \int_{\Delta\lambda_i} L_{\lambda}^{cn}(T, \lambda) \tau_i(\lambda) d\lambda \quad (\text{III.11.})$$

Le calcul de cette intégrale fournit des tableaux de valeurs numériques luminance-température à partir desquels on détermine, en utilisant l'ensemble de ces points, une relation empirique exponentielle [*Legrand et al., 2000*] de la forme :

$$L_i^{cn}(T) = a_i \exp\left(-\frac{b_i}{T^{n_i}}\right) \quad (\text{III.12.})$$

où les coefficients a_i , b_i et n_i obtenus par ajustement (Tableau 2) ne dépendent que du canal i de l'instrument. La détermination de ces coefficients fournit une relation analytique à la fois simple et précise entre luminance filtrée et température du corps noir. Elle nous permettra par la suite de passer facilement de luminance filtrée à la température (et inversement).

TAB. 2 – Valeurs des paramètres d'ajustement de la luminance filtrée (en $\text{mW.cm}^{-2}.\text{sr}^{-1}$) pour le radiodètre CLIMAT "BIERNE" (T en K).

	W	$N12$	$N11$	$N9$
a	548.385	21.313	59.730	114.316
b	755.821	916.305	1062.845	1409.780
n	0.864	0.937	0.948	0.968

3.3.2 Description de l'expérience d'étalonnage

L'étalonnage consiste à faire varier la température d'équilibre d'un dispositif expérimental de corps noir, de $-60^{\circ}C$ à $+60^{\circ}C$, ce qui représente une étendue en température suffisante pour les températures de brillance que l'on mesurera sur le terrain. On mesure d'une part les signaux de sortie digitalisés (ct) de visée du corps noir et de miroir, pour chaque température du corps noir, dans les quatre canaux du radiomètre. D'autre part, on relève les températures (en K) du corps noir T_{pt}^{cn} et du détecteur (jonction "froide")

T_{pt}^{det} , grâce à deux sondes en platine. La réalisation de l'expérience et l'acquisition des données ont été effectués sur le banc d'étalonnage du LOA par *B. Damiri*, ingénieur de CIMEL Electronique.

3.3.3 Méthode de détermination des sensibilités radiométriques S_i

A partir des mesures précédentes, on pourra calculer les valeurs de sensibilité radiométrique S_i pour chaque canal i . On a vu la relation (III.8.) qui relie la différence ΔC_i à la différence ΔL_i . On va donc tracer les droites d'étalonnage passant par l'origine $\Delta C_i = f(\Delta L_i)$, S_i étant définie comme la pente de ces droites obtenues par régression linéaire suivant le critère des moindres carrés, à l'aide des mesures d'étalonnage.

- ΔC_i est définie comme la différence des signaux de sortie corps noir et miroir mesurés avec le radiomètre.
- ΔL_i est définie comme la différence des luminances de corps noir pour les températures T_{pt}^{cn} et T_{pt}^{det} mesurées par les sondes en platine. Il faut en effet noter que la cavité du radiomètre fermée par le miroir est assimilable à un corps noir en équilibre thermodynamique à la température T_{pt}^{det} .

Pour j valeurs de température du corps noir T_{pt}^{cn} , on obtient un ensemble de j points d'étalonnage, noté E_j^i de coordonnées $(\Delta C_i^j, \Delta L_i^j)$, ceci pour chaque canal i . La détermination des sensibilités S_i consiste à appliquer une régression linéaire sur l'ensemble de ces j points.

3.3.4 Détermination des sensibilités S_i

Pour les besoins de la campagne de mesures PCTAS qui s'est déroulée du 8 Mai 2005 au 8 Août 2005, deux étalonnages ont été réalisés. Il s'agit respectivement de l'étalonnage d'Avril 2005, avant la campagne et de l'étalonnage de Décembre 2005, après cette campagne. On présente les résultats obtenus (pentes, coefficients de corrélation et écart-types résiduels) pour ces deux expériences à la Figure 5.

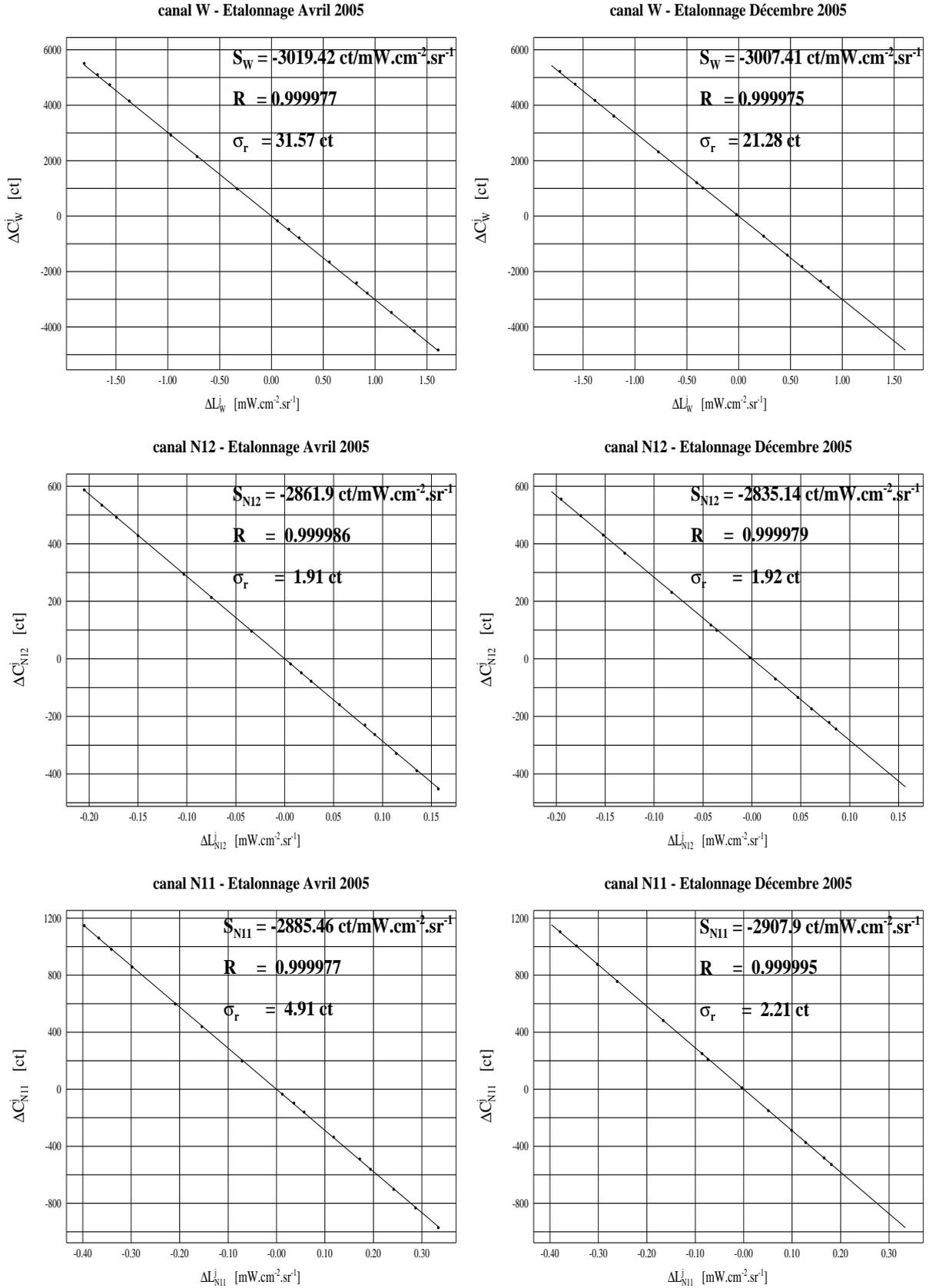


FIG. 5 – Sensibilité radiométrique pour les canaux W, N12, N11 et N9 pour les étalonnages d’Avril 2005 et de Décembre 2005 avec pentes, coefficients de corrélation et écart-types résiduels.

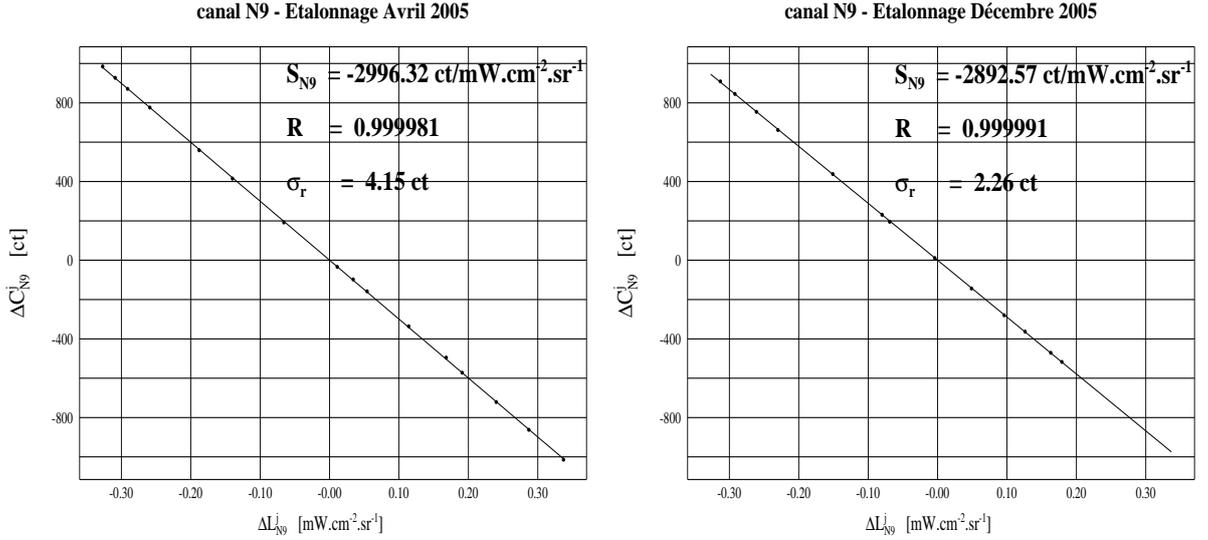


FIG. 5 - *Suite.*

Les sensibilités obtenues sont négatives compte tenu du codage numérique des mesures (le signal de sortie diminue quand la luminance mesurée augmente).

TAB. 3 – *Variation relative de la sensibilité radiométrique pour chaque canal (Décembre - Avril 2005).*

	<i>W</i>	<i>N12</i>	<i>N11</i>	<i>N9</i>
$\Delta S/S$	-0.40%	-0.94%	+0.78%	-3.46%

On remarque que l'écart relatif entre les valeurs de la sensibilité radiométrique issues des deux étalonnages reste toujours largement inférieur à 5% (Tableau 3) dans tous les canaux. Les canaux étroits sont les plus affectés. La tendance générale est à une diminution de la sensibilité radiométrique (en valeur absolue) entre les valeurs d'Avril 2005 et celles de Décembre 2005 (Tableau 3); peut-être due à un dépôt de poussière sur les filtres et les pièces optiques ou à une dégradation de leur transparence. Il se peut aussi que ces écarts soient dus aux chocs durant le transport du radiomètre, ce qui pourrait expliquer la légère augmentation de sensibilité (en valeur absolue) observée pour le canal *N11*. Pour le canal *N9*, la diminution est prononcée. Elle est environ quatre fois plus importante, que dans les autres canaux étroits, *N12* et *N11*.

3.4 Intervalle de confiance à 95% sur les sensibilités

Un intervalle de confiance à 95% correspond à un seuil de risque α de 0.05. Connaissant le nombre d'observations (nombre de mesures) n , on détermine le facteur t de *Student* à partir d'une table (nombre d'observations < 30). On a : $t_{15;0.05} = 2.13$ (16 points

pour l'étalonnage d'Avril) et $t_{12;0.05} = 2.17$ (13 points pour l'étalonnage de Décembre). L'intervalle de confiance à 95% se calcule alors par la relation suivante :

$$S_i - \frac{t \cdot \sigma_{S_i}}{\sqrt{n}} < S_i < S_i + \frac{t \cdot \sigma_{S_i}}{\sqrt{n}} \quad (\text{III.13.})$$

La Figure 6 représente les intervalles de confiance à 95% pour chaque canal et pour chaque étalonnage du radiomètre CLIMAT.

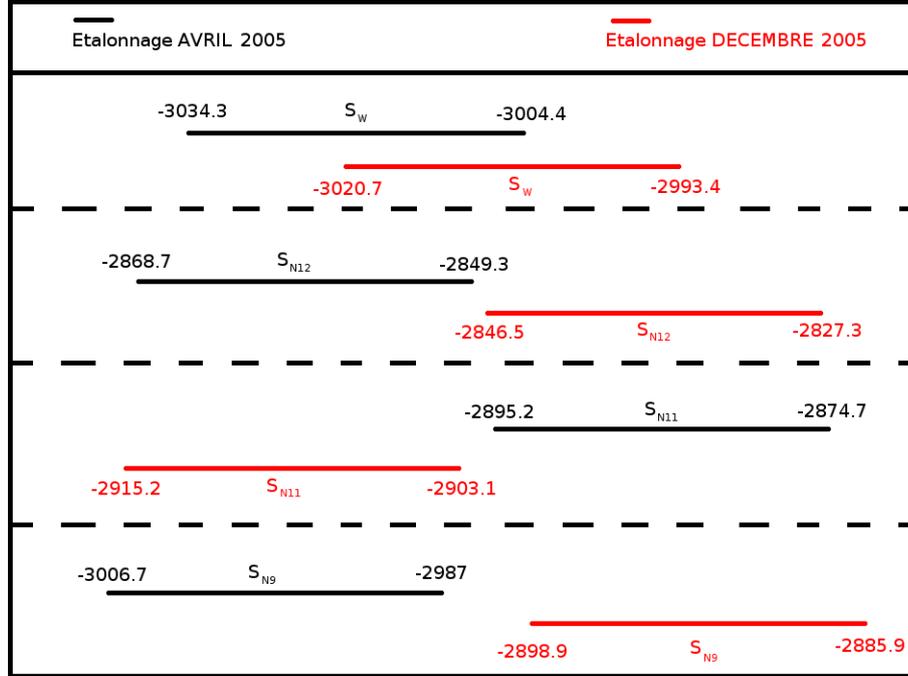


FIG. 6 – Intervalle de confiance à 95% pour chaque canal et chaque étalonnage du radiomètre CLIMAT, les sensibilités sont exprimées en $ct/mW.cm^{-2}.sr^{-1}$.

Pour le canal W , les intervalles de confiance se chevauchent. La valeur de S_W semble être peu affectée malgré les évolutions temporelles des composants optiques. Pour les canaux étroits $N12$, $N11$ et $N9$, les intervalles de confiances sont disjoints, les sensibilités obtenues semblent être propres à chaque étalonnage. Les évolutions temporelles des filtres affectent les valeurs des sensibilités radiométriques. Les différences observées sur les valeurs des sensibilités pour les étalonnages d'Avril 2005 et de Décembre 2005 ne sont donc pas dues à des erreurs expérimentales lors des expériences d'étalonnage en laboratoire, elles reflètent bien des variations des caractéristiques de l'instrument dont il faudra tenir compte pour l'exploitation des données de la campagne PCTAS (menée entre Avril et Décembre 2005).

4 ANALYSE DE RESIDUS ET OPTIMISATION DES PARAMETRES SPECTRAUX DU RADIOMETRE CLIMAT

Le radiomètre est caractérisé par plusieurs paramètres d'étalonnage :

1. un coefficient de sensibilité radiométrique S_i dans chacun des canaux (ou constante d'étalonnage).
2. un triplet de coefficients "spectraux" (a_i , b_i et n_i) défini par la relation III.12., dans chacun des canaux.
3. un coefficient d'efficacité en température α qui décrit l'évolution de la constante d'étalonnage avec la température du détecteur.

Pour le radiomètre utilisé (CLIMAT "BIERNE"), le coefficient d'efficacité en température α a été déterminé en réalisant l'étalonnage radiométrique à des températures différentes du détecteur (*B. Damiri*) : sa valeur est très faible et peut être négligée.

Nous allons utiliser les bases de données constituées par les deux étalonnages en laboratoire d'Avril et Décembre 2005 pour analyser et optimiser les valeurs à donner aux coefficients spectraux de l'instrument, pour en tirer le meilleur parti dans l'exploitation de la campagne PCTAS.

4.1 Détermination radiométrique de la température du corps noir

T_b^{cn} et comparaison avec la température de sonde platine T_{pt}^{cn}

La Figure 5 démontre la précision de la procédure d'étalonnage ($R \simeq 1$). Cependant il existe une légère dispersion des points de mesure autour de la droite de régression attestée par les valeurs des écart-types résiduels σ_r . Nous allons étudier cet écart entre les mesure (points sur la Figure 5) et les valeurs estimées par les droites d'étalonnage. Plutôt que de faire des écarts en compte numériques (ct) mesurés par l'instrument, comme le suggère la représentation de la Figure 5, nous allons plutôt déterminer l'écart en température $\Delta T^{cn} = (T_b^{cn} - T_{pt}^{cn})$ où T_{pt}^{cn} est la mesure de sonde platine du corps noir, tandis que T_b^{cn} est la température de corps noir estimée à partir de la mesure radiométrique. A l'aide de l'équation (III.8.) on obtient la relation suivante :

$$L_i^{cn}(T_b^{cn}) = \frac{\Delta C_i}{S_i} + L_i^{det}(T_{pt}^{det}) \quad (IV.1.)$$

La relation (III.12.) reliant luminance filtrée et température nous permet par inversion de déterminer la température du corps noir T_b^{cn} , issue des mesures radiométriques :

$$T_b^{cn} = \left[\frac{1}{b_i} \cdot \ln \left(\frac{a_i}{\frac{\Delta C_i}{S_i} + L_i^{cn}(T_{pt}^{det})} \right) \right]^{-\frac{1}{n_i}} \quad (\text{IV.2.})$$

A partir des mesures ΔC_i et T_{pt}^{det} , les coefficients S_i , a_i , b_i et n_i étant déterminés, la température radiométrique du corps noir T_b^{cn} est parfaitement définie.

La Figure 7 présente la différence ΔT^{cn} obtenue pour le canal W du radiomètre, successivement pour les étalonnages de l'appareil d'Avril 2005 et de Décembre 2005. Les Figures A.1.1, A.1.2, A.1.3, A.1.4, A.1.5 et A.1.6 correspondantes pour les canaux étroits sont présentées en Annexe 1. Un calcul statistique de moyenne et d'écart-type a été appliqué à la quantité ΔT^{cn} , pour chaque canal et chaque étalonnage de l'instrument. Ces résultats sont compilés dans le Tableau 4.

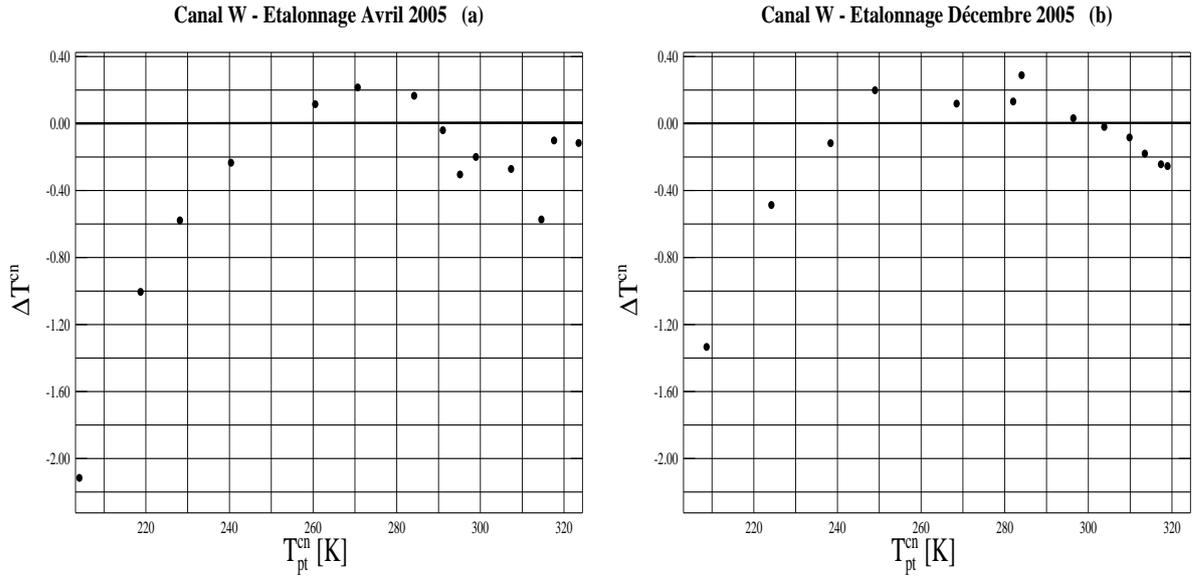


FIG. 7 – Différence ΔT^{cn} pour le canal W en fonction de la température du corps noir T_{pt}^{cn} : (a) étalonnage d'Avril 2005 et (b) étalonnage de Décembre 2005.

TAB. 4 – Valeurs moyennes et écart-types de la différence ΔT^{cn} établis pour chaque canal du radiomètre et pour les étalonnages d'Avril 2005 et de Décembre 2005.

	W		N12		N11		N9	
étalonnage	Avril	Décem.	Avril	Décem.	Avril	Décem.	Avril	Décem.
moyenne	-0.34	-0.14	0.06	0.02	0.05	0.03	-0.05	-0.03
écart-type	0.56	0.41	0.25	0.26	0.23	0.16	0.32	0.25

A l'observation des graphiques de la Figure 7 et de l'Annexe 1, il apparaît que les écarts les plus notables sur la détermination de la température radiométrique du corps noir T_b^{cn} (correspondant à la luminance filtrée $L_i^{cn}(T_b^{cn})$ mesurée par le radiomètre) correspondent aux températures du corps noir T_{pt}^{cn} très basses [210 - 250 K] et très élevées [290 - 330 K]. Même si les moyennes de la différence ΔT^{cn} restent faibles (Tableau 4), la valeur des écart-types correspondants, de 0.16 à 0.56 K (Tableau 4), traduit une dispersion notable attestée par la Figure 10 et l'Annexe 1.

On interprète les résultats précédents par deux catégories d'erreur :

- le caractère imprécis des fonctions filtre τ_i du radiomètre.
- les erreurs expérimentales sur les mesures, qui ont le caractère d'un "bruit" (aléatoire).

On peut ainsi analyser ces incertitudes en fonction de leurs allure. L'allure régulière "parabolique" de ΔT^{cn} est un trait permanent. On l'observe quelque soit l'étalonnage et le canal (Figure 7 et Annexe 1). Il s'agit d'une erreur systématique. Elle se répète avec la même valeur dès lors qu'on se place dans les mêmes condition de mesure. Elle est liée aux appareils utilisés, sondes platine et le radiomètre lui-même. Ici on considère qu'elle résulte surtout d'une connaissance inexacte de la fonction filtre τ de chaque canal du radiomètre (W , $N12$, $N11$ et $N9$) due à la précision insuffisante avec laquelle est connue la transmittance spectrale de certains composants optiques (► §3.1.2). L'expression (III.11.), interpolée par la formule (III.12.) devient alors entachée d'erreur. Les coefficients spectraux a_i , b_i et n_i n'ajustant pas les luminances filtrées correctes sont alors approximatifs, ce qui a pour conséquence des biais sur la détermination de la luminance filtrée L_i^{cn} et donc de la température correspondante.

Par contre, la dispersion autour de l'allure "parabolique" comme on peut la voir sur la Figure 7a. entre 295 et 315 K, doit provenir du bruit expérimental de mesure lié aux manipulations accompagnant l'étalonnage (qui peut se dérouler sur plusieurs jours). On distingue des phases de chauffage et de refroidissement du corps noir. Les erreurs dans ce cas sont qualifiées d'accidentelles et se produisent d'une manière aléatoire, en valeur et en signe (y compris lorsqu'on reproduit les mêmes conditions expérimentales). Elles sont liées à l'opérateur et à l'environnement (conditions de travail).

4.2 Optimisation des paramètres spectraux du radiomètre

Dans cette étude, une procédure de correction des coefficients spectraux a_i , b_i et n_i a été appliquée. Pour corriger ces paramètres, on a eu recours à une méthode de régression curviligne [Levenberg, 1943] utilisant le critère des moindres carrés (minimisation des écarts quadratiques $r_i^j = (\Delta C_i^j - S_i \cdot \Delta L_i^j)^2$). Le programme que l'on a utilisé a été modifié [Brogniez G., communication personnelle] pour être appliqué à la forme exponentielle des fonctions luminance filtrée du radiomètre. En entrée du programme il faut donner :

- les fichiers d'étalonnage bruts de chaque canal i qui contiennent compte numériques et températures mesurées par les sondes platine pour le corps noir et le détecteur ;
- un jeu de trois paramètres a_i^* , b_i^* et n_i^* qui sont des valeurs raisonnables des paramètres spectraux (proches de a_i , b_i et n_i).

Les ΔC_i^j sont connus expérimentalement, les $S_i \cdot \Delta L_i^j$ correspondants dépendent de deux variables T_{pt}^{cn} et T_{pt}^{det} et des trois paramètres a_i , b_i et n_i . La méthode consiste à réajuster les paramètres a_i , b_i et n_i de telle sorte que le résidu $R = \sum r_i^j$ soit minimal. A la sortie du programme, on récupère trois paramètres a'_i , b'_i et n'_i , lesquels définissent de nouvelles fonctions luminance filtrée qui restituent mieux la température du corps noir. Cette procédure a été appliquée aux deux étalonnages et à chaque canal. Les résultats de ce traitement sont résumés au Tableau 5.

TAB. 5 – Valeurs initiales des coefficients spectraux a_i , b_i et n_i et valeurs optimisées pour les étalonnages d'Avril 2005 et de Décembre 2005 dans chaque canal W , $N12$, $N11$ et $N9$ (luminance filtrée en $mW.cm^{-2}.sr^{-1}$, T en K).

	W			$N12$		
Paramètres	a	b	n	a	b	n
Init.	548.385	755.821	0.864	21.313	916.305	0.937
Avril	987.593	460.230	0.760	138.882	227.704	0.632
Décem.	691.519	570.936	0.808	134.536	228.080	0.632
	$N11$			$N9$		
Paramètres	a	b	n	a	b	n
Init.	59.730	1062.845	0.948	114.316	1409.780	0.968
Avril	233.167	372.513	0.721	566.630	485.188	0.738
Décem.	137.181	518.931	0.794	138.558	1165.350	0.928

Pour évaluer l'amélioration apportée par cette méthode, nous avons repris la détermination radiométrique de la température du corps noir avec les nouveaux coefficients spectraux. La Figure 8 illustre les résultats obtenus pour le canal W (les résultats pour les canaux étroits sont présentés en Annexe 1). Le Tableau 6 résume la moyenne et l'écart-type de la différence ΔT^{cn} pour chaque canal et pour chaque étalonnage de l'instrument,

obtenus avec ces nouveaux coefficients spectraux.

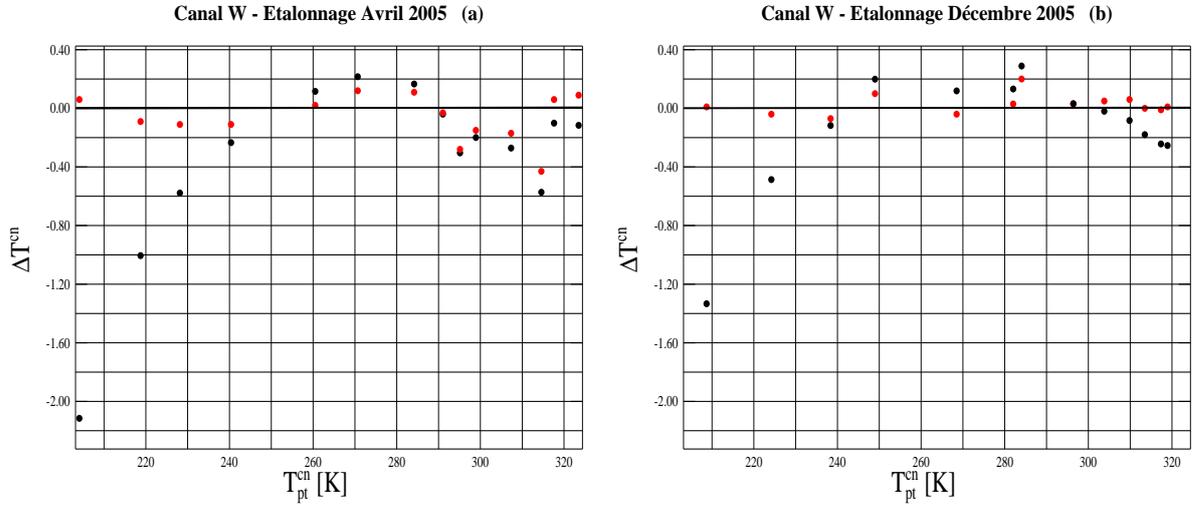


FIG. 8 – Différence ΔT^{cn} obtenue pour le canal W avec les coefficients spectraux initiaux (points noirs) et avec les coefficients optimisés (points rouges), pour (a) l'étalonnage d'Avril 2005 et (b) l'étalonnage de Décembre 2005, en fonction de la température du corps noir T_{pt}^{cn} .

TAB. 6 – Valeurs moyennes et écart-types de la différence ΔT^{cn} , établis pour chaque canal du radiomètre et pour chaque étalonnage avec les coefficients spectraux optimisés.

	W		$N12$		$N11$		$N9$	
étalonnage	Avril	Décem.	Avril	Décem.	Avril	Décem.	Avril	Décem.
moyenne	-0.05	0.03	-0.01	0.04	-0.02	0.03	0.04	0.03
écart-type	0.16	0.07	0.20	0.15	0.16	0.11	0.16	0.10

Graphiquement, la Figure 8 pour le canal W et l'Annexe 1 pour les canaux étroits $N12$, $N11$ et $N9$, montrent que l'amélioration est nette. Les incertitudes observées initialement sont diminuées. Les écart-types de la différence ΔT^{cn} sont nettement réduits comme le montre bien la comparaison des Tableaux 5 et 6. La Figure 8 et l'Annexe 1 montrent aussi que le biais "parabolique" a été corrigé, tandis que le bruit aléatoire subsiste.

4.3 Optimisation à quatre paramètres spectraux

Nous avons utilisé enfin une formule d'interpolation rajoutant un quatrième paramètre d_i par rapport à la formule (III.12.) [*Brogniez G.*, communication personnelle] :

$$L_i^{cn}(T) = \frac{a_i}{\exp\left(\frac{b_i}{T^{k_i}}\right) - d_i} \quad (\text{IV.3.})$$

Les formules (III.12.) et (IV.3.) s'apparentent toutes deux à la forme mathématique de la loi de *Planck*. Théoriquement la formule à quatre paramètres est plus précise que celle à trois paramètres. La Figure 9 montre l'amélioration apportée par les deux formules d'interpolation dans le canal *W* du radiomètre pour les deux étalonnages, Avril et Décembre 2005 (les résultats pour les canaux étroits sont présentés en Annexe 1). Le Tableau 7 résume la moyenne et l'écart-type de la différence ΔT^{cn} pour chaque canal et pour chaque étalonnage de l'instrument, obtenus avec les quatre coefficients spectraux.

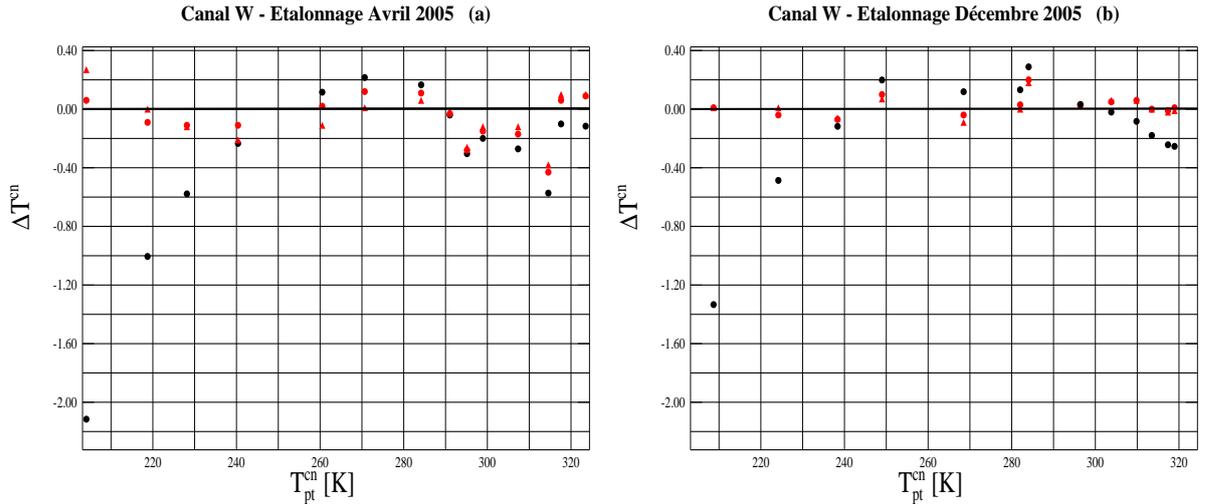


FIG. 9 – Différence ΔT^{cn} obtenue pour le canal *W* avec les coefficients spectraux initiaux (points noirs), optimisés avec trois paramètres (points rouges) et optimisés avec quatre paramètres (triangles rouges), présentée en fonction de la température du corps noir T_{pt}^{cn} , pour (a) l'étalonnage d'Avril 2005 et (b) l'étalonnage de Décembre 2005.

TAB. 7 – Valeurs moyennes et écart-types de la différence ΔT^{cn} , établis pour chaque canal du radiomètre et pour chaque étalonnage avec les quatre coefficients spectraux optimisés.

	<i>W</i>		<i>N12</i>		<i>N11</i>		<i>N9</i>	
étalonnage	Avril	Décem.	Avril	Décem.	Avril	Décem.	Avril	Décem.
moyenne	-0.10	0.02	-0.02	0.06	-0.06	0.04	0.03	0.02
écart-type	0.14	0.07	0.20	0.14	0.15	0.10	0.15	0.08

4.4 Comparaison des formules d'optimisation

En comparant les Tableaux 6 et 7 on constate que les différences ΔT^{cn} calculées avec les formules à trois et quatre paramètres sont proches. L'amélioration de la précision apportée par la formule à quatre paramètres est très faible. Sur la Figure 10 les points rouges (qui représentent la différence ΔT^{cn} calculée avec la formule à trois paramètres) et les triangles rouges (qui représentent la différence ΔT^{cn} calculée avec la formule à quatre paramètres) sont presque confondus. Dans la suite on se limitera à l'utilisation de la formule d'interpolation à trois paramètres.

4.5 Comparaison des étalonnages

1. Le biais ΔT^{cn} observé lors de l'étalonnage de Décembre 2005 présente une forme "parabolique" bien moins perturbée que le biais ΔT^{cn} observé pour l'étalonnage d'Avril 2005 (Figure 7 et Annexe 1)
2. Cela reste vrai après optimisation des paramètres a_i , b_i et n_i comme le montre la Figure 8 et l'Annexe 1. On vérifie en accord avec ce qui précède que l'étalonnage réalisé en Décembre est plus précis que celui effectué en Avril (après optimisation des coefficients spectraux) à partir du Tableau 6. La précision sur la détermination radiométrique de la température du corps noir lors des étalonnages en laboratoire, est donc meilleure en utilisant les paramètres S_i , a_i , b_i et n_i déterminés pour l'étalonnage (optimisé) de Décembre 2005.

Dans la procédure d'optimisation, le programme demande en entrée les fichiers d'étalonnage contenant les températures du corps noir et du détecteur, les signaux numériques en sortie du radiomètre relatifs aux visées du corps noir et du miroir. Toutes ces grandeurs sont mesurées en laboratoire. Si l'étalonnage est effectué avec d'avantage d'erreurs accidentelles, l'écart-type de la différence ΔT^{cn} sera plus grand, y compris après la procédure d'optimisation. On ne peut s'affranchir de ce bruit expérimental sur les mesures. Une condition nécessaire à une meilleure restitution de la température du corps noir consistera à réduire au maximum ces erreurs accidentelles au cours de la réalisation de l'étalonnage.

5 LES DONNEES DE LA CAMPAGNE PCTAS

Ce chapitre est consacré à l'exploitation des mesures de la campagne PCTAS au cours de laquelle plusieurs types de mesures ont été effectués : des prélèvements *in-situ*, des mesures radiométriques IRT de l'instrument CLIMAT, des mesures photométriques AERONET, des mesures météorologiques sur le site même de Godet et des radiosondages sur le site de l'ancien aéroport du Raizet à 40 km de Godet.

5.1 Mesures radiométriques CLIMAT

Le radiomètre CLIMAT a été programmé pour faire une série de mesures toutes les dix minutes. Chaque série compte une mesure de rayonnement atmosphérique dans trois directions différentes (visées ciel), une mesure de rayonnement de surface (visée sol) et une mesure de rayonnement du corps noir de terrain disposé près du radiomètre. Les mesures à l'aide du corps noir de terrain permettent de contrôler le bon fonctionnement de l'appareil. Notons qu'un contrôle suivi d'une légère correction de visée du corps noir ont été réalisés le 15 Juin.

5.1.1 Mesures du corps noir de terrain

Nous avons utilisé les mesures du corps noir de terrain comme un élément de contrôle de l'étalonnage du radiomètre. Elles nous ont permis de déterminer l'écart ΔT^{cn} de la température radiométrique du corps noir relativement à la mesure par sonde platine, d'abord à l'aide des paramètres d'étalonnage optimisés du mois d'Avril 2005, ensuite à l'aide des paramètres d'étalonnage optimisés du mois de Décembre 2005. Enfin nous avons utilisé ces mesures du corps noir de terrain pour optimiser les paramètres a_i , b_i et n_i de la même manière qu'au §4.2 et en tirer les écarts ΔT^{cn} . La Figure 10 présente les moyennes des quantités ΔT^{cn} par classe de 4 K obtenues à l'aide des trois traitements précédents en fonction de la température du corps noir T_{pt}^{cn} , pour chaque canal du radiomètre pour le mois de Juillet (500 mesures).

A l'observation de ces graphiques on peut retenir que les différences ΔT^{cn} déduites de l'étalonnage de Décembre 2005 apparaissent en bon accord avec les différences ΔT^{cn} déduites issues des mesures corps noir de terrain. Cela se traduit par le bon accord des courbes noire et bleue de la Figure 10. Le canal N11 fait exception, en présentant au contraire un moins bon accord. Pour le canal N9, la différence de comportement entre les étalonnages d'Avril 2005 et de Décembre 2005 est particulièrement bien marquée. L'utilisation des mesures de corps noir sur le terrain nous permet donc de vérifier que l'étalonnage de Décembre est celui qui convient pour exploiter les mesures radiométriques de la campagne PCTAS.

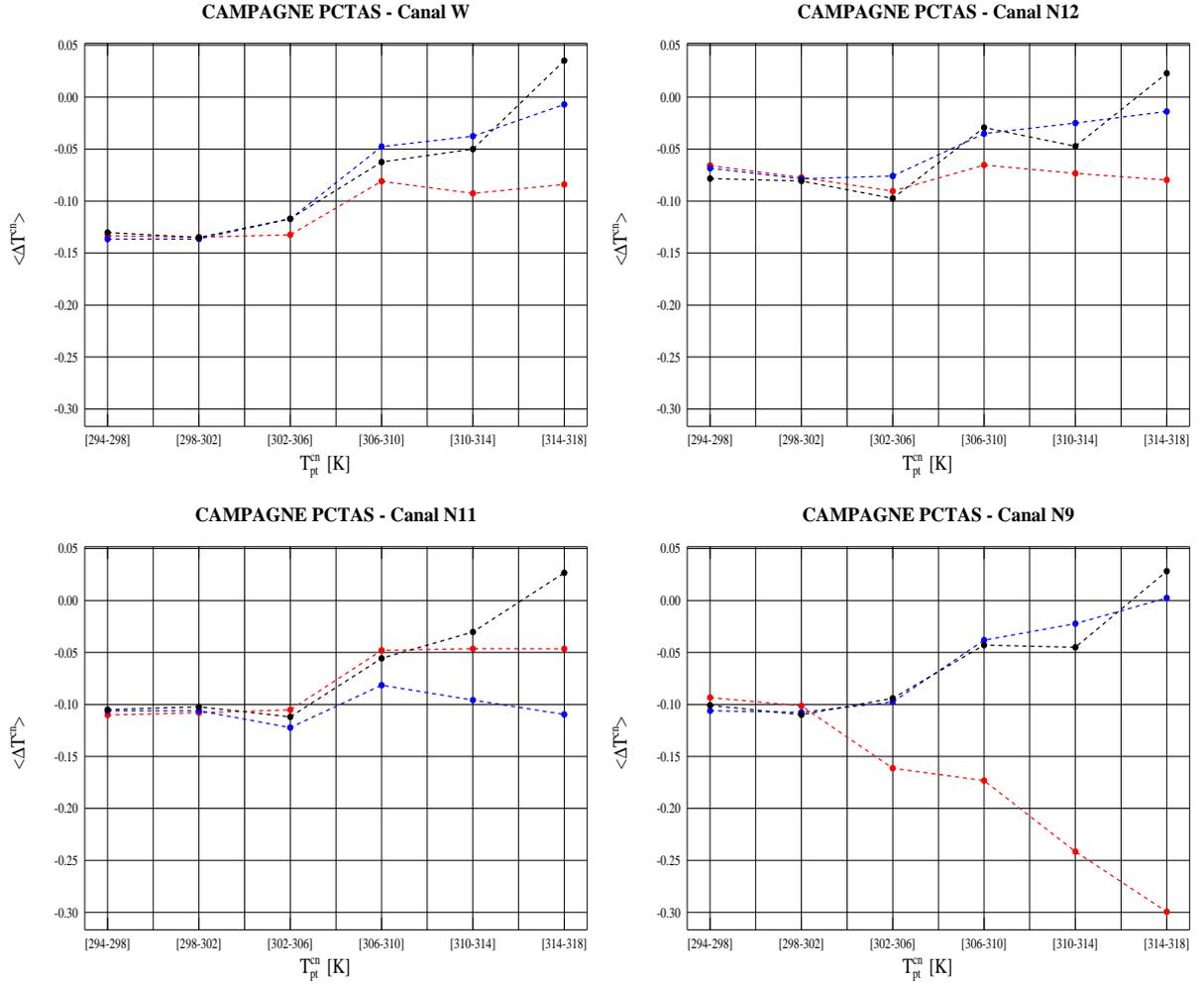


FIG. 10 – Moyenne de la différence ΔT^{cn} par classe de 4 K pour 500 mesures de corps noir obtenue sur le terrain à partir des paramètres spectraux d'étalonnage d'Avril 2005 (en rouge), de Décembre 2005 (en bleu) et à l'aide du programme d'optimisation (en noir), en fonction de la température du corps noir T_{pt}^{cn} .

Nous avons calculé sur la durée de la campagne, la différence entre température du corps noir déterminée par voie radiométrique et mesurée par une sonde au platine. Nous avons utilisé les coefficients spectraux optimisés de l'étalonnage de Décembre 2005. Cette étape sert de contrôle du fonctionnement du radiomètre sur le terrain. On présente à la Figure 11, la différence ΔT^{cn} obtenue sur toute la campagne pour le canal W (les graphiques correspondants pour les canaux étroits sont en Annexe 2).

Le signal obtenu présente des discontinuités, principalement dues à la sonde de mouillage du radiomètre. Lorsque sa surface est mouillée (présence de condensation ou précipitation), la tête optique de l'appareil reste en position de repos ("park"), interdisant ainsi l'acquisition de données. On constate d'autre part une anomalie de fonctionnement en Mai qui atteint son maximum le 17 avec des valeurs de ΔT^{cn} atteignant -6 K. Après des recherches, nous avons pu conclure qu'il s'agissait d'un dysfonctionnement dû à une

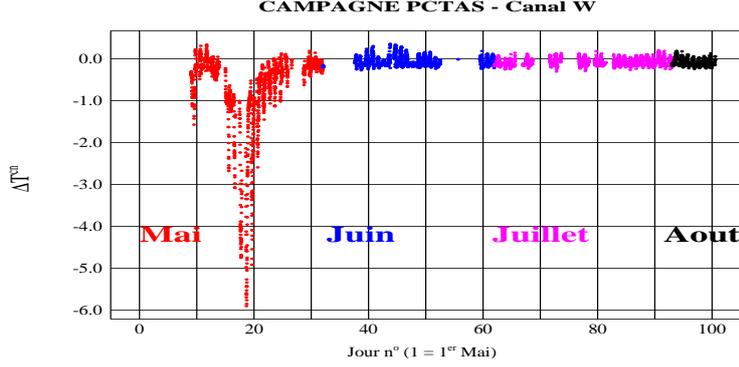


FIG. 11 – Différence ΔT^{cn} obtenue lors de la campagne de mesure PCTAS pour le canal W . On a utilisé les coefficients spectraux optimisés obtenus avec l'étalonnage de Décembre.

insuffisance d'alimentation électrique. Le système fonctionnant en l'absence d'un réseau électrique, son autonomie énergétique était assurée par une batterie rechargeable par panneau solaire. La Figure 12 compare les écarts en température ΔT^{cn} aux éclairagements globaux mesurés par le pyranomètre¹ au sol de la station météorologique de l'INRA. On voit que l'anomalie des mesures radiométriques se développe à l'occasion de valeurs particulièrement basses de l'éclairement global solaire, suggérant un déficit de charge de la batterie. En conclusion, les mesures du radiomètre CLIMAT obtenues durant la période du 14 au 22 Mai (Figure 12) seront écartées.

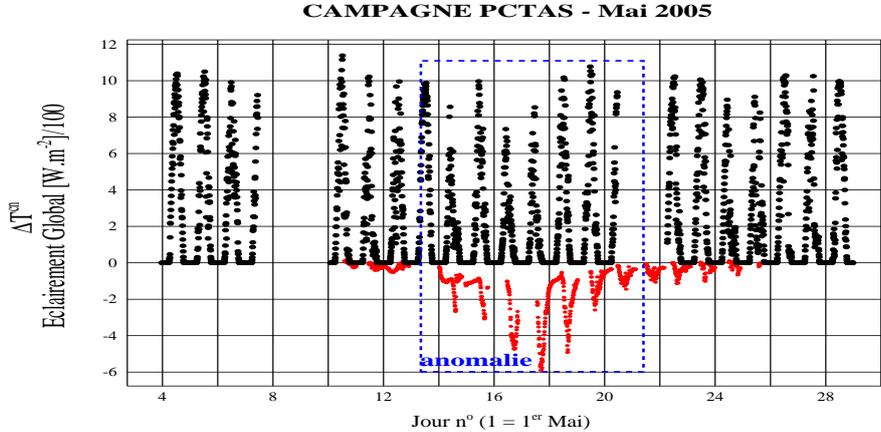


FIG. 12 – Eclairagements globaux en $[W.m^{-2}]/100$ mesurés par le pyranomètre (en noir) comparés aux écarts en température ΔT^{cn} mesurés par le radiomètre (en rouge).

Afin d'évaluer l'effet du léger recalage du corps noir dans le champ de l'instrument effectué le 15 Juin, la moyenne et l'écart-type de la différence ΔT^{cn} ont été calculés avant et après cette date (après élimination de la période de dysfonctionnement) dans le canal W . Ces valeurs sont présentées dans le Tableau 8.

¹Un pyranomètre mesure des éclairagements énergétiques solaires (direct et diffus) reçus par une surface horizontale sous un angle solide de $2\pi sr$ (flux global).

TAB. 8 – Moyennes et écart-types de la différence ΔT^{cn} avant et après le 15 Juin.

	avant le 15 Juin	après le 15 Juin
moyenne	$-5.3.10^{-2}$	$-8.6.10^{-2}$
écart-type	$1.3.10^{-1}$	$8.3.10^{-2}$

La dispersion de la différence ΔT^{cn} est diminuée après correction de la visée du corps noir le 15 Juin. On gagne un facteur 1.6 sur la précision de la détermination de la température du corps noir comme le montrent les écart-types du Tableau 8.

Nous venons donc de montrer deux aspects de l'utilité des mesures de corps noir de terrain. Le premier utilise les mesures du corps noir pour justifier du choix des coefficients spectraux optimisés obtenus à partir de l'étalonnage de Décembre 2005 pour exploiter les mesures ciel du radiomètre CLIMAT. Le second concerne la surveillance du bon fonctionnement de l'appareil sur le terrain.

5.1.2 Mesures radiométriques de ciel

Après l'élimination des mesures acquises durant la période de dysfonctionnement du radiomètre, nous avons utilisé les coefficients spectraux optimisés obtenus à partir de l'étalonnage de Décembre 2005 pour restituer les températures de brillance² du ciel correspondant aux luminances de ciel mesurées par le radiomètre. On obtient ainsi des séries temporelles de températures de brillance du ciel pour chaque canal de l'instrument pendant la campagne PCTAS, présentées à la Figure 13.

Ces températures de brillance sont issues des visées au zénith. Elles tiennent compte de la contribution des composantes atmosphériques : nuages, gaz absorbants et aérosols en fonction de la température des couches atmosphérique qui les contiennent. Les variations du signal obtenu sont alors le résultat des variations de tout ces constituants atmosphériques (et de leur température). Dans le contexte du climat de la Guadeloupe, les principales fluctuations du signal sont dues à la présence nuageuse. Lorsqu'un nuage se trouve dans le champ de l'instrument, ceci correspond toujours à une augmentation de la luminance descendante et de la température de brillance correspondante.

5.2 Mesures photométriques

Les résultats de l'exploitation des mesures photométriques sont disponibles sur le site Internet <http://aeronet.gsfc.nasa.gov> du réseau AERONET [Holben et al., 1998]. Des données d'épaisseur optique en d'aérosol (EOA) à différentes longueurs d'onde (1020 nm,

²C'est la température d'un corps noir qui produirait une luminance filtrée égale à la valeur L_i^{cn} mesurée par le radiomètre.

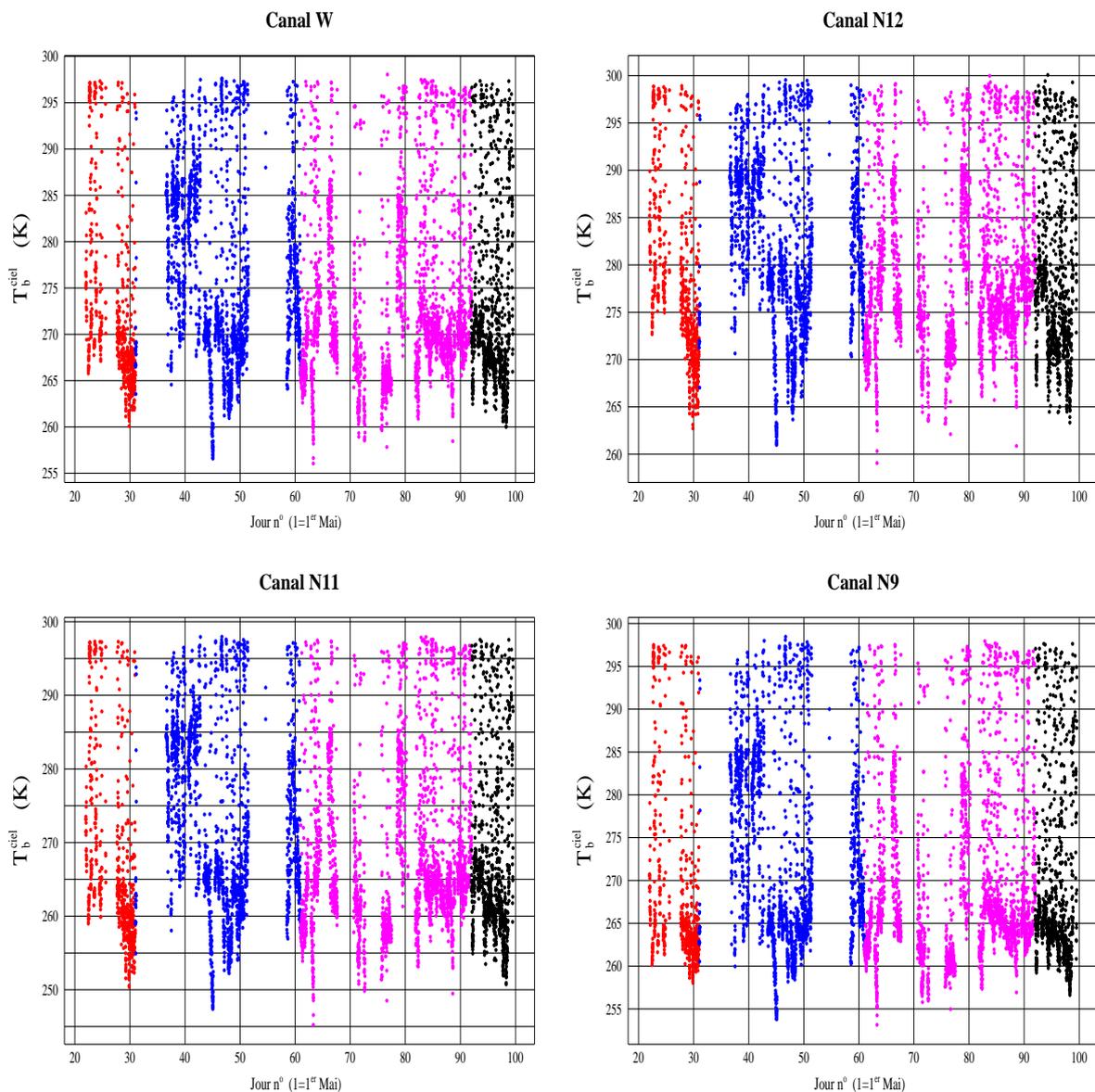


FIG. 13 – Séries temporelles des températures de brillance atmosphériques T_b^{ciel} pendant la campagne PCTAS dans chaque canal du radiomètre CLIMAT. Les mesures du mois de Mai sont en rouge, en bleu pour Juin, en magenta pour Juillet et en noir pour Août.

870 nm, 670 nm ou 440 nm), sont fournies par le site d'où il est en outre possible de télécharger les données pour une période et une station données. Ces données peuvent être présentées sous diverses formes : instantanées, journalières ou mensuelles moyennes. Dans notre travail, nous avons utilisé les données acquises par la station de Godet. Le photomètre, antérieurement sur le toit de l'UAG (P.I. : *R.H. Petit*) a été déplacé à cette occasion.

Il existe différents niveaux de traitement de données AERONET disponibles : le niveau 1 (données brutes d'épaisseur optique), le niveau 1.5 (le filtrage nuages est automatique-

ment appliqué) et niveau 2 (après vérification de l'étalonnage fait à posteriori, les données sont inspectées visuellement). La précision sur l'EOA mesurée au niveau 1.5 est estimée à 0.01. L'EOA dépend de la longueur d'onde, sa dépendance spectrale renseigne sur la taille des particules. On la caractérise par l'exposant d'Angström défini par :

$$\alpha_{1-2} = -\frac{\ln \frac{\delta(\lambda_1)}{\delta(\lambda_2)}}{\ln \frac{\lambda_1}{\lambda_2}} \quad (\text{V.1.})$$

Ce coefficient se calcule à partir de la mesure de l'EOA aux deux longueurs d'onde λ_1 et λ_2 . Plus la dépendance spectrale est forte, plus le coefficient d'Angström est grand et plus les particules sont fines. Les aérosols présentent généralement des coefficients d'Angström compris entre 0 (particules grossières, supermicroniques) et 1.5 (particules fines, submicroniques). On utilisera ce paramètre pour identifier les événements de poussière désertique.

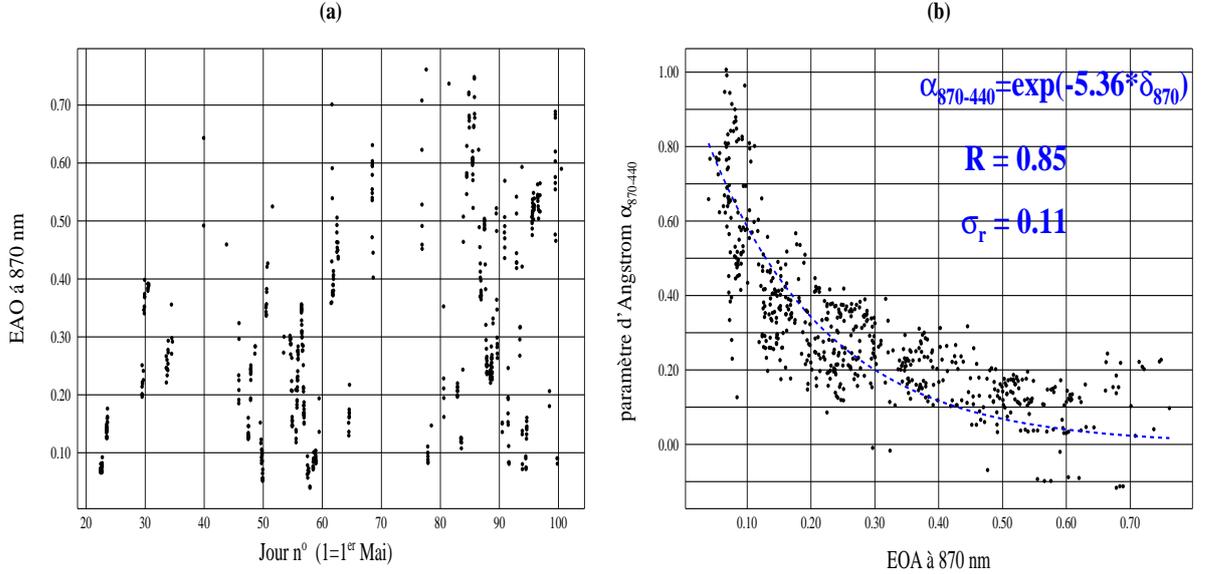


FIG. 14 – (a) Série temporelle d'EOA à 870 nm et (b) paramètre d'Angström $\alpha_{870-440}$ en fonction de l'EOA à 870 nm (δ_{870}), pendant la campagne PCTAS.

La Figure 14a., présente la série temporelle des valeurs d'EOA à 870 nm mesurées sur le site de Godet. Ces données sont de niveau 1.5 : celles du niveau 2 ne sont pas encore disponibles. A cause d'un problème de transmission des mesures photométriques par satellite, une proportion notable de ces mesures n'a pu être récupérée (par comparaison avec le nombre de mesures radiométriques disponibles). A partir des mesures photométriques nous pourrions localiser dans le temps les événements de poussière désertique.

La Figure 14b., représente le paramètre d'Angström $\alpha_{870-440}$ en fonction de l'EOA à 870 nm (δ_{870}). On vérifie que lorsque l'épaisseur optique augmente, le paramètre d'Angström diminue suivant une loi exponentielle qui s'ajuste bien sur l'ensemble des points

($R = 0.85$). L'arrivée de poussière désertique contribue à augmenter l'EOA. Ces aérosols étant essentiellement composés de grosses particules, le paramètre d'Angström tend alors vers une valeur proche de zéro.

5.3 Radiosondages et rétro-trajectoires

Les radiosondages sont effectués par Météo France deux fois par jour à 00h00 et 12h00 UTC (08h00 et 20h00 LST) à la station du Raizet (ancien aéroport). Ils permettent d'avoir un profil vertical de variables météorologiques telles que la température, la température du thermomètre mouillé, la pression, le rapport de mélange, etc.... Le transport de poussière désertique s'effectue dans une couche atmosphérique appelée *Couche d'Air Saharienne (CAS)* sèche qui se mélange très peu avec l'air environnant plus humide. Cette superposition de couches atmosphériques dont les propriétés physiques sont différentes entraîne des discontinuités sur les grandeurs physiques caractérisant le fluide atmosphérique.

L'utilisation des radiosondages pour identifier la *CAS* a été discuté par *Petit et al.* (2005) en s'inspirant des travaux de *Prospero et Carlson* (1972) et d'*Aspliden* (1972). La présence de poussière désertique au-dessus de la Guadeloupe est toujours associée à la *CAS* (la contraposée est fausse). A la traversée de la *CAS*, compte tenu de sa faible teneur en humidité, on observe des discontinuités sur les valeurs du rapport de mélange ρ (exprimant en g/kg , le rapport de la masse de vapeur d'eau à celle de l'air sec qui la contient). La température potentielle θ_p (en K) a la propriété d'être égale en valeur absolue à l'énergie statique E_s (en $kJ.kg^{-1}$). L'énergie statique représente l'énergie totale de la parcelle d'air si on la suppose immobile. L'allure du profil de l'énergie statique E_s (donc de la température potentielle θ_p) permet de caractériser la stabilité des masses d'air. Lorsque la valeur de l'énergie statique est inférieure à $330 kJ.kg^{-1}$ entre les niveaux 2 et 4 km environ au-dessus de la Guadeloupe, l'atmosphère est stable. En l'absence de convection, les masses d'air se mélangent peu. A partir des résultats de ce travail, nous avons identifié la *CAS* pour la journée du 7 Juillet 2005. Ce jour fût riche en aérosols désertiques comme le montre l'EOA élevée (0.45 - 0.65) (Figure 15a.), nous avons tracé les profils verticaux du rapport de mélange ρ et de la température potentielle θ_p à partir des radiosondages de l'aéroport du Raizet (Figure 16b. et 16c.).

Grâce aux profils issus des radiosondages et des mesures photométriques, nous avons pu identifier dans le temps (Figure 15a.) et dans l'espace (Figure 15b. et 15c.) les masses d'air poussiéreuses (EOA de 0.5 - 0.6, présence d'une *CAS* contenant la poussière). Elles se trouvent à une altitude d'environ 3 km au cours de cette journée du 7 Juillet 2005. A partir du modèle Hysplit de la NOAA (ARL), nous avons effectué un calcul de rétro-trajectoire de masse d'air partant de la Guadeloupe le 7 Juillet à 9 UTC, d'une altitude

de 3000 m. La Figure 16a. présente le résultat de ce calcul.

La masse d'air poussiéreuse se trouvant au-dessus de la Guadeloupe ce jour-là, provient des zones arides du continent africain (Figure 16a.). On observe la masse d'air qui est soulevée à 4000 m au-dessus de la Mauritanie. A cette période de l'année, cette région est l'une des principales zones source de poussière comme le montre la Figure 16b. qui est une moyenne mensuelle de l'indice de poussière IDDI (Infrared Dust Difference Index) [Legrand *et al.*, 2000] pour le mois de Juillet de 1984 à 1998.

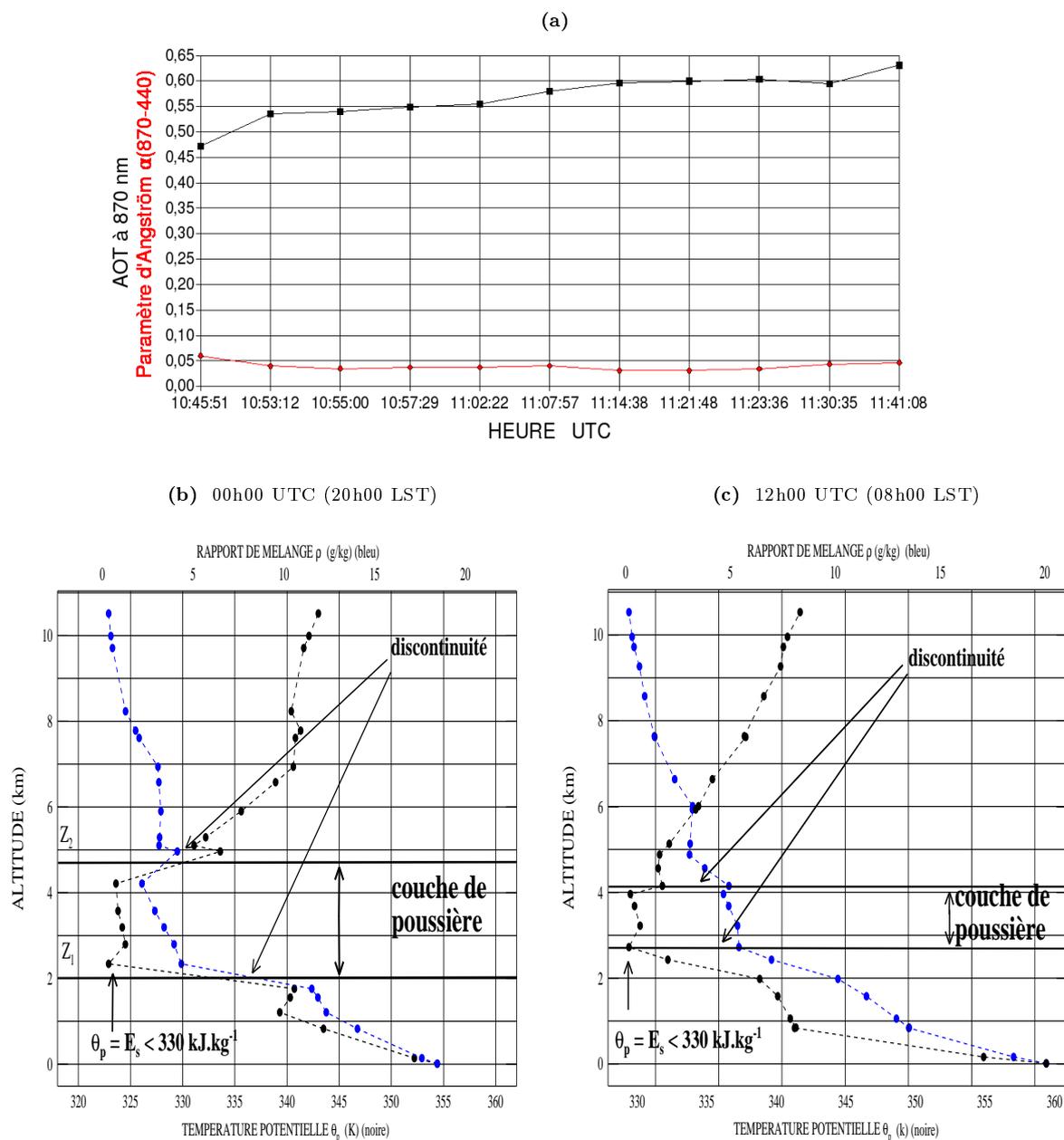


FIG. 15 – (a) Valeur de l'EOA à 870 nm et du paramètre d'Angström $\alpha_{870-440}$, (b) et (c) les profils verticaux du rapport de mélange ρ (bleu) et de la température potentielle θ_p (noir), pour le 7/07/2005.

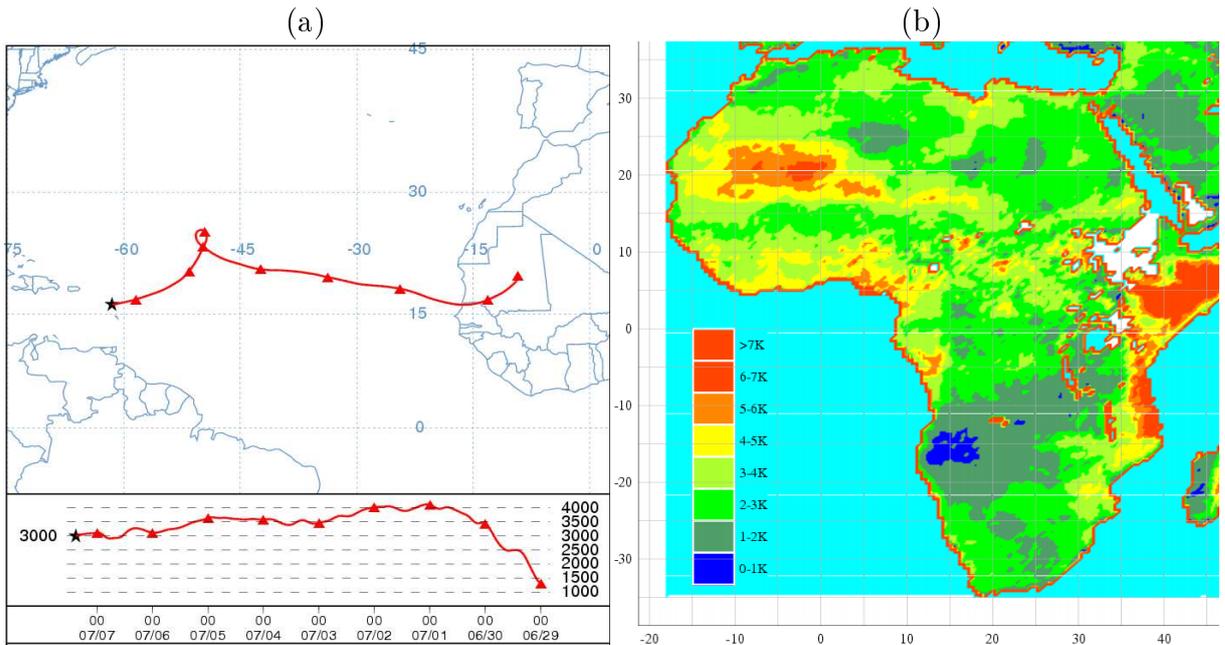


FIG. 16 – *Rétro-trajectoire en partant des coordonnées dans l'espace et dans le temps des masses d'air poussiéreuses au-dessus de la Guadeloupe pour la journée de 7 Juillet 2005.*

5.4 Contamination nuageuse

Le problème de la contamination nuageuse a été traité par une méthode basée sur la stabilité temporelle de la température de brillance du ciel. Nous avons choisi cette méthode compte tenu de la fréquence d'acquisition relativement élevée des mesures par le radiomètre CLIMAT (une acquisition toutes les 10 *mn*). Les résultats obtenus sont présentés dans la Figure 17. Chaque point rouge est une mesure temporellement stable. On a choisi un seuil de 0.5 *K* pour l'écart-type σ de trois mesures consécutives de température de brillance (si $\sigma > 0.5 K$, la valeur centrale est considérée comme nuageuse).

Ce traitement automatique n'élimine cependant pas certaines périodes où la nébulosité reste élevée. Ainsi la période du 8 au 12 Juin (jours n°38 à 42 sur la Figure 17) non éliminée est caractérisée par des températures de brillance élevées. Elle est marquée par des précipitations (Figure 18a.). On vérifie en outre que la présence de nuages affecte alors l'éclairement global (diminution du flux solaire incident) comme le montre la Figure 18b..

La présence en permanence de nuages dans le ciel apparait alors de façon évidente, mais reste cependant indétectable par la méthode basée sur la stabilité temporelle de la température de brillance du ciel. Nous avons essayé d'éliminer de manière non automatique les cas nuageux non détectés (qui correspondent à des luminances élevées) à partir des données dont nous disposons.

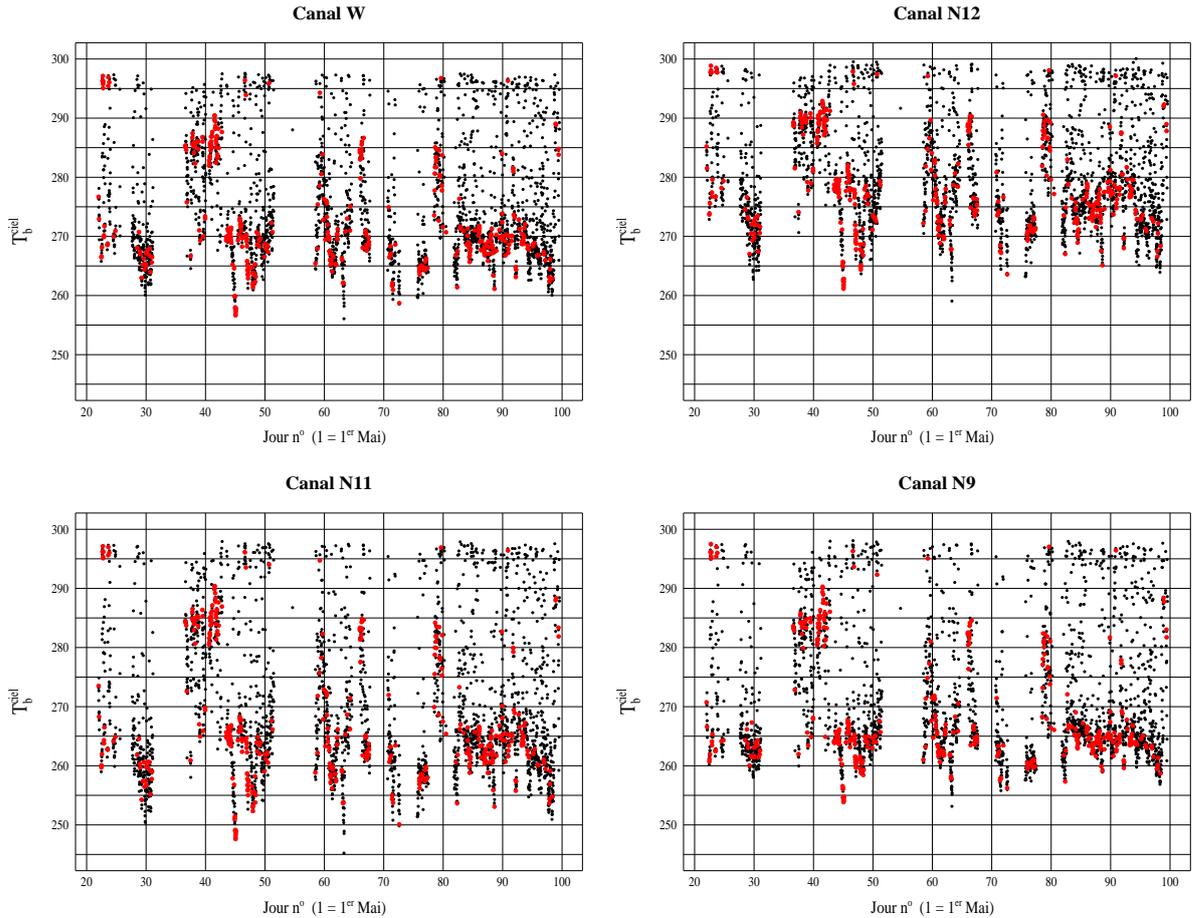


FIG. 17 – Filtrage des nuages basé sur la stabilité temporelle de la température de brillance du ciel au zénith. Les points rouges correspondent aux mesures stables.

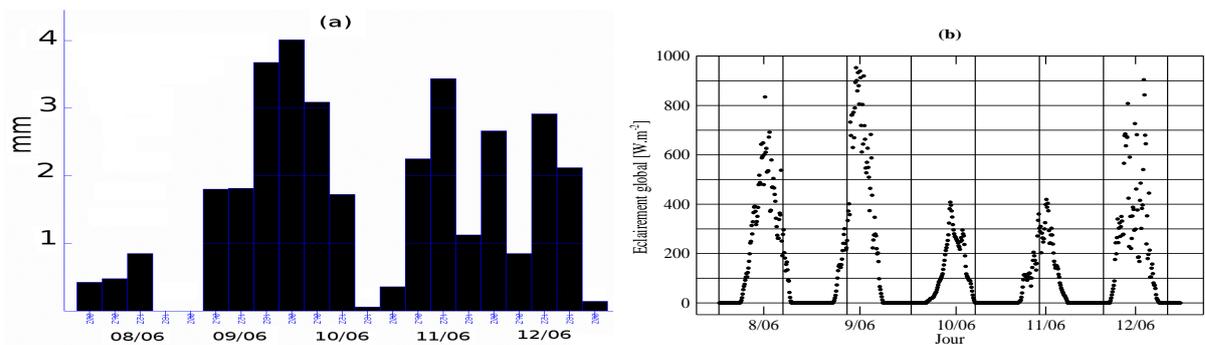


FIG. 18 – (a) Hauteur d'eau en mm cumulée toutes les 6 heures obtenue à partir du modèle FNL, NOAA (ARL) et (b) éclairement global pour la période du 8 au 12 Juin.

5.5 Relation entre luminance de ciel clair, épaisseur optique d'aérosol et contenu en vapeur d'eau

Dans l'infrarouge thermique, la luminance du ciel clair dépend des gaz absorbants et des particules d'aérosols. Dans cette partie, on s'inspire des travaux de *Pancrati* (2003) pour la campagne Sahélienne Niger 98. Il explique les variations de luminance du ciel selon

un modèle linéaire qui ne tient compte que de l'EOA δ_{870} (à 870 nm) et du contenu intégré en vapeur d'eau w , en s'appuyant sur des résultats de simulation de transfert radiatif dans l'atmosphère. Ces deux quantités sont les plus variables dans l'atmosphère à l'échelle de la durée de la campagne de mesures. En première approche nous avons utilisé le même modèle linéaire :

$$L_i^{ciel} = A^i \cdot \delta_{870} + B^i \cdot w + L_0^i \quad (V.2.)$$

où A^i est la sensibilité radiométrique à l'aérosol et B^i est la sensibilité radiométrique à la vapeur d'eau dans la canal i . Les résultats de ce traitement sont résumés dans le Tableau 9.

TAB. 9 – Valeurs des sensibilités radiométriques A à l'aérosol, B à la vapeur d'eau, des constantes L_0 et des coefficients de corrélation R sur les régressions, obtenus pour les campagnes (a) PCTAS, Guadeloupe, 2005 et (b) NIGER 98, Niger (d'après Pancrati, 2003).

(a) Gua.	W	$N12$	$N11$	$N9$	(b) Nig.	W	$N12$	$N11$	$N9$
A	0.123	0.008	0.032	0.027	A	0.358	0.028	0.075	0.068
B	0.0026	0.0032	0.002	-0.0019	B	0.298	0.062	0.020	0.036
L_0	1.313	0.179	0.255	0.195					
R	0.63	0.43	0.58	0.78					

En comparant les Tableaux 9a. et 9b., on s'aperçoit que les valeurs des sensibilités à l'aérosol A^i pour la Guadeloupe sont de 2.3 fois (canal $N11$) à 3.5 fois (canal $N12$) plus petites mais l'ordre des valeurs selon les canaux du radiomètre est la même. Pour la Guadeloupe, les sensibilités à la vapeur d'eau sont de 10 à 100 fois plus faibles que pour le Niger, proches de zéro, voire négative pour le canal $N9$. En Guadeloupe, le contenu intégré en vapeur d'eau varie de 3.3 à 5.7 $g.cm^{-2}$, alors qu'au Niger il variait entre 0.6 et 1.6 $g.cm^{-2}$. La valeur élevée du contenu en vapeur d'eau confère à l'atmosphère de Guadeloupe une faible transmittance atmosphérique dans l'IRT (8-14 μm) et explique les très faibles valeurs des coefficients de sensibilité à la vapeur d'eau B^i (effet de saturation). Elle explique aussi les valeurs des sensibilités A^i à l'aérosol désertique plus faible qu'au Sahel car l'émission de la couche d'aérosol est partiellement absorbée par les couches atmosphériques humides sous-jacentes.

6 CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

6.1 Conclusions générales

Après avoir décrit le radiomètre et présenté son principe différentiel de mesure, l'exploitation des données d'étalonnage nous a permis de déterminer les sensibilités radiométriques dans chaque canal. L'analyse de la mesure radiométrique lors des étalonnages fait apparaître des incertitudes sur la détermination de la température du corps noir pour les températures extrêmes (très basses et très élevées). Une correction a été apportée en réajustant les paramètres spectraux de l'appareil.

L'utilisation des mesures de corps noir de terrain nous a permis de choisir entre les étalonnages réalisés en Avril 2005 et Décembre 2005, avant et après la campagne de mesure PCTAS, l'étalonnage de Décembre, en excellent accord avec les mesures de terrain. De plus, ces mesures corps noir nous ont permis de détecter une anomalie de fonctionnement du radiomètre et d'éliminer les données anormales.

Nous avons exploité les mesures ciel validées de la campagne PCTAS en utilisant l'ensemble des paramètres d'étalonnage radiométrique précédemment décrits. Nous avons traité le problème de la détection de contamination nuageuse en utilisant un filtre sur l'écart-type des mesures (répétées toutes les 10mn), complété par un travail manuel concernant les cas de présence nuageuse stable.

Nous avons traité les luminances de ciel clair en considérant un modèle linéaire en fonction de l'épaisseur optique d'aérosol et du contenu vertical intégré de vapeur d'eau. La comparaison avec les résultats obtenus au Sahel (Niger) montre un accord entre les allures spectrales de la sensibilité radiométrique à l'aérosol, avec cependant des niveaux de sensibilité moindres pour l'aérosol désertique de Guadeloupe. La sensibilité radiométrique à la vapeur d'eau pour la Guadeloupe apparaît très faible par rapport aux valeurs obtenues pour le Sahel. Ces différences doivent s'expliquer par la présence de quantités de vapeur d'eau beaucoup plus importantes au-dessus de la Guadeloupe ($3.3 - 5.7 \text{ g.cm}^{-2}$) qu'au-dessus du Sahel ($0.6 - 1.6 \text{ g.cm}^{-2}$).

Ce travail s'inspire d'une précédente étude réalisée à partir d'une campagne sahélienne. Cependant les conditions météorologiques régnant en Guadeloupe (nuages, humidité), rendent l'exploitation des données beaucoup plus délicate. Nous avons pu résoudre les difficultés associées à cette situation, contribuant ainsi à l'amélioration méthodologique de cette télédétection dans l'infrarouge thermique.

6.2 Perspectives

Les mesures effectuées aux sol dans l'IRT permettent de compléter la caractérisation radiative obtenue par photométrie. Elles permettent en outre de donner des informations sur la composition de l'aérosol désertique. Il serait intéressant poursuivre ce travail afin de comparer les caractéristiques de l'aérosol sahélien, proche de sa zone de génération, avec les caractéristiques de l'aérosol de Guadeloupe, qui n'est autre que l'aérosol sahélien ayant traversé l'Atlantique.

Références

- [1] Alfaro S. C., S. Lafon, J. L. Rajot, P. Formenti, A. Gaudichet, M. Maillé (2004), Iron oxides and light absorption by pure desert dust : An experimental study, *J. Geophys. Res.*, 109, D08208, doi :10.1029/2003JD004374.
- [2] Aspliden C. (1972), Analyse de structures énergétiques lors de BOMEX, report, Barbados Oceanogr. and Meteorol. Exp., NOAA, Tallahassee, Fla.
- [3] Bohren, C. F. and Huffman, D. R., 1983. Absorption and scattering of light by small particles, 530 pp., John Wiley & sons, New York.
- [4] Brogniez G., C. Pietras, M. Legrand, P. Dubuisson and M. Haeffelin (2003), A High-Accuracy Multiwavelength Radiometer for In Situ Measurements in the Thermal Infrared. Part II : Behavior in Field Experiments, *J. Atmos. Oceanic Technol.*, 1023-1033.
- [5] Caquineau S., A. Gaudichet, L. Gomes and M. Legrand (2002), Mineralogy of saharan dust transported over northwestern tropical Atlantic ocean in relation to source regions, *J. Geophys. Res.*, 107, D15.
- [6] Chiapello I., G. Bergametti, L. Gomes , B. Chatenet , F. Dulac , J. Pimenta , E. Santos Soares (1995), An additional low layer transport of Sahelian and Saharan dust over the North-Eastern Tropical Atlantic, *Geophys. Res. Lett.*, 22, 3191-3194.
- [7] D'Almeida, G. A. (1986), A model for Saharan dust transport, *J. Clim. Appl. Meteor.*, 25, 903-916.
- [8] Dubovik O., M. D. King (2000b), A flexible inversion algorithm for retrieval of aerosol properties from sun and sky radiance measurements, *J. Geophys. Res.*, 105, 20673-20696.
- [9] Holben B.N., T.F. Eck, I. Slutsker, D. Tanre, J.P. Buis, A. Setzer, E. Vermote, J.A. Reagan, Y. Kaufman, T. Nakajima, F. Lavenu, I. Jankowiak and A. Smirnov (1998), AERONET - A federated instrument network and data archive for aerosol characterization, *Rem. Sens. Environ.*, 66, 1-16.
- [10] Intergovernmental Panel on Climate Change (IPCC) (2001), *Climate Change 2001, The Scientific Basis : Contribution of Working Group I to the Third Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate*, edited by J. T. Houghton et al., Cambridge Univ. Press, New York
- [11] Legrand M., C. Pietras, G. Brogniez and M. Haeffelin (2000), A High-Accuracy Multiwavelength Radiometer for In Situ Measurements in the Thermal Infrared. Part I : Characterization of the Instrument, *J. Atmos. Oceanic Technol.*, 17, 1203-1214.
- [12] Legrand M., O. Pancrati, N.P.J. Brooks, L.J. Shipman. Climatology of African dust by means of Meteosat IR throughout the period 1984-1998. in *IRS'2000 : Current Problems in Atmospheric Radiation*, W.L. Smith and Yu. M. Timofeyev (Eds), A. Deepak Publishing, Hampton, Virginia, 56-59.
- [13] Levenberg K., Meet. Amer. Math. Soc. Chicago, 1943.
- [14] Moulin C. (1997), Transport atmosphérique des poussières africaines sur la Méditerranée et l'Atlantique : climatologie satellitale à partir des images Météosat VIS (1983-1994) et relations avec le climat, Thèse, Paris 6.
- [15] Nakajima T., M. Tanaka and T. Yamauchi (1983), Retrieval of optical properties of aerosols from aureole ant extinction data, *Appl. Opt.*, 22, 2951-2959.
- [16] Pancrati O. (2003), Télédétection de l'aérosol désertique depuis le sol par radiométrie infrarouge thermique multibande, Thèse, Univ. Lille 1.
- [17] Petit R. H., M. Legrand, I. Jankowiak, J. Molinié, C. Asselin de Beauville, G. Marion and J. L. Mansot (2005), Transport of Saharan dust over the Caribbean Islands : study of an event, *J. Geophys. Res.*, 110, D18S09, doi :10.1029/2004JD004748.
- [18] Pietras C. (1996), Développement d'un radiomètre infrarouge thermique multicanal : qualification du prototype large champ CLIMAT, Thèse, Univ. Lille 1.
- [19] Prospero J. M. and T. N. Carlson (1972), Vertical and areal distribution of Saharan dust over the western equatorial North Atlantic Ocean, *J. Geophys. Res.*, 77, 5255-5265.
- [20] Prospero J. M., R. A. Glaccum, and R. T. Nees (1981), Atmospheric transport of soil dust from Africa to South America, *Nature*, 289, 570-572.
- [21] Prospero J. M. and P. J. Lamb (2003), African Droughts and Dust Transport to the Caribbean : Climate Change Implications, www.sciencemag.org/cgi/content/full/302/5647/1024/

7 REMERCIEMENTS

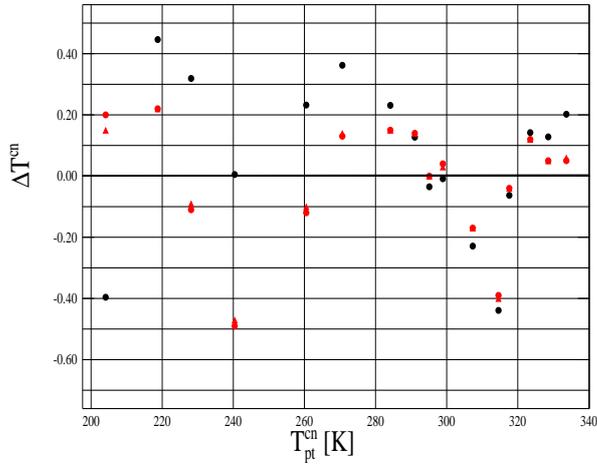
Je remercie le Directeur du LOA, Didier Tanré, qui m'a donné le privilège d'effectuer ce travail au sein de son laboratoire. Ma gratitude va à Rose Helen Petit qui m'a aidé à obtenir ce stage. Mes remerciements vont à Michel Legrand qui m'a encadré au cours de ces six mois de travail ainsi qu'à Gérard Brogniez pour son aide précieuse. Je remercie également Christine Deroo et Romain pour leur aide à l'utilisation de l'informatique et des logiciels du LOA. Une pensée pour Gaëlle et Bertrand pour leur soutien et pour le temps qu'ils ont su m'accorder.

Ce travail a été rendu possible grâce à l'utilisation de produits et de logiciels gracieusement mis à disposition des utilisateurs. C'est ainsi que j'ai pu utiliser le site Internet <http://www.arl.noaa.gov> de la NOAA pour leur logiciel Hysplit de rétro-trajectoires et les réanalyses, le site <http://aeronet.gsfc.nasa.gov> de la NASA pour les données du réseau AERONET et le site <http://weather.uwyo.edu/upperair/sounding.html> de l'Université du Wyoming pour la mise à disposition des radiosondages. Le logiciel Mgraph de Christine Deroo et Louis Gonzales m'a été de la plus grande utilité.

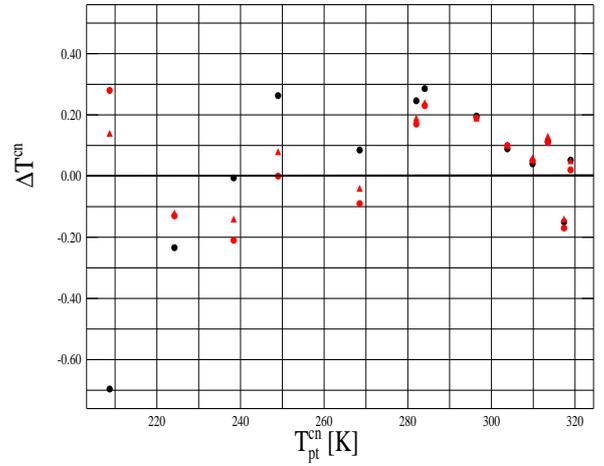
Je remercie également toutes les personnes impliquées de près ou de loin dans la campagne de mesure PCTAS sans qui ce travail n'aurait pu voir le jour.

8 ANNEXE 1

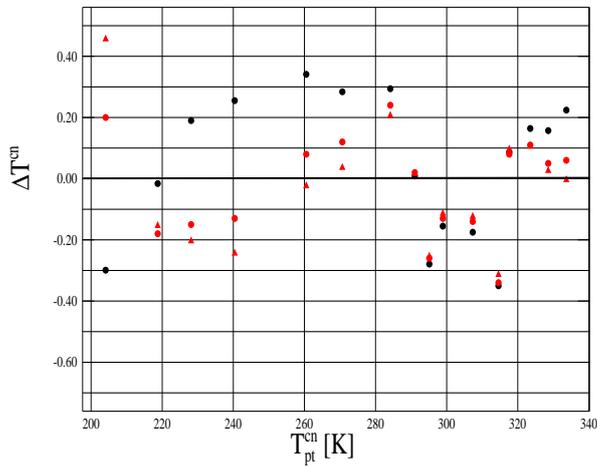
Canal N12 - Etalonnage Avril 2005 (A.1.1)



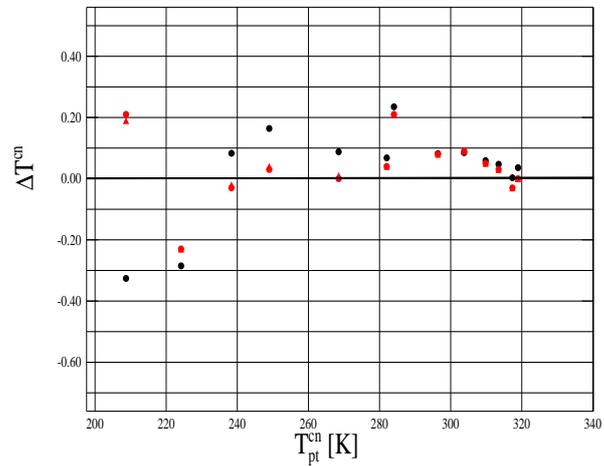
Canal N12 - Etalonnage Décembre 2005 (A.1.2)



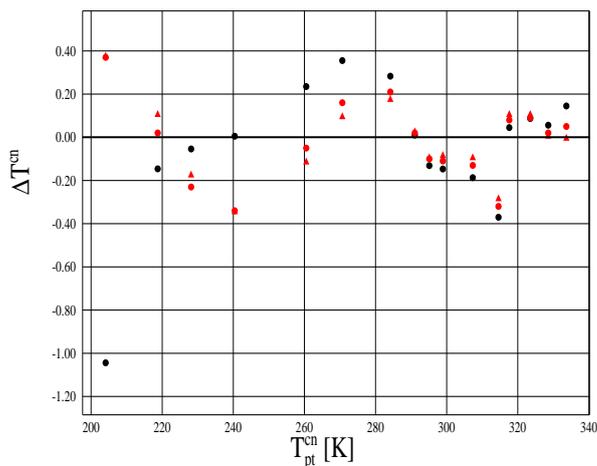
Canal N11 - Etalonnage Avril 2005 (A.1.3)



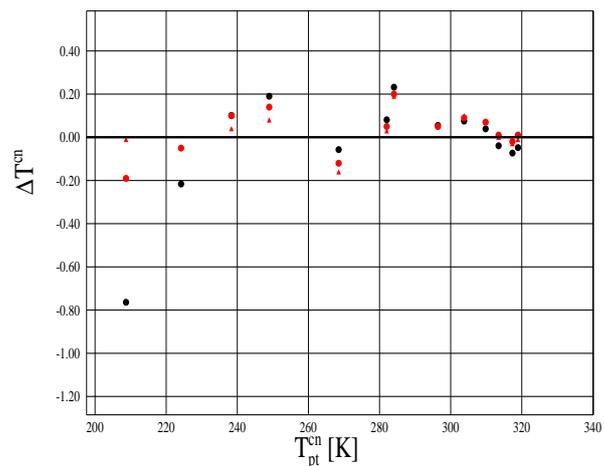
Canal N11 - Etalonnage Décembre 2005 (A.1.4)



Canal N9 - Etalonnage Avril 2005 (A.1.5)

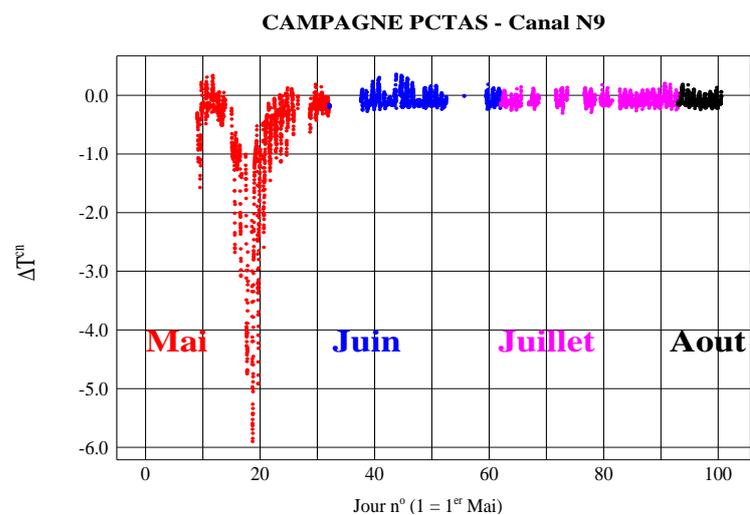
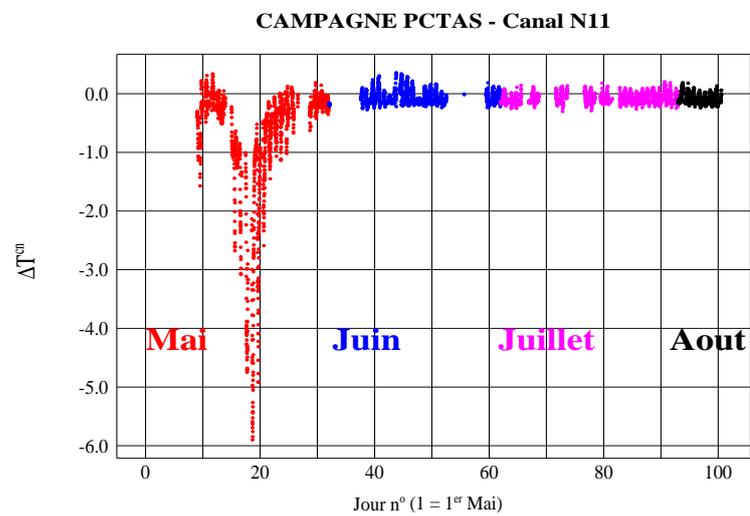
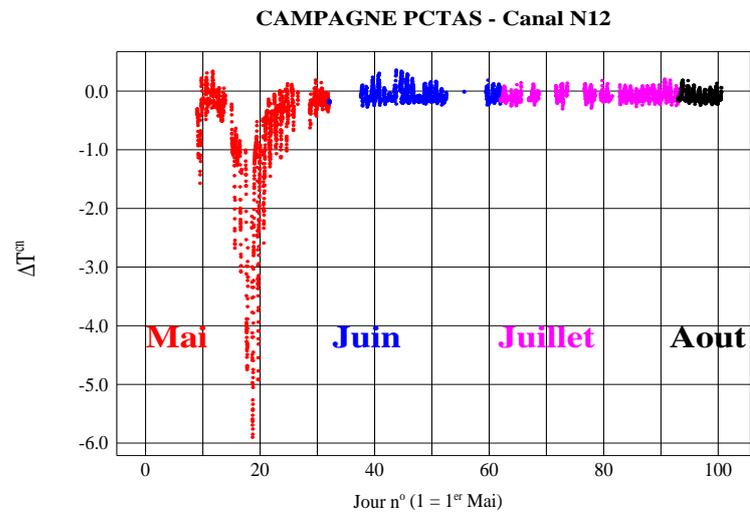


Canal N9 - Etalonnage Décembre 2005 (A.1.6)



Différence ΔT^{cn} obtenue pour les canaux N12, N11 et N9 avec les coefficients spectraux initiaux (points noirs), optimisés avec trois paramètres (points rouges) et optimisés avec quatre paramètres (triangles rouges), présentée en fonction de la température du corps noir T_{pt}^{cn} , pour l'étalonnage d'Avril 2005 et l'étalonnage de Décembre 2005.

9 ANNEXE 2



Différence ΔT^{cn} obtenue lors de la campagne de mesure PCTAS pour les canaux étroits N12, N11 et N9. On a utilisé les coefficients spectraux optimisés obtenus avec l'étalonnage de Décembre 2005.