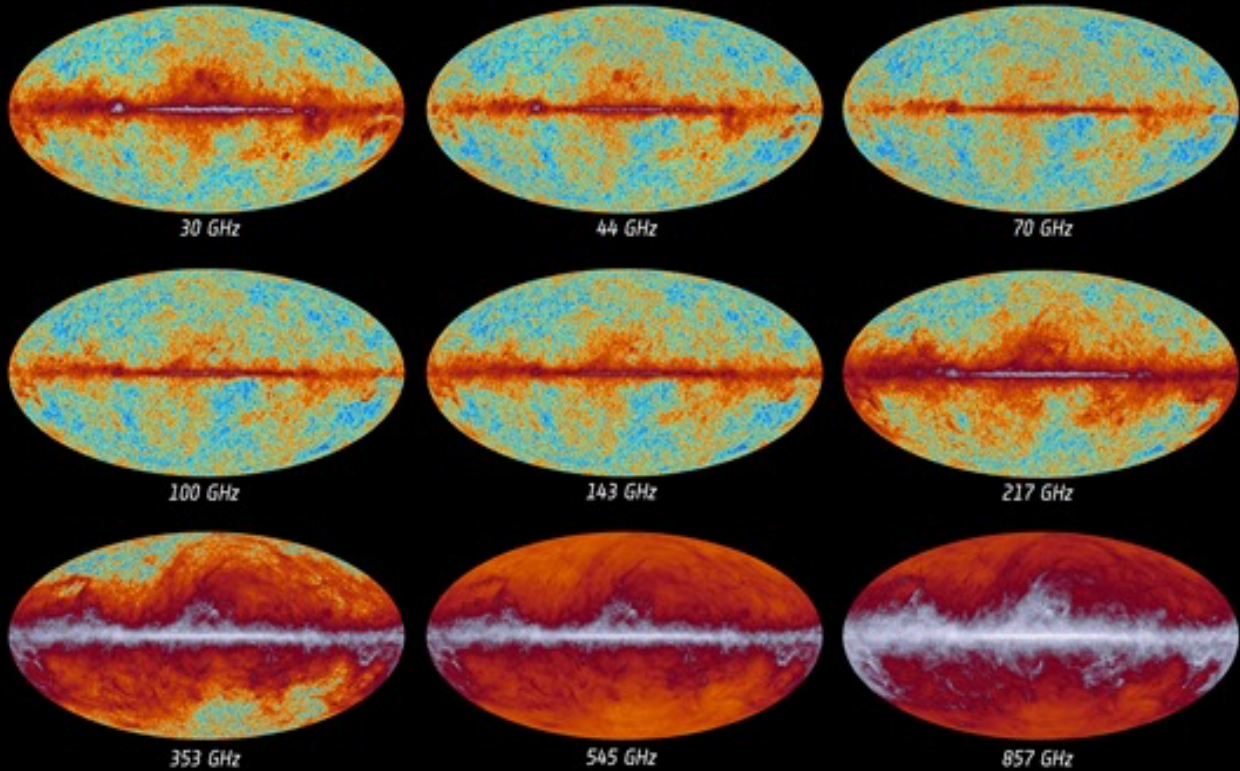




planck

The sky as seen by Planck



L'émission de la poussière interstellaire

Rapport de stage

Sous la direction de LEVRIER François

Table des matières

Introduction	page 2
Poids de l'instrumentation.....	page 2
Etude des bandes passantes de Planck	page 2
Mise en évidence du biais	page 3
Minimisation et correction du biais	page 5
Etude du corps noir avec la prise en compte de bruit	page 6
Extension au satellite LiteBird	page 7
Physique de la poussière interstellaire	page 8
L'émission des nuages de poussières interstellaires.....	page 8
Comment la distance influence-t-elle la température des poussières interstellaires.....	page 9
Conclusion et remerciements	page 12

1. Introduction

J'ai effectué mon stage au laboratoire de physique de l'Ecole Normale Supérieure sous la pédagogie de François Levrier. Le laboratoire LPENS, créé le 1^{er} janvier 2019, est un laboratoire de recherche fondamentale interdisciplinaire, en physique et ses interfaces. Il couvre de nombreux domaines scientifiques comme la biophysique, la physique des fluides et des interfaces, la physique des matériaux ou encore l'astrophysique. Le laboratoire est fruit de la collaboration entre l'ENS et le CNRS. Il est également placé sous la tutelle de Sorbonne Université et l'Université Paris Cité.

François Levrier a notamment participé à la collaboration internationale en charge d'étudier les données récoltées par le satellite Planck. La mission de la coalition était de cartographier et d'approfondir nos connaissances sur le fond diffus cosmologique. Dans quelques années, la mission sera confiée à un satellite plus performant nommé LiteBird. LiteBird s'inscrit dans la quatrième génération de satellites dédiée à la mesure de l'émission du rayonnement fossile. Les trois premières générations étaient COBE (NASA, 1989), WMAP (NASA, 2001) et Planck (ESA, 2009). Le but de ces télescopes est de cartographier le fond diffus cosmologique, toutefois les émissions de celui-ci sont fréquemment confondues avec d'autres signaux parasites comme ceux des nuages de poussières. Il est donc nécessaire d'étudier ces émissions parasites afin de cerner les signaux qui nous intéressent.

J'ai eu la chance de faire mon stage tous les lundis après-midi dans les bureaux du département d'astrophysique du laboratoire, sous la pédagogie de François Levrier. Ce stage vise à traiter les données récoltées par le télescope spatial Planck qui a notamment perçu l'émission des poussières interstellaires. En effet, ces particules portées à faible température (10-20K) sous l'effet d'un rayonnement, émettent des photons qui se traduisent sous forme d'un signal que nous percevons sur Terre. Ce signal, semblable à celui d'un corps noir modifié, est source d'informations sur les poussières, notamment sur leur environnement. Nous allons donc étudier les données de Planck sur Python afin de se pencher sur l'impact de l'instrumentation, et également sur l'origine de l'émission des poussières. Une partie de ce stage inclus l'anticipation des données du télescope LiteBird qui sera envoyé dans l'espace en 2027.

Nous nous sommes ainsi demandé d'où provenait le corps noir modifié émis par les poussières et quels étaient les paramètres influençant son allure. Pour cela, nous allons tout d'abord étudier l'impact de l'instrumentation sur les mesures prises par le télescope, et enfin nous verrons brièvement l'origine de l'émission des poussières et les paramètres qui l'influencent.

2. Le poids de l'instrumentation

2.1 Etude des bandes passantes de Planck

Avant de passer à l'étude de l'émission des poussières interstellaires, nous nous sommes d'abord penchés sur l'instrumentation en elle-même qui joue un rôle assez conséquent sur les valeurs des données recueillies par le télescope.

Nous disposons ici des propriétés instrumentales du satellite Planck, et plus spécifiquement de son instrument à haute fréquence (HFI). Celui-ci recueille l'émission du ciel au travers de 52 détecteurs couvrant un intervalle de fréquence assez large et groupés autour de six fréquences 'nominales' : 100 GHz (8 détecteurs), 143 GHz (12 détecteurs), 217 GHz (12 détecteurs), 353 GHz (12 détecteurs), 545 GHz (4 détecteurs) et 857 GHz (4 détecteurs). Ainsi, la première étape de notre démarche vise à étudier les bandes passantes de ces différents détecteurs, ce qui nous donnera une idée de la façon dont le spectre d'une

émission est « distordu » par le télescope. Pour cela, à l'aide d'un fichier¹ contenant toutes les données récoltées par Planck, nous avons tracé les différentes bandes passantes en moyennant les transmissions détecteurs sur chaque fréquence de référence. Cette transmission moyenne est représentée sur la figure 1.

Nous pouvons observer que le satellite Planck étudie l'émission du ciel en « bande large ». Or, cela peut constituer un biais non négligeable sur l'émission thermique des poussières. En effet, si nous avions un instrument qui mesurait les données à travers des bandes plus fines et plus régulièrement distribuées sur le spectre, cela nous aurait permis d'obtenir un spectre fidèle. Nous pouvons donc prévoir que cela aura un impact sur les données que nous allons étudier tout au long de ce stage. C'est pourquoi une étude du biais engendré et de la correction à appliquer est primordiale pour obtenir les propriétés spectrales vraies à partir de celles mesurées.

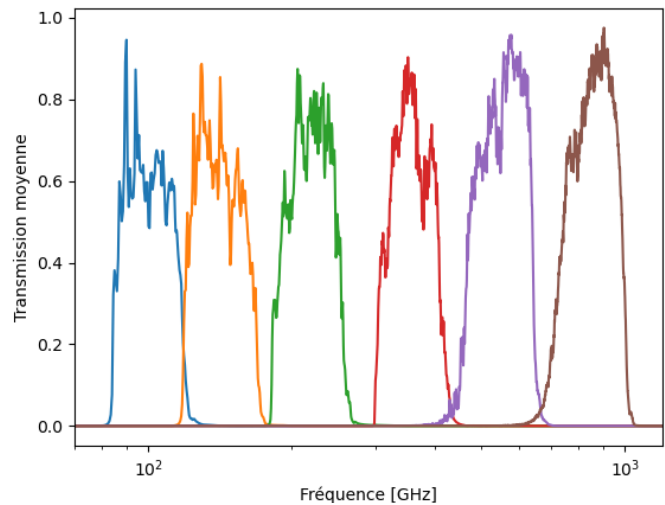


Figure 1 : bandes passantes du télescope Planck.

En bref, ce graphe nous montre qu'il est nécessaire de vérifier le poids de l'instrumentation dans le traitement de l'émission des nuages de poussières interstellaires, est-il négligeable ? important ? En effet, cela peut s'avérer assez critique dans les études de précision comme l'étude du fond diffus cosmologique dont l'émission a lieu aux mêmes fréquences : il faut donc les séparer de celle des poussières de la galaxie. Nous allons donc chercher à comprendre à quel point cela influence-t-il nos données et ensuite comment corriger ce biais afin d'obtenir des mesures les plus fiables possibles.

2.2 Mise en évidence du biais

En second lieu, nous allons donc étudier la courbe d'un corps noir modifié, qui modélise relativement bien l'émission thermique des poussières interstellaires, afin de mettre en évidence la présence de ce biais. Pour y parvenir, nous avons tout d'abord construit la fonction de Planck telle que :

$$B_\nu(\nu, T) = \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} * \frac{2h\nu^3}{c^2}$$

- ν est la fréquence du rayonnement du corps noir, en Hz ;
- $h = 6,626\,070\,15 \times 10^{-34} \text{ J.s}$ est la constante de Planck ;
- $c = \frac{c_0}{n}$, avec $c_0 = 299\,792\,458 \text{ m.s}^{-1}$ la vitesse de la lumière dans le vide et n l'indice de réfraction du milieu. « c » est la vitesse de propagation du rayonnement du corps noir dans le milieu ;
- $k = 1,380\,649 \times 10^{-23} \text{ J.K}^{-1}$ est la constante de Boltzmann ;
- T est la température du corps noir, en K.
- B_ν est donc la luminance énergétique spectrale d'un corps noir par unité de fréquence (sa « brillance »), en $\text{W.m}^{-2}.\text{sr}^{-1}.\text{Hz}^{-1}$;

¹ https://wiki.cosmos.esa.int/planck-legacy-archive/index.php/The_RIMO tiré de « Planck Collaboration », 2014, A&A, 571, A9

Cette fonction est la base de toutes les analyses que nous ferons dans la suite. Vient ensuite la seconde fonction primordiale de cette étude qui est celle du corps noir modifié noté I :

$$I(\nu, \beta, \tau, T) = \tau \left(\frac{\nu}{\nu_0} \right)^\beta B_\nu(\nu, T)$$

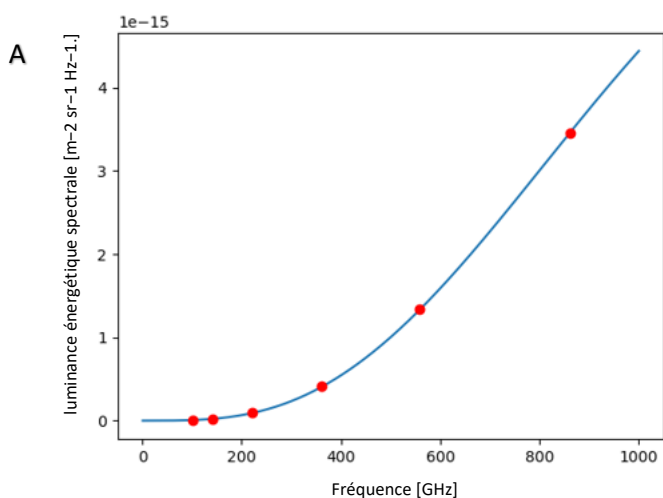
- ν la fréquence ;
- ν_0 une fréquence de référence ;
- $B_\nu(\nu, T)$ la fonction de Planck en fonction de la température, dans la suite elle sera notée simplement $B_\nu(T)$;
- τ la profondeur optique du nuage de poussière à la fréquence ν_0 . En effet, un nuage de poussière absorbe la lumière visible d'arrière-plan avec une atténuation exponentielle en $e^{-\tau}$ (d'après la loi de Beer-Lambert). Et donc τ est une mesure de la quantité de poussières sur la ligne de visée

Dans l'entièreté de cette partie, nous avons choisi de fixer certains paramètres « en entrée » (c'est-à-dire les paramètres du nuage de poussière que nous simulons) :

- $T_d = 19.0$ K, environ la température des poussières interstellaires, c'est donc la température du corps noir modifié que nous étudions
- $\beta = 1.5$, indice spectral des poussières, il caractérise l'absorption des poussières car les poussières n'absorbent pas de la même façon à toutes les fréquences
- $\tau = 1.10^{-3}$, Dans cette étude, nous ne ferons pas varier le paramètre τ

Nous pouvons ainsi réaliser le tracé de la moyenne du corps noir modifié pondérée par les transmissions moyennes de chaque bande. Pour cela, nous avons récupéré les transmissions de chaque détecteurs et nous avons fait la moyenne sur chaque fréquence nominale. Ensuite, à l'aide de la fonction du corps noir modifié, nous avons tracé l'allure de celui-ci (courbe bleue), ainsi que le corps noir modifié à partir des valeurs pondérées aux fréquences effectives (points rouges) en fonction de la fréquence en GHz (figure 2A).

Nous allons ensuite réaliser un ajustement avec la même fonction « corps noir modifié » : en se basant sur celle-ci, l'ajustement consiste à construire la courbe que forme chaque point des valeurs pondérées aux fréquences effectives afin que le programme nous renvoie à quel T_d et β cela correspond t-il. Si nous faisons, nous pouvons alors connaître la valeur « renvoyée par le télescope ». Nous observons une différence entre la valeur entrée et renvoyée, le télescope agit donc comme un « filtre ». (figure 2B).



B

	Valeur entrée	Valeur renvoyée
Td	19.0 K	18.46 K
β	1.5	1.5097

Figure 2 : Etude d'un corps noir modifié et du biais obtenu lors des mesures

Avec ces résultats, nous avons pu vérifier que la mesure des données par le satellite induisait effectivement un biais car l'ajustement montre que la valeur renvoyée n'est pas la même que la valeur entrée. Si nous étions face à les données sur le fond diffus cosmologique, les résultats récoltées par le satellite présenteraient également un biais, ce qui pourrait fausser nos interprétations, il faudrait donc « corriger »

ce biais. C’est ainsi que la prochaine étape consiste à comprendre comment minimiser ce biais ou encore comment le corriger afin d’obtenir des données fiables.

2.3 Minimisation et correction du biais

Lors de la précédente étude, nous nous sommes basés sur la transmission moyennée sur chaque bande passantes. Nous pouvons penser que cela n’affecte pas le signal mais en conditions réelles, chaque détecteur mesure un signal indépendamment des autres. Afin d’obtenir des résultats plus « réels » nous allons réitérer notre démarche (bandes passantes puis corps noir modifié puis ajustement) mais en prenant nos données détecteur par détecteur, afin d’estimer si cela réduit le biais ou non.

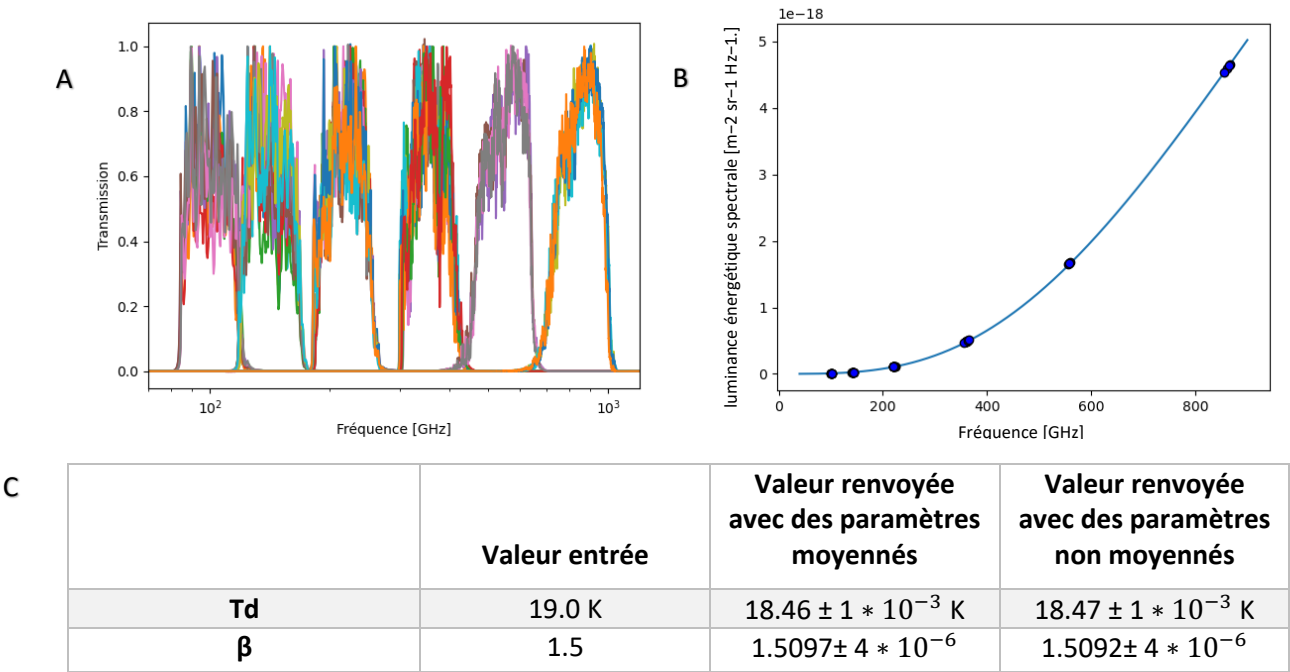


Figure 3 : étude du corps noir modifié mais en prenant les données des détecteurs de chaque bande

Sur la figure A sont représentées les bandes passantes détecteur par détecteur. La figure B illustre le corps noir ainsi obtenu si nous traitons la transmissions détecteurs par détecteurs, les points représentent les valeurs pondérées aux fréquences effectives. La figure C est un tableau comparatif entre les valeurs renvoyées avec des paramètres moyennés et valeurs renvoyées avec des paramètres non moyennés, nous permet de voir comment évolue le biais ici.

Nous pouvons constater sur la figure 3C que, par apport au cas précédent, les valeurs renvoyées ici sont plus proches de celles prises en entrée: le biais diminue de 0,01 pour la température et de 0.0005 pour β . Toutefois, le biais reste important par rapport aux incertitudes, et cela peut encore représenter une gêne lors d’études astrophysiques. Pour remédier à ce problème, nous allons donc estimer une correction à appliquer sur les mesures prises par l’instrumentation afin de se rapprocher au maximum de la valeur d’ « entrée ».

Afin d’estimer la correction à appliquer, nous allons étudier plus en détail le biais en faisant varier la température et l’indice spectral : notre but ici est de connaître la valeur de la correction en fonction de « l’état » des poussières. Nous prenons donc une série de couple (Td, β), puis nous réitérons la démarche précédemment décrite et nous stockons le biais de chaque cas dans un tableau à double entrée. Nous affichons ensuite ce tableau où le biais sur β qui est noté $\Delta\beta = \beta - \beta_0$ (où β_0 valeur d’entrée, figure 4A) ainsi

que le biais sur T_d qui est noté $\Delta T_d = T_d - T_{d_0}$ (où T_{d_0} valeur d'entrée, figure 4B) sont représentés sous forme d'intensité de couleur.

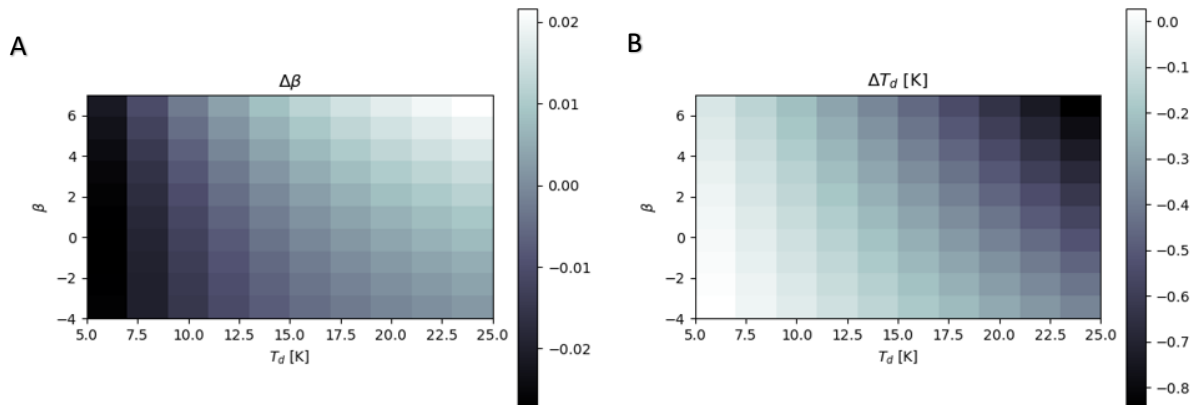


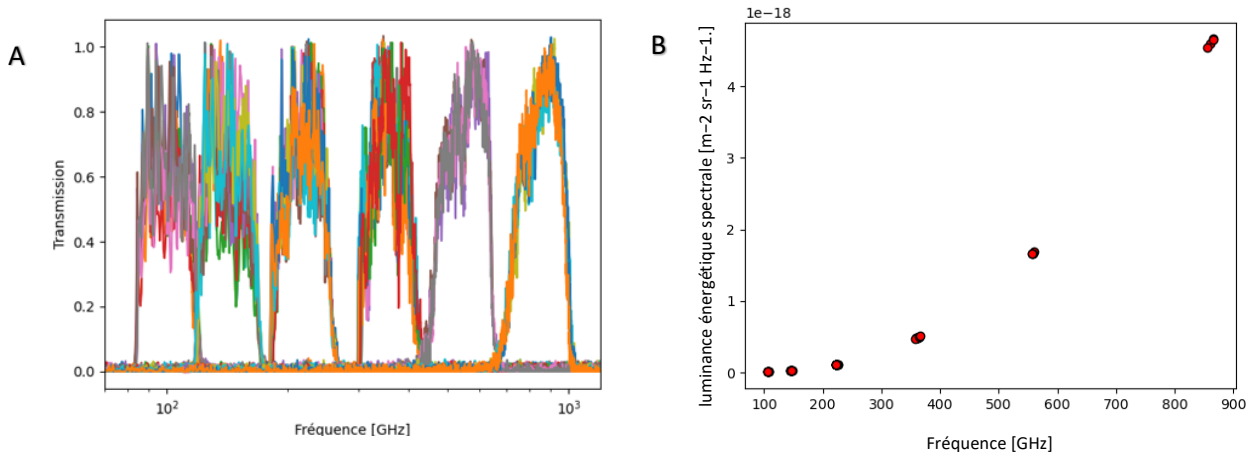
Figure 4: étude du biais sur β et sur T_d

Notons que pour construire ce graphe nous avons exploré une grille régulière de valeurs de T_d et de β . Toutefois nous avons réitéré l'opération sur une grille irrégulière de couple (T_d, β) ce qui nous donne une grille irrégulière de valeurs de $\Delta\beta$ et ΔT_d . C'est ainsi que nous avons donc le biais quelle que soit la valeur de T_d ou β compris dans leur intervalle ($\beta \in [1,2]$ et $T_d \in [10,20]$ K).

$\Delta\beta$ et ΔT_d doivent donc être « compensés » sur les valeurs renvoyées par l'instrument. La correction consiste à retirer la valeur du biais précédemment stockée dans le tableau (interpolation). Grâce au graphe ci-dessus nous avons une idée de la correction à appliquer en fonction de la température et de l'indice spectral des poussières. Toutefois, après correction, il existe toujours un léger biais. Mais celui-ci peut être considéré comme négligeable car son ordre de grandeur se situe entre 10^{-4} et 10^{-5} , ce qui est bien inférieur aux incertitudes. Par exemple pour $T_d = 19$ K, après correction nous avons $T_{d_{finale}} = 18.47$ K avec un biais de 7.7×10^{-4} sachant que l'incertitude est de 1×10^{-3} , le biais est donc négligeable.

2.4 Etude du corps noir modifié en prenant en compte le bruit

Afin de se rapprocher au mieux des conditions réelles d'observation, il faut ajouter du bruit à nos données. Le but ici est de comparer les valeurs de T_d et de β après correction du biais avec et sans bruit. Nous allons donc représenter les bandes passantes de notre instrument en ajoutant un bruit gaussien aux valeurs de la transmission, puis nous allons calculer les signaux mesurés pour un certain couple (T_d, β) à partir de ces transmissions bruitées et enfin réaliser l'ajustement tout comme nous avons fait précédemment. Notons qu'ici nous avons appliqué la correction estimée dans la partie 2.3. La figure 5C nous donne donc la comparaison entre le biais obtenu et le biais précédent.



	Valeur entrée	Valeur renvoyée avec bruit	Valeur renvoyée sans bruit
Td	19 K	$17.98 \pm 1 * 10^{-3}$ K	$18.47 \pm 1 * 10^{-3}$ K
β	1.5	$1.553 \pm 4 * 10^{-6}$	$1.509 \pm 4 * 10^{-6}$

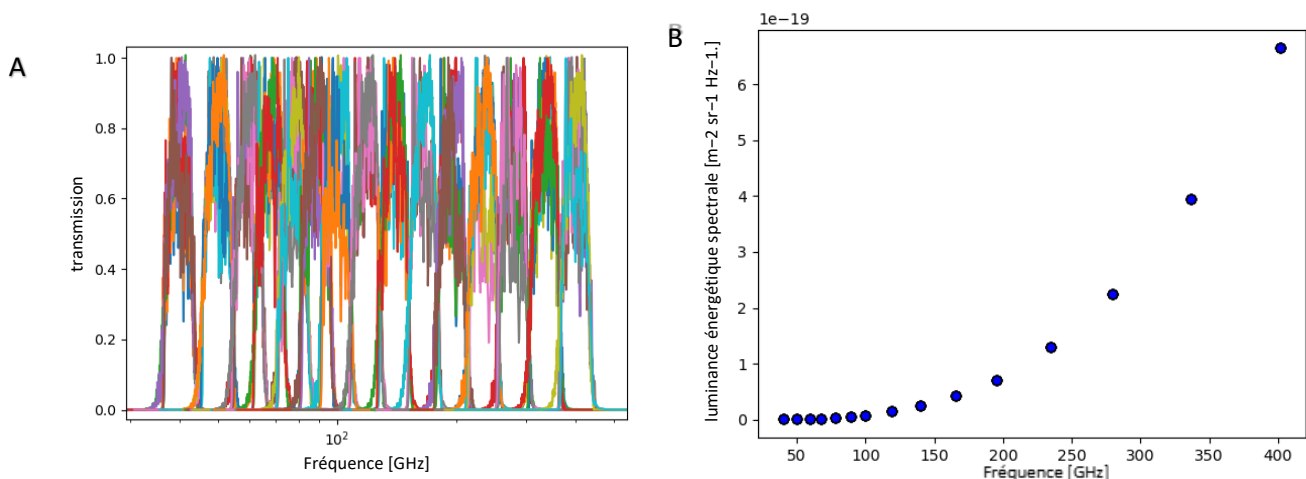
Figure 5 : Etude d'un corps noir avec présence de bruit

Comme nous le voyons dans la figure 5C, le biais avec le bruit sont décuplées : nous avons un biais supplémentaire de 0.49 sur la température et de 0.044 pour l'indice spectral. Ces valeurs sont très importantes comparées aux incertitudes (fournies par le programme) car le biais est doublé pour Td voire multiplié par cinq dans le cas de β . Ainsi, dans des conditions réelles d'observation, il faut également prendre en compte l'impact du bruit. Celui-ci peut être l'objet d'une correction supplémentaire. Toutefois nous n'avons pas traité cette partie du problème durant ce stage. De plus, en faisant varier la quantité de bruit, nous avons également vérifié que plus le bruit est important, plus on s'éloigne de la valeur en entrée. Ce qui est assez logique, le biais sera forcément plus important lorsque nous aurons plus de signaux parasites.

2.5 Extension au satellite LiteBird

Dans les années à venir, le satellite LiteBird sera envoyé au point de Lagrange L2 afin d'approfondir la cartographie du fond diffus cosmologique. Tout comme son prédécesseur, ce télescope recueillera l'émission du ciel mais également celle des objets dans la même gamme de fréquence. Il faudra donc également séparer l'émission des poussières de celle du fond diffus cosmologique. LiteBird se munit de beaucoup plus de détecteurs que Planck, couvrant un intervalle de fréquence assez large. Les 16 fréquences nominales sont ici comprises entre 40 GHz et 402 GHz. N'étant pas encore parti en mission, nous n'avons aucune transmission de ces détecteurs c'est pourquoi nous avons dû se baser sur Planck afin de les construire.

La première étape a été de tracer les bandes passantes de l'instrument, détecteur par détecteur, comme fait pour Planck dans la figure 5. Pour compenser l'absence de transmission, nous nous sommes basés sur les bandes passantes de Planck : nous avons pris la transmission d'un détecteur de Planck, choisi de manière aléatoire, et nous l'avons « reporté » à chaque fréquence de LiteBird, tout en s'assurant que la transmission finale ait la bonne largeur relative (dilatation ou contraction). Enfin, nous avons ajouté du bruit sur chaque bande de LiteBird afin de les différencier de celles de Planck. Nous obtenons ainsi la figure 6A. Puis nous avons réitéré les précédentes démarches pour calculer les intensités correspondantes à (Td, β) et l'ajustement.



	Valeur entrée	Valeur renvoyée avec Planck	Valeur renvoyée avec LiteBird
Td	19 K	$18.48 \pm 1 * 10^{-3}$ K	$18.87 \pm 1 * 10^{-3}$ K
β	1.5	$1.509 \pm 4 * 10^{-6}$	$1.499 \pm 4 * 10^{-6}$

Figure 6 : Prédictions de l'étude d'un corps noir par le satellite LiteBird

En finalité, nous y voyons des bandes plus fines et plus nombreuses que celles du satellite Planck (figure 6A). Nous pouvons alors comprendre que les résultats obtenus par LiteBird seront plus beaucoup plus précis que ceux de Planck. Notons toutefois que la plage en fréquence est un peu différente (ne monte pas jusque 857 GHz) donc l'ajustement pourrait être moins bon malgré le plus grand nombre de points. Concernant le biais, notons tout d'abord qu'ici l'étude se fait sans ajout de bruit ni correction afin de mieux comparer les deux instruments. Avec LiteBird, le biais est réduit de 0,39 pour Td et de 0.08 pour β . En finalité, le biais a été divisé par deux pour la température et par neuf pour l'indice spectral. En conclusion, dans cette extension nous avons pu étudier les nouvelles performances du satellite LiteBird qui aura pour mission d'étudier le fond diffus cosmologique dès 2027. La correction à appliquer sera moindre, la réduction du biais sur la valeur finale, et l'abondance de fines bandes passantes font de LiteBird un télescope plus performant et précis que les anciennes générations.

Dans cette première partie nous avons donc eu l'occasion d'étudier l'impact de l'instrumentation sur les données d'une étude de poussières interstellaires. Nous avons comparé plusieurs cas qui minimisent ou aggravent le biais et nous avons même estimé une correction permettant de réduire un maximum ce biais. Cette étude constitue la base de l'étude des poussières interstellaires ou toutes autres études se basant sur des observations car, afin d'avoir les données les plus proches de la réalité, il nous faut prendre en compte le biais issu de l'instrument afin de ne pas être induit en erreur.

3. Physique de la poussière interstellaire

Dans cette partie, nous allons nous intéresser à l'origine de l'émission de la poussière, ainsi qu'aux paramètres qui vont l'impacter. Nous partirons du principe que les poussières sont des grains de forme sphérique et de rayon 10 μm , nous notons ce rayon a . Ces données resteront constantes tout au long de notre étude.

3.1 L'émission des nuages de poussières interstellaires

Lorsque Planck nous a fourni les données de ses observations du fond diffus cosmologique, de nombreux signaux se sont confondus avec ceux initialement attendus. Parmi ces signaux parasites, nous retrouvons notamment les émissions des nuages de poussières interstellaires qui émettaient dans la même gamme de fréquence. Nous nous sommes interrogés sur l'origine de cette émission de la poussière.

Les poussières interstellaires sont présentes dans une grande partie du milieu interstellaire, nous les retrouvons notamment dans les nuages moléculaires, les reste de supernovæ etc. Un des effets les plus notables de la poussière est son interaction avec le rayonnement présent dans le

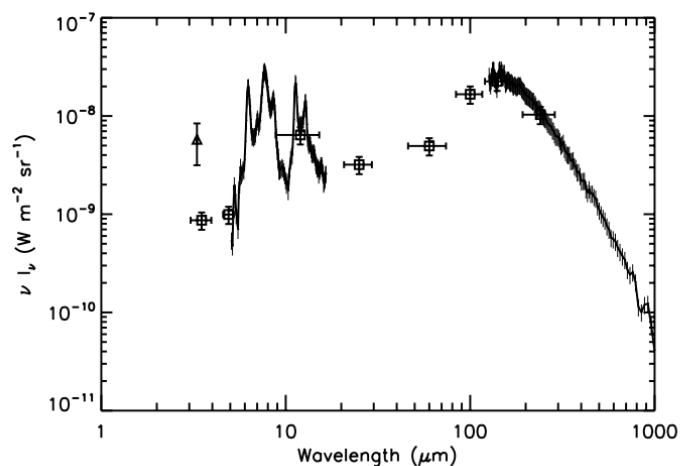


Figure 7 : Spectre d'émission des poussières interstellaires

milieu interstellaire. Les grains ont en effet la capacité d'absorber et de diffuser la lumière UV, visible et infrarouge proche des étoiles par un mécanisme sélectif en longueur d'onde. L'énergie absorbée les chauffe puis est réémise essentiellement dans l'infrarouge. Près de la moitié de la lumière émise par les étoiles est ainsi absorbée puis réémise, l'autre moitié restant inchangée ou est diffusée. En émettant de la lumière, les grains vont se refroidir et ainsi retrouver un état d'équilibre. La figure 7² vient illustrer le spectre d'émission des poussières.

D'un point de vue énergétique, en fonction de leur taille, les poussières sont plus ou moins stables lorsqu'elles sont soumises à un rayonnement : par exemple, les gros grains ($> 0.03 \mu\text{m}$) auront tendance à avoir un état énergétique constant avec quelques fluctuations lorsque ceux-ci rencontrent un photon. Pour un grain de petite taille, le profil énergétique présentera des fluctuations importantes mais moins régulières (par sa petite taille, il rencontrera moins de photon). Si nous considérons des grains de poussières dans un milieu interstellaire plutôt « calme » (loin d'une étoile, disque d'accrétion, etc), d'une taille de $10 \mu\text{m}$, ils auraient une température entre 10 et 20 K. Toutefois, la variation de la température d'un grain dépend aussi de sa composition (grains carbonés, silicatés, etc). Chaque grain aura également une section efficace d'absorption notée Q_{abs} qui joue un rôle important dans notre étude. En effet, celle-ci quantifie la probabilité d'une certaine interaction particule-photon. L'expression de l'énergie absorbée par le grain est telle que :

$$E_{abs} = \int_0^\infty 4 \pi a^2 Q_{abs}(\lambda) \pi \frac{u_\lambda}{4 \pi} d\lambda \quad (1.1)$$

- a le rayon du grain en question en m
- $Q_{abs}(\lambda)$ l'efficacité d'absorption
- u_λ la densité de rayonnement par unité de longueur d'onde
- λ la longueur d'onde en m

Et concernant l'absorption nous avons :

$$E_{em} = \int_0^\infty 4 \pi a^2 \pi \epsilon_\lambda d\lambda \quad (1.2)$$

- $\epsilon_\lambda = Q_{abs}(\lambda)B_\lambda(T)$ où $B_\lambda(T)$ est la fonction de Planck liée à l'émission d'un corps noir de température T

La loi de Kirchhoff stipule que pour un grain à l'équilibre, $E_{abs} = E_{em}$, ce qui nous donne une égalité valable pour les puissances : $\left(\frac{dE}{dt}\right)_{abs} = \left(\frac{dE}{dt}\right)_{em}$.

3.2 Comment la distance influence-t-elle la température des poussières interstellaires ?

Dans cette dernière partie, nous allons nous pencher sur l'impact de la distance avec la source de rayonnement (dans notre cas, une unique étoile), notée « r », sur la température de nos poussières. Cette température, majoritairement due au rayonnement perçu (chauffage par radiation), est étroitement liée à l'émission des poussières, d'après la loi de Kirchhoff, d'où notre intérêt pour celle-ci.

² Tirée de « Evolution des poussières interstellaires Apport des données de l'observatoire spatial Herschel », thèse de Heddy Arab <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00829096/document>

La première étape de notre démarche vise à étudier comment varie le rayonnement perçu en fonction de la distance r . Pour cela, notre source de rayonnement est donc une étoile de rayon $R=10^6$ km et d'une température de $T=3\,000$ K. (les données ici ont été prises aléatoirement, elles peuvent être un peu éloignées de la réalité). La quantité de rayonnement perçue à une distance r de l'étoile est notée $U_v(r)$ et est égale à :

$$U_v(r, T) = \frac{B_v(T) * \pi * R^2}{c * r^2} \quad \text{où } [U_v] = W.m^{-3}$$

- $B_v(T)$ la fonction de Planck prise à la température de l'étoile
- c la vitesse de la lumière

La figure 8A décrit en échelle logarithmique l'évolution de $U_v(r)$ et nous observons, à l'aide de la grille figurant sur le graphe, que lorsque la distance est multipliée par 10, le rayonnement est divisé par 100. C'est assez logique car $U_v(r)$ est proportionnel à $1/r^2$.

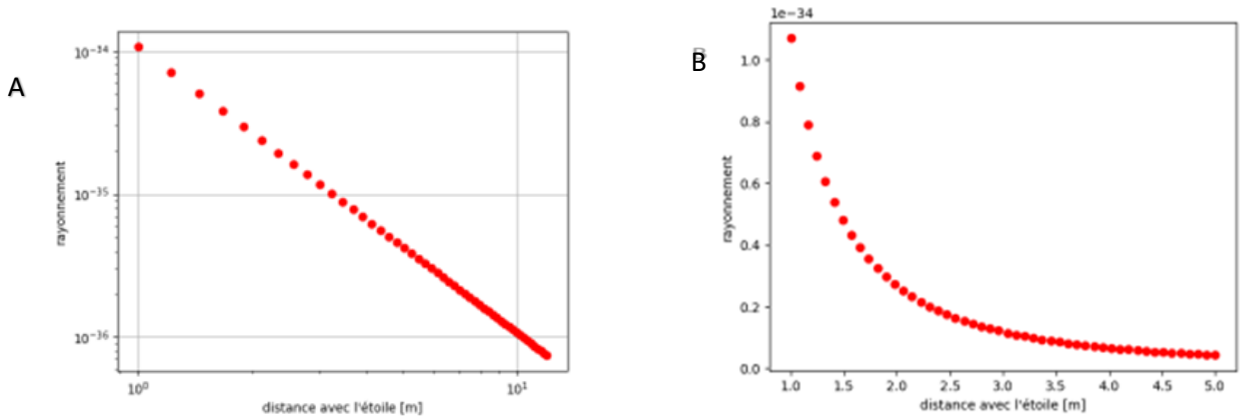


Figure 8 : rayonnement en fonction de la distance en échelle logarithmique (A) et sans échelle logarithmique (B)

Ensuite, nous souhaitons construire la fonction qui régit la puissance absorbée par la poussière, pour cela il nous faut donc d'abord construire Q_{abs} . Afin de simplifier notre étude, nous avons utilisé une expression de Q_{abs} simplifiée : elle est linéaire puis constante tout en se basant sur la courbe d'origine (figure 9A). la « frontière » entre ces deux parties se situe au niveau d'une longueur d'onde de référence notée λ_0 . Par analyse graphique, nous obtenons une expression de Q_{abs} qui va nous permettre de représenter la fonction $\frac{Q_{abs}}{a}(\lambda^{-1})$. (figure 9B)

$$Q_{abs} = 0.014 \left(\frac{c}{v * 10^{-4}} \right) \quad \text{si } \frac{c}{v} = \lambda > \lambda_0 \quad (\text{partie linéaire})$$

$$Q_{abs} = 0.014 \left(\frac{\lambda_0}{10^{-4}} \right) \quad \text{si } \lambda \leq \lambda_0 \quad (\text{partie constante}) \quad \text{où } \lambda_0 \text{ est une longueur d'onde de référence égale à } 10 \mu\text{m}.$$

Sections efficaces d'absorption par unité de volume pour des grains sphériques, carbonés ou silicatés

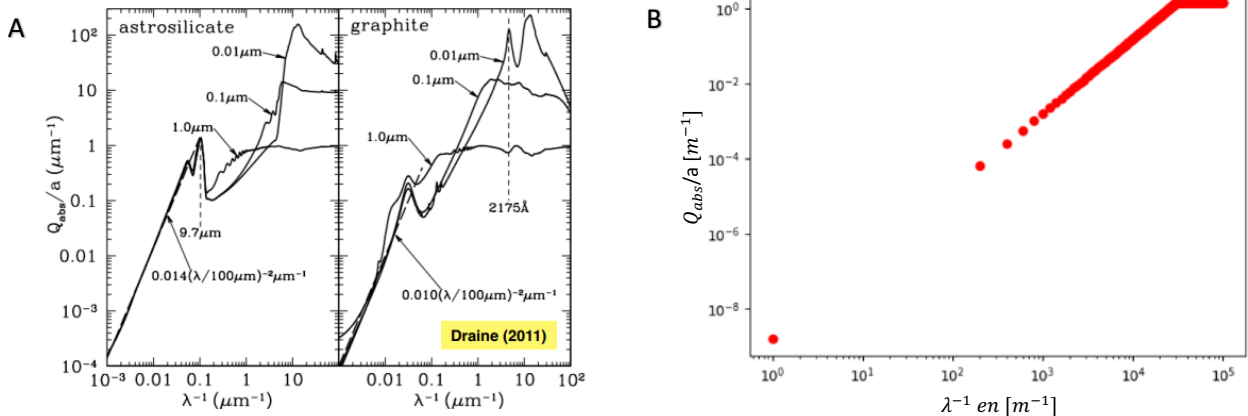


Figure 9 : $\frac{Q_{abs}}{a}$ en fonction de l'inverse de la longueur d'onde

Notons que nous avons tracé $\frac{Q_{abs}}{a}(\lambda^{-1})$, dans le but de vérifier que la fonction d'origine et le modèle simplifié sont semblables. Pour obtenir Q_{abs} il nous suffit de multiplier notre fonction par a .

Avec cette expression simplifiée de Q_{abs} nous pouvons étudier l'absorption des grains de poussières interstellaires. Nous avons donc cherché à comprendre comment évolue la puissance absorbée par la poussière en fonction de la distance avec l'étoile telle que :

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_{emiss} = \int dv 4\pi B_v(Td) C_{abs}(v) = 4\pi a^2 \langle Q_{abs} \rangle_{Td} \sigma T d^4 \text{ Où } \sigma$$

est la constante de Stefan-Boltzmann.

En toute logique nous nous attendions à une allure semblable à la figure 8B car la puissance décroît lorsque la distance augmente tout comme le rayonnement, ce que nous obtenons effectivement avec la figure 10.

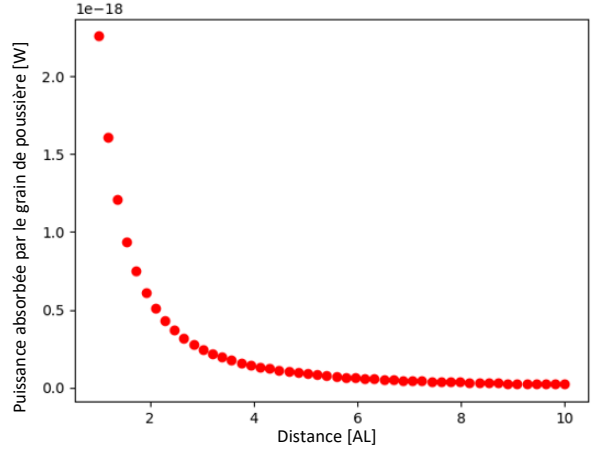


Figure 10 : puissance absorbée en fonction de la distance

Enfin, nous allons étudier la température d'équilibre de la poussière en fonction de la distance avec la source de rayonnement. Nous pouvons calculer l'émission des poussières grâce à l'expression (1.2). Par la loi de Kirchhoff, nous savons que la puissance d'absorption est égale à la puissance d'émission. Ainsi, il nous faut trouver la température des poussières qui correspond à une telle égalité. Pour cela, nous avons créé une fonction faisant la différence entre la puissance d'absorption et d'émission, ensuite nous avons cherché les racines (c'est-à-dire la valeur de Td où émission = absorption). Nous appellerons la température correspondante « la température idéale ». Nous avons donc entré une série de distances et calculé le $Td_{idéal}$ pour chaque cas. Ensuite, nous avons pu tracer la température idéale en fonction de la distance. Encore une fois, nous observons que la température décroît lorsque la distance augmente.

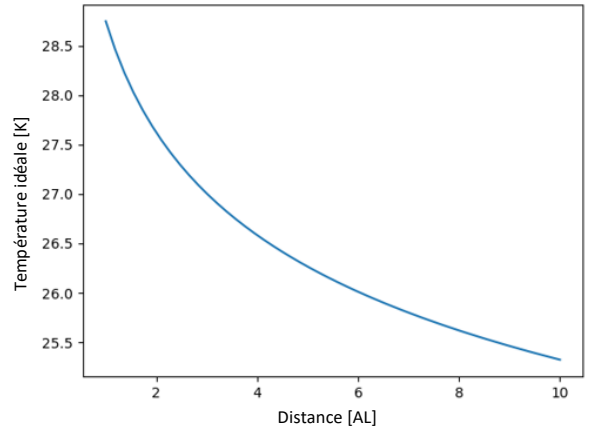


Figure 11 : température idéale des poussières en fonction de la distance

Si nous traçons cette fonction en logarithme, nous devrions obtenir une pente de $-\frac{1}{3}$ (car $\beta=1.5$) l'expression de $Td_{idéal}$ est proportionnelle à $r^{-\frac{2}{4+\beta}}$. En effet, c'est à partir de ces deux expressions que nous avons obtenu l'expression de $Td_{idéal}$ en fonction de la distance. Ainsi, si nous vérifions que ces deux courbes suivent bien une certaine relation de proportionnalité, alors nous pourrions trouver notre erreur. D'après la théorie la puissance émise serait proportionnelle à $T^{4+\beta}$ car :

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_{emiss} = \int 4\pi B_v(Td) C_{abs}(v) dv = 4\pi a^2 \langle Q_{abs} \rangle_{Td} \sigma T d^4, \text{ où } \langle Q_{abs} \rangle_{Td} \propto T d^\beta$$

Et l'absorption est telle que $\left(\frac{dE}{dt}\right)_{abs} = \int a^2 \pi U_v(R, T_{\text{étoile}}) Q_{abs} dv$, où $U_v \propto \frac{1}{r^2}$, soit $\left(\frac{dE}{dt}\right)_{abs} \propto \frac{1}{r^2}$

Enfin, d'après Kirchhoff on aurait notre $Td_{id\acute{e}ale} \propto r^{-\frac{2}{4+\beta}}$.

Or, par analyse graphique, nous avons d\acute{e}couvert que ce n'est pas le cas ici. Ainsi, nous avons voulu comprendre pourquoi le mod\`ele que nous avons construit n'\acute{e}tait pas en accord avec la th\`eorie. Pour cela, nous avons \acute{e}tudi\acute{e} les relations de proportionnalit\`e pr\`ec\`edemment explicit\`ees. C'est pourquoi sur chaque graphe nous avons trac\acute{e} des fonctions de r\`ef\`erences telles que :

- $f(T) = T^{4+\beta}$ sur le graphe de l'\acute{e}mission
- $g(r) = \frac{1}{r^2}$ sur le graphe de l'absorption
- $h(r) = r^{-\frac{2}{4+\beta}}$ sur le graphe de $Td_{id\acute{e}al}$

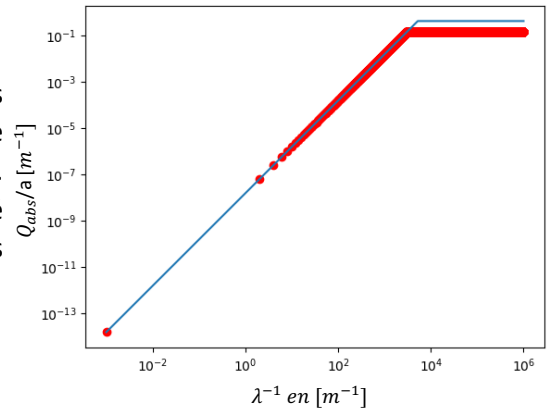


Figure 12 : "élargissement" du domaine linéaire de la fonction $\frac{Q_{abs}}{a}(\lambda^{-1})$ (la courbe bleue est l'élargissement, la courbe rouge est la fonction d'origine)

Nous avons regardé si $f(T)$, $g(r)$ et $h(r)$ se confondaient ou non avec nos fonctions des poussi\`eres. Nous avons observ\acute{e} que plus on se rapprochait de la source de rayonnement, moins  $Td_{id\acute{e}al}$  \acute{e}tait proportionnelle \`a $r^{-\frac{2}{4+\beta}}$.

Pour rem\`edier \`a ce probl\`eme, il nous fallait \acute{e}largir le domaine lin\`eaire de $\frac{Q_{abs}}{a}(\lambda^{-1})$. Nous avons donc construit une nouvelle fonction o\`u il nous fallait augmenter le coefficient (anciennement 0,014) de la partie constante de  $Q_{abs}$  afin d'« \acute{e}lever le pallier » de notre fonction. La courbe bleue de la figure 12 est notre nouvelle fonction  $\frac{Q_{abs}}{a}(\lambda^{-1})$ . Ainsi, \`a travers cette d\`emarche, nous avons pu \acute{e}tudier les limites de notre mod\`ele lorsque nos poussi\`eres approchaient de la source de rayonnement, ce qui nous montre notamment l'impact de cette distance sur la temp\`erature de nos grains.

4. Conclusion et remerciements

\`A travers ce stage, nous avons pu comprendre pourquoi les poussi\`eres \acute{e}mettaient un signal semblable \`a celui d'un corps noir modifi\acute{e} et quels \acute{e}taient les param\`etres responsables de son allure. Nous avons pu cerner d'o\`u provenait le biais \`a travers l'\acute{e}tude des bandes passantes de Planck et de LiteBird, et \`a quel point celui-ci impactait nos donn\acute{e}es. Il est possible de le corriger afin de le rendre n\`egligeable par rapport aux incertitudes de nos donn\acute{e}es, toutefois le biais ne sera jamais nul. Concernant l'\acute{e}tude de la temp\`erature des poussi\`eres, nous avons \acute{e}tudi\acute{e} son origine et l'influence de la distance avec la source de rayonnement. Enfin, nous avons pu tester les limites de notre mod\`ele et montrer qu'un mod\`ele (ici simplifi\acute{e}) ne peut \acute{e}tre consid\acute{e}r\acute{e} comme absolu et, dans certaines conditions, peut induire en erreur notre \acute{e}tude.

Gr\`ace \`a ce stage, j'ai pu d\`ecouvrir le monde de la recherche dans un laboratoire d'excellence, ainsi que son fonctionnement. Cette exp\`erience a \acute{e}t\acute{e} tr\`es enrichissante et m'a permis de mettre en application des notions vues lors de mes \acute{e}tudes, tout particuli\`erement en thermodynamique. Ce traitement de donn\acute{e}es m'a \acute{e}galement offert l'occasion de me familiariser avec Python et de d\`ecouvrir le monde de la recherche en astrophysique, qui m'int\`eressait tant depuis de nombreuses ann\acute{e}es. J'en ai \acute{e}norm\`ement appris sur la physique de la poussi\`ere interstellaire, sujet souvent n\`eglig\acute{e} de la vulgarisation scientifique.

Je tiens \`a chaleureusement remercier Fran\`cois Levrier qui m'a accueilli lors de ce stage, et qui m'a transmis son savoir ainsi que son exp\`erience. Son aide et ses conseils m'ont \acute{e}t\acute{e} extr\`emement pr\`ecieux et m'ont permis de me sentir plus \`a l'aise avec certaines notions de Python que je ne connaissais pas. Je le remercie \acute{e}galement pour sa patience et sa flexibilit\acute{e} qui m'ont permis de conjuguer \acute{e}tudes et stage.

Bibliographie

Lien google drive afin d'avoir accès au code fait tout au long de ce stage :
<https://drive.google.com/drive/folders/1EbxWS2R7KmoNHhjNvBDP1zYjVQuOisx5?usp=sharing>

Source des données du satellite Planck : *Planck Collaboration*, 2014, A&A, 571, A9,
https://wiki.cosmos.esa.int/planck-legacy-archive/index.php/The_RIMO.

Abergel, A. and Ade, P. A. R. and Aghanim, N. and Alves et al., 2014, « Planck 2013 results. XI. All-sky model of thermal dust emission », in *Astronomy & Astrophysics*.

Heddy Arab, 2012, « Evolution des poussières interstellaires : apport des données de l'observatoire spatial Herschel », Université Paris Sud - Paris XI.

A. Suzuki, P.A.R. Ade, Y. Akiba Akiba et al., « The LiteBIRD Satellite Mission - Sub-Kelvin Instrument », *Journal of Low Temperature Physics*, vol. 193, n°s 5-6, décembre 2018, p. 1048–1056.

Cecilia Pinto & Sylvie Cabrit, Observatoire de Paris, consulté le 11 juin 2022 [en ligne], « Absorption par les poussières interstellaires ». https://media4.obspm.fr/public/le-milieu-interstellaire/pages_transfert-rayon/roug-ext-pouss.html

James LEQUEUX, « INTERSTELLAIRE MILIEU », Encyclopædia Universalis, consulté le 10 juin 2022 [en ligne].
<https://www.universalis.fr/encyclopedie/milieu-interstellaire/CMB>

CNRS, 2018, Communiqué de presse, « Les données définitives de Planck soutiennent fortement le modèle cosmologique standard », consulté le 9 juin 2022 [en ligne]. <https://www.observatoiredeparis.psl.eu/les-donnees-definitives-de.html>

Déborah Paradis, 2007, « Etude des propriétés d'émission des poussières du Milieu Interstellaire », Université Paul Sabatier - Toulouse III.

Nicolas Flagey, 2007, « Propriétés et évolution des poussières du milieu interstellaire », Université Paris Sud - Paris XI.

« Le satellite PLANCK », février 2007, consulté le 15 juin 2022 [en ligne].
<https://www.observatoiredeparis.psl.eu/le-satellite-planck.html>