



HAL
open science

Contraintes observationnelles historiques sur la sensibilité climatique : implications pour les projections de la hausse du niveau de la mer

Jonathan Chenal

► **To cite this version:**

Jonathan Chenal. Contraintes observationnelles historiques sur la sensibilité climatique : implications pour les projections de la hausse du niveau de la mer. Sciences de la Terre. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2022. Français. NNT : 2022TOU30279 . tel-04116989

HAL Id: tel-04116989

<https://theses.hal.science/tel-04116989>

Submitted on 5 Jun 2023

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

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

Université Fédérale



Toulouse Midi-Pyrénées

THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par l'Université Toulouse 3 – Paul Sabatier

Présentée et soutenue par :

M. JONATHAN CHENAL

Le 2 décembre 2022

**Contraintes observationnelles historiques sur la sensibilité climatique
Implications pour les projections de hausse du niveau de la mer**

École doctorale : Sciences de l'Univers, de l'Environnement et de l'Espace

Spécialité : Océan, atmosphère, climat

Unité de recherche :

Laboratoire d'études en géophysique et océanographie spatiales

Thèse dirigée par

M. Benoît MEYSSIGNAC

Jury

M. Rémy ROCA, Président

M. Cyril CREVOISIER, Rapporteur

M. Steven DEWITTE, Rapporteur

Mme Kristel CHANARD, Examinatrice

M. Christophe CASSOU, Examineur

Mme Angélique MELET, Examinatrice

M. Steve SHERWOOD, Examineur

M. Benoît MEYSSIGNAC, Directeur de thèse

M. Pierre EXERTIER, Invité

Thèse de doctorat

CONTRAINTES OBSERVATIONNELLES HISTORIQUES SUR LA SENSIBILITÉ CLIMATIQUE

IMPLICATIONS POUR LES PROJECTIONS DE HAUSSE DU NIVEAU DE LA MER

par

JONATHAN CHENAL

INGÉNIEUR DES PONTS, DES EAUX ET DES FORÊTS

sous la direction de

Benoît MEYSSIGNAC

INGÉNIEUR, CENTRE NATIONAL D'ÉTUDES SPATIALES

soutenue publiquement le 2 décembre 2022 devant le jury composé de

M. Rémy ROCA	Directeur de recherche au CNRS Observatoire Midi-Pyrénées	Président
M. Cyril CREVOISIER	Directeur de recherche au CNRS Institut Pierre-Simon Laplace	Rapporteur
M. Steven DEWITTE	<i>Staff scientist</i> Observatoire royal de Belgique	Rapporteur
Mme Kristel CHANARD	Chargée de recherche du développement durable Institut de physique du globe de Paris	Examinatrice
M. Christophe CASSOU	Directeur de recherche au CNRS Centre européen de recherche et de formation avancée en calcul scientifique	Examinateur
Mme Angélique MELET	Responsable des évolutions scientifiques <i>Copernicus marine service</i> , Mercator ocean international	Examinatrice
M. Steve SHERWOOD	<i>Professor</i> Université de Nouvelle-Galles du Sud, Australie	Examinateur
M. Benoît MEYSSIGNAC	Ingénieur au CNES Observatoire Midi-Pyrénées	Directeur de thèse
M. Pierre EXERTIER	Directeur de recherche au CNRS Observatoire Midi-Pyrénées	Invité

préparée au

**Laboratoire d'études en géophysique et océanographie spatiales
Observatoire Midi-Pyrénées**

Centre national de la recherche scientifique, Centre national d'études spatiales
Institut de recherche pour le développement, Université Toulouse III – Paul Sabatier

14, Avenue Édouard Belin – 31400 Toulouse – France

- *Au contraire, reprit Aramis, et votre avis nous sera précieux; voici de quoi il s'agit : M. le principal croit que ma thèse doit être surtout dogmatique et didactique.*
- *Votre thèse! Vous faites donc une thèse?*
- *Sans doute, répondit le jésuite; pour l'examen qui précède l'ordination, une thèse est de rigueur.*
- *L'ordination! s'écria d'Artagnan, qui ne pouvait croire à ce que lui avaient dit successivement l'hôtesse et Bazin,... l'ordination!*

Alexandre Dumas, *Les Trois mousquetaires*

PROPOS LIMINAIRES

« N'oubliez jamais que toute la sagesse humaine sera contenue dans ces deux mots : attendre et espérer »

Alexandre Dumas, *Le Comte de Monte-Cristo*

Genèse d'une thèse

CETTE THÈSE vient de loin. Enfant passionné par les sciences de l'univers, j'étais entré à l'École nationale des sciences géographiques, comme ingénieur élève du corps des travaux géographiques et cartographiques de l'État, destiné à intégrer le prestigieux établissement qui s'appelait alors l'Institut géographique national. Avec la géodésie, j'avais trouvé la discipline qui mariait à merveille mes aspirations personnelles et le cœur de métier de l'IGN. Mais, encore enfant quoique doublement diplômé de mon école et de l'Observatoire de Paris, je n'avais pas su convaincre mon futur employeur de la pertinence de me laisser poursuivre en thèse, faute d'avoir compris qu'une thèse commence bien avant son début, lorsqu'on réfléchit à la construction de son propre projet et au cadre propice pour le conduire, et que s'y engager ne requiert pas seulement une autorisation administrative.

Les choses auraient pu en rester là, et j'aurais pu nourrir encore des regrets si, dix ans plus tard, en 2014, plusieurs événements, totalement isolés, n'avaient formé, sans évidemment que je ne m'en rendisse compte, le véritable départ de ma thèse. Ingénieur au Service de géodésie et nivellement de l'IGN, en charge notamment de tout ce qui touchait de près ou de loin à Galileo, mon chef de service de l'époque, Thierry Person, me proposa d'ouvrir mon horizon et d'assister à l'école d'été du Groupe de recherche en géodésie spatiale, consacrée cette année à l'altimétrie spatiale; organisée de main de maître par le regretté Richard Biancale, ce fut le dernier jour de cette semaine passionnante que je fis la rencontre de Benoît Meyssignac, et que je me dis que, si ma carrière me donnait l'opportunité de travailler avec lui sur le sujet qui formait le fond de son exposé, je la saisis sans hésiter. Parallèlement, ayant dévoré le livre de mon collègue Alain Coulomb sur le marégraphe de Marseille [COULOMB, 2014], celui-ci me proposa de participer avec lui à son ouverture pour les Journées du Patrimoine, et d'en faire découvrir l'histoire et l'enjeu scientifique aux visiteurs; bien entendu, j'acceptai cette proposition. Le dernier événement fondateur de cette année 2014 fut la réussite de mon camarade de promotion Romain Kéreneur au concours interne à caractère professionnel d'ingénieur des ponts, des eaux et des forêts; croyant qu'il était impossible de réussir cette épreuve, je m'étais bien gardé de m'y présenter, concentrant mes forces sur d'autres sujets. Lui ne savait pas que c'était impossible, alors il le fit¹; et, deux jours après, m'encouragea à suivre son exemple. Il m'en fallu autant pour me convaincre de tenter l'ascension de cet Everest, ignorant qu'il me faudrait deux fois plus de temps que lui pour le gravir...

Ce fut à Forcalquier, en Provence, au centre IGN où j'avais été jadis élève et où je revenais chaque année comme instructeur, que j'appris, le 20 juin 2018, que j'étais reçu, à mon tour, à ce concours. J'avais bien sûr abandonné toute velléité de me prévaloir un jour du titre de docteur mais, en remplissant le dossier administratif demandé à chaque lauréat, je constatai qu'il était possible de demander à personnaliser son parcours de formation, et éventuellement de le polariser vers la construction d'un projet doctoral. Comme si je n'avais pas eu assez de quatre années à préparer ce concours, je me lançai donc dans cette nouvelle épreuve à l'issue incertaine. Cette opportunité répondait également, du reste, à ma profonde conviction que la souveraineté et le bonheur de la nation ne peuvent être garantis que si l'État fait au lieu de faire faire, en s'appuyant sur des

1. « Ils ne savaient pas que c'était impossible, alors l'ont fait » (©Mark Twain)

agents efficaces car appuyant leur expertise sur des connaissances solides acquises au plus près des progrès de la recherche scientifique. À ce titre, que le corps des IPEF se dote d'une politique de formation doctorale m'apparaissait comme une très agréable surprise quant à l'idée que je me faisais du service public, une chance à saisir, et un exemple à généraliser et suivre pour de nombreux autres (grands) corps de la fonction publique.

Dans cette optique, l'idée qui m'animait, encore vague, était de ne plus voir la géodésie, science de la description géométrique de la Terre et de son champ de pesanteur, comme une fin en soi, mais de contribuer à mettre la précision diabolique qu'elle sait atteindre² au service de questions à forts enjeux scientifiques et sociétaux et, ce faisant, de tenter de la valoriser et de lui donner plus de visibilité. Pour valoriser cette science un peu confidentielle, coincée entre deux géants, l'astronomie et la géophysique, deux domaines répondant à mon aspiration étaient possibles : la Terre solide, avec les risques sismiques ou volcaniques, ou ses enveloppes fluides avec le changement climatique et la hausse du niveau de la mer ; ce fut ce dernier que je choisis sans hésiter. Quoique m'attendant, ce qui aurait été compréhensible, à un refus poli des personnes chargées de l'évaluation des projets des futurs IPEF, je me dis que l'opportunité qui se présentait là était unique et que je ne voudrais pas regretter de ne pas avoir, au moins, tenté ma chance. Quelle ne fut pas ma surprise de recevoir un avis positif !

Je contactai donc Benoît Meyssignac dès la rentrée de septembre 2018, qui accepta, nouvelle agréable surprise, d'orienter mon projet et de diriger ma thèse, tout en recevant, en parallèle, les précieux conseils de Françoise Prêteux, directrice de la recherche à l'École nationale des ponts et chaussées. Je soumis effectivement, début 2019, mon projet à la commission de la formation doctorale du corps, qui l'approuva sans réserve, et commençai, enfin !, cette thèse, quelques mois plus tard.

Hommages et remerciements

AVANT DE REMERCIER Benoît, j'exprime donc ma gratitude aux personnes mentionnées précédemment, Thierry, Alain, Romain, Mme Prêteux, pour m'avoir témoigné autant de confiance et permis, directement et indirectement, de construire ce projet. D'autres personnes méritent également d'être saluées, comme Mme Ana Gomez, à l'époque directrice de mon DEA à l'Observatoire de Paris, et M. Pierre Encrenaz, ancien directeur de l'École doctorale d'astronomie et astrophysique d'Île-de-France, pour m'avoir soutenu à l'époque dans mes projets. Je remercie bien évidemment aussi Zuheir Altamimi pour m'avoir formé aux systèmes de référence terrestre pendant toutes les années passées à l'élaboration du repère de référence de Galileo, et Claude Boucher pour m'avoir proposé le secrétariat général du Comité national français de géodésie et géophysique quand il en était le président, et fait ainsi découvrir bien d'autres champs des sciences de la Terre. J'exprime une immense gratitude d'avoir reçu en permanence le soutien rempli de confiance de Thierry Person, Bruno Garayt et François l'Écu, mes collègues du Service de géodésie et nivellement de l'IGN, mais aussi à Serge Botton, Philippe Nicolon et Pierre-Yves Hardouin, pour m'avoir confié le soin d'enseigner à l'ENSG et, pour terminer, à Etienne Cornu, pour l'incalculable formation de préparation au concours d'IPEF, qui a rendu possible cette réouverture de l'horizon des possibles. Une thèse n'est toutefois possible, *a fortiori* à un âge avancé comme le mien, que si l'on a reçu ce précieux cadeau qu'est la curiosité ; ce furent quelques professeurs du secondaire qui m'instillèrent ce goût pour la connaissance, en l'occurrence MM. Étienne Mallinger, Yves Berthelot, et Mme Monique Jean, que je remercie quelques décennies après leur enseignement.

Benoît, je poursuis, enfin !, avec toi, le grand architecte qui m'a permis de m'engager cette aventure professionnelle, intellectuelle, et familiale. Merci de m'avoir fait confiance et accueilli, de m'avoir donné ce sujet si exigeant, à cheval entre théorie du changement climatique et observations, et aidé à le construire et à le défendre. J'ai appris à tes côtés l'importance de la formulation d'une question scientifique fondamentale pour espérer faire, peut-être, de la bonne science et contribuer, même modestement, à l'avancée des connaissances. Je m'attendais à gravir des pentes difficiles, et ce fut le cas bien au-delà de ce que j'imaginai, comme tu me l'avais annoncé avec cette phrase mémorable : « *on étudie quelque chose qu'on ne comprend pas avec des mesures de mauvaise qualité* ». Heureusement, tu fus toujours enthousiaste pour me donner des conseils, des objectifs intermédiaires et replacer le tout dans une dynamique plus vaste, qui redonnait du sens à mon travail quotidien. Ton entraînement, ta bienveillance, ta confiance, aussi bien que ta perspicacité personnelle et scientifique ont fait de ces trois années une expérience sans pareil.

Je remercie également Gonéri Le Cozannet (BRGM), Juliette Lambin (CNES) et Philippe Sergent (CEREMA), qui ont apporté leur soutien à ma candidature en thèse, et je remercie aussi les membres du Comité d'orientation et de validation des formations et ceux de la Commission de la formation doctorale du corps des IPEF pour la confiance qu'ils m'ont témoignée. Je suis enfin reconnaissant au Ministère de la transition écologique et solidaire pour le financement de ma thèse. Je remercie aussi Aurélien Ribes (Météo-France), qui m'a aidé à construire mon sujet, s'est beaucoup impliqué dans mon travail, notamment sous les aspects statistiques, et a accepté de faire partie de mon comité de thèse, ainsi qu'Alvaro Santamaria (GET, OMP) et Jean-Louis Dufresne (LMD, IPSL) pour en avoir fait partie eux aussi et, par leurs contributions, pour

2. De l'ordre du millimètre à l'échelle de la Terre, soit 10^{-10} .

avoir participé à l'avancement de mon travail. Ma gratitude va également à MM. Cyril Crevoisier et Steven Dewitte pour avoir accepté d'être rapporteurs de ma thèse.

Je remercie aussi les membres de l'équipe EMC²³ du LEGOS⁴, en particulier le groupe des « pesants », intéressés au bilan de masse et à la géodésie. Un grand merci à Alejandro, pour avoir pris deux jours pour venir à Paris appuyer ma candidature lors de mon audition par la commission de la formation doctorale des IPEF, pour ton intervention de seulement cinq minutes, d'une rare densité, qui témoigna du soutien sans faille de toute l'équipe pour me recevoir; merci aussi pour la qualité de nos échanges en géodésie, qui m'ont ouvert à l'autre branche de cette belle discipline, que je connaissais peu : la gravimétrie. Un salut amical aussi à Robin, avec qui j'ai beaucoup échangé concernant nos sujets de thèse voisins, et à qui je dois beaucoup d'aide en Python, en netcdf et pour ses contributions décisives à mon travail, que je mentionne dans ce manuscrit, concernant la correction des effets des volcans sur les grandeurs volcaniques (voir ch. III) et le fonctionnement de l'émulateur de climat du GIEC (voir ch. IV). Merci également à Rémy, pour son dynamisme et son exigence scientifique et terminologique quant à la précision des termes scientifiques employés, reflets d'une pensée claire; à Thomas, pour sa bonne humeur et pour les rires partagés chaque midi, et à Sara pour la gentillesse de son accueil. Je remercie aussi pour leur excellence technique, la qualité de nos échanges et leur sympathie nos partenaires de l'équipe de Michaël Ablain, au sein de l'entreprise Magellium, notamment Robin, Victor, Anne, Florence, Julia. Un autre amical salut à Hélié, Victorien, William, Mei-Ling, avec qui j'ai aussi partagé le bureau, et Romain, dans le bureau duquel j'ai commencé ma thèse. Merci également à la direction et au personnel administratif du LEGOS pour leur accueil; merci aussi à Agathe, du LEGOS, et Mme Thenu, de l'ENPC, pour leur efficacité administrative absolument remarquable. J'adresse enfin un chaleureux salut à mes amis loritziens, guyanais, IT01 (notamment toulousains pour leur accueil lors de mon arrivée dans la ville rose), ceux du M2 MOCIS, car la pérennité de l'amitié est un précieux appui qui donne du courage et de la saveur à la vie.

Je termine ces remerciements d'une façon plus personnelle. Ces dernières années, la liberté de rire, de penser, de s'exprimer, a été attaquée. Faire une thèse ne consiste pas « juste » à explorer une question difficile, mais aussi à participer à la longue et difficile marche du genre humain sur le chemin des connaissances qui libèrent; par conséquent, une thèse ne peut que s'inscrire dans un mouvement visant à faire reculer l'obscurantisme sous toutes ses formes; à ce titre, je voudrais rendre hommage à ceux qui ont été les victimes des adversaires de la liberté. La pandémie qui a éclaté six mois après le début de ma thèse a également mis à rude épreuve la pensée rationnelle et, si ma thèse s'est relativement bien passée, c'est aussi parce que de nombreuses personnes, connues et inconnues, en première ou en deuxième ligne, ont été à leur poste pour que le pays s'en sorte, continue de vivre et de penser; je les en remercie chaleureusement et sincèrement. De façon plus générale, la France, berceau des Lumières, a construit un modèle de république qui permet à des enfants à qui, ailleurs, ce serait inaccessible, de faire des études gratuitement, et même, en finançant celles des agents de son État, de se faire levier d'émancipation sociale; je serai éternellement redevable à ce modèle qui fait fi des origines, des communautés, des opinions et des croyances, et ne reconnaît que les actes des citoyens de la république, qui m'a permis d'étudier dans d'aussi excellentes conditions pendant plusieurs décennies.

Plusieurs personnes, pour qui je suis probablement un inconnu, m'ont influencé par leur trajectoire, qui a éclairé mon chemin. Je voudrais ainsi saluer la mémoire de Georges Pernoud, disparu pendant cette thèse; je crois que sa légendaire émission, Thalassa, que je regardais en famille quasiment chaque vendredi, son enthousiasme et sa chaleur, ont contribué à éveiller mon intérêt pour l'océan, à son rôle pour la société et pour le système climatique. J'espère que ma thèse contribuera à poursuivre son œuvre, et à montrer que cet océan planétaire mérite d'être connu, découvert et compris, car, j'espère que le lecteur s'en sera convaincu en lisant ma thèse, l'humanité dépend de lui. Je remercie aussi ceux qui m'aident dans mon travail du quotidien par la musique, sans laquelle je ne fais pour ainsi dire rien, et d'abord Georges Lang, dont la voix et les choix musicaux m'accompagnent dans mon travail depuis mes années de classes préparatoires, il y a plus de vingt ans, mais aussi, évidemment, ceux que j'ai écoutés pour la première fois un jour de printemps en 1994, à l'occasion de la découverte inopinée de l'album *Sticky Fingers* à la maison... *ladies and gentlemen, the Rolling Stones!*

Je remercie enfin mes parents pour m'avoir toujours ouverts à des choses nouvelles, au monde, pour leur soutien et leurs encouragements pendant ma scolarité, tout en me faisant prendre du recul sur ce que peut représenter la réussite scolaire. Merci à vous ainsi qu'à ma petite sœur et à sa famille, pour votre soutien constant, depuis longtemps à mes projets, si éloignés des vôtres, thématiquement et géographiquement, loin de notre Lorraine natale... et puisque cette thèse fut l'occasion d'un déménagement à l'autre bout de la France, merci aux deux qui m'accompagnent chaque jour, me soutiennent dans tous mes invraisemblables projets, à qui j'essaie de donner ce que je peux en retour, et que j'espère avoir rendu fiers à cette occasion : Rita, Léon, sans vous, pas grand-chose de ce que j'ai essayé et réussi ces dernières années ne l'aurait été sans vos encouragements et votre soutien. C'est à vous que ce travail est dédié.

3. Énergie, masse et changement climatique.

4. Laboratoire d'études en géophysique et océanographie spatiales.

SOMMAIRE

PROPOS LIMINAIRES	vii
SOMMAIRE	xi
THÈSE	I
RÉSUMÉS	3
INTRODUCTION	5
I EFFET DE MOSAÏQUE THERMIQUE ET SENSIBILITÉ CLIMATIQUE	41
II ESTIMATION OBSERVATIONNELLE DE LA SENSIBILITÉ CLIMATIQUE PAR RÉGRESSION	63
III VARIATIONS OBSERVÉES DU PARAMÈTRE DE RÉTROACTION CLIMATIQUE	93
IV CONTRAINTES SUR LES PROJECTIONS CLIMATIQUES	129
CONCLUSION	147
ANNEXES	153
A RÉDUCTION DES VARIABLES ISSUES DES SIMULATIONS DES MODÈLES	155
B BIAIS ET INCERTITUDES ASSOCIÉS À L'EFFET DE MOSAÏQUE THERMIQUE	161
C AJUSTEMENT DES PARAMÈTRES D'UNE LOI LOG-NORMALE	169
D STATISTIQUES D'UNE DISTRIBUTION TRONQUÉE	171
E CALCUL DE L'INTENSITÉ DE L'INVERSION AU SOMMET DE LA COUCHE LIMITE	173
F ARTICLE NON INTÉGRÉ AU CORPS DU TEXTE	177
G COMMUNICATIONS ORALES	199
RÉFÉRENCES FINALES	201
BIBLIOGRAPHIE	203
TABLE DES MATIÈRES	213

THÈSE

RÉSUMÉS

« *Le simple est toujours faux. Ce qui ne l'est pas est inutilisable.* »

Paul Valéry, *Mauvaises pensées et autres*

Résumé en français

MA THÈSE explore l'estimation observationnelle de la sensibilité climatique d'équilibre (ECS) à partir des données instrumentales historiques et récentes, en particulier spatiales. L'ECS est la température globale moyenne de surface de la Terre atteinte après un doublement instantané de la concentration de dioxyde de carbone atmosphérique par rapport à la concentration préindustrielle. Cette quantité est la métrique fondamentale de l'amplitude du changement climatique contemporain, car l'évolution actuelle et future de nombreuses variables du système climatique, comme la température ou l'expansion thermique de l'océan, lui est fortement corrélée. L'ECS demeure cependant mal connue, puisque depuis le rapport Charney de 1979 jusqu'au Cinquième rapport d'évaluation du Groupe intergouvernemental d'experts sur le climat (GIEC), sa plage de valeurs probables se situait entre 1,5 et 4,5 degrés, avec un biais marqué entre estimations instrumentales, qui se situent dans la partie basse de l'intervalle, et estimations issues des modèles de climat, qui se situent dans la partie haute de l'intervalle. La cause principale de cette dispersion réside dans le fait que la sensibilité climatique varie avec le temps, en lien notamment avec l'effet radiatif des structures spatiales du réchauffement de surface, qui peuvent changer au cours du temps du fait de la variabilité interne du climat ou des variations historiques dans le type de forçage.

Ma thèse utilise des séries temporelles observationnelles récentes de contenu de chaleur de l'océan et de température de surface, et une reconstruction récente de forçage radiatif, pour estimer le paramètre de rétroaction climatique, puis l'ECS, par régression linéaire de l'équation du bilan d'énergie planétaire. Dans ce processus, je prends en compte toutes les sources d'erreur et je les propage dans la régression afin d'obtenir une description exhaustive de l'incertitude observationnelle associée à l'ECS. Par ailleurs, j'utilise les variations temporelles du paramètre de rétroaction climatique simulées par les modèles de climat pour évaluer les biais et incertitudes associés à ce paramètre et dus à la structure spatiale du réchauffement historique. Sur la base du bilan d'énergie ainsi résolu sur 1971-2017, je démontre qu'il est très peu probable ($p < 0,05$) que l'ECS soit inférieure à 2,4 degrés. Ce résultat est 0,4 K au-dessus des dernières estimations du GIEC. Je montre aussi que l'estimation du GIEC est probablement biaisée basse car elle sous-estime le refroidissement rémanent de l'océan en 1860 dû au Petit Âge Glaciaire.

Je généralise ensuite cette méthode en l'appliquant à toutes les périodes de plus de 25 ans comprises entre 1957 et 2017, en m'appuyant sur différentes reconstructions du contenu de chaleur de l'océan, dont une déduite d'une reconstruction des variations du niveau de la mer. Cette généralisation me donne une estimation des variations temporelles du paramètre de rétroaction climatique, où j'identifie pour la première fois avec des observations la réponse de celui-ci aux éruptions volcaniques et à des modes de variabilité climatiques tels que l'oscillation décennale du Pacifique (PDO). Cette reconstruction de l'évolution du paramètre de rétroaction climatique contribue à expliquer pourquoi les estimations observationnelles récentes de l'ECS ont fourni des valeurs basses à ce paramètre.

Enfin, j'utilise mon estimation de l'ECS pour recalculer les projections climatiques d'élévation de la température en montrant que cette mise à jour de l'ECS amène des projections plus élevées pour ce paramètre d'ici 2100. J'utilise aussi ma mise à jour de l'ECS, et celle d'autres paramètres liés à l'expansion thermique de l'océan, pour montrer que les projections d'élévation du niveau de la mer d'ici 2100 sont également plus élevées que celles publiées dans le Sixième rapport du GIEC.

Abstract in english

MY THESIS explores the observational estimate of the equilibrium climate sensitivity (ECS) derived from historical recent instrumental data, particularly space data. The ECS is the equilibrium global mean surface temperature of the Earth reached after an instantaneous doubling of atmospheric carbon dioxide concentration relatively to preindustrial concentration. The ECS is the fundamental metric of contemporary climate change amplitude, because the actual and future evolution of many climate variables, such as surface temperature or ocean thermal expansion, are strongly correlated with it. However, the ECS is poorly known. From the Charney report in 1979 to the International Panel of experts on Climate Change (IPCC) Fifth Assessment Report, the likely range of ECS has remained remarkably large with values between 1.5 and 4.5 K, and a marked bias between instrumental estimates, which are on low end of the range, and numerical climate models estimates, which are on the high end. The main cause of this dispersion is that climate sensitivity varies with time, in link with the radiative effect of surface warming pattern, which can change over time due to the climate internal variability or to historical time variations of forcing agents.

In my work I use recent observational time series of ocean heat content and surface temperature, and a recent reconstruction of radiative forcing, in order to estimate the climate feedback parameter, and the ECS, by linear regression of the planetary energy budget equation. In this process, I take into account all uncertainty sources and I propagate them in the regression in order to get a comprehensive description of observational uncertainty associated to the ECS. Moreover, I use the time variations of the climate feedback parameter simulated by climate models to evaluate biases and uncertainties associated to this parameter and due to the surface warming pattern. On the basis of the 1971-2017 energy budget, I demonstrate that it is very unlikely ($p < 0.05$) that the ECS is lower than 2.4 K. This result is 0.4 K above last estimates of the IPCC. I show that the IPCC estimate is probably biased low because of an underestimated cooling of the ocean in 1860 in response to the Little Ice Age.

Then, I generalize this method and I apply it to all periods longer than 25 years between 1957 and 2017, by using different reconstructions of the ocean heat content (including a reconstruction of sea level variations). This generalization leads to an estimate of the temporal variations of the climate feedback parameter. In the climate feedback parameter time series, I identify, for the first time with observations, the response of the climate feedback parameter to major volcanic eruptions and to climate variability modes such as the Pacific decadal oscillation (PDO). This reconstruction of the evolution of the climate feedback parameter contributes to explain why recent observational estimates of the ECS give low values for this parameter.

Finally, I use my update of the ECS estimate to recalculate climate projections of temperature rise. My update of the ECS provides higher projections for surface temperature in 2100 than those published by the IPCC. I also use my update of the ECS, as well as those of other parameter linked to ocean thermal expansion, to demonstrate that sea level rise projections until 2100 are also higher than those published in the IPCC Sixth Assessment Report.

INTRODUCTION

« Dans le domaine de la science, il n'est point de salut hors des contraintes observationnelles. »

André Brahic, *Enfants du Soleil*

LE PROBLÈME de la sensibilité climatique ne saurait être envisagé sans quelques rappels de base relatifs à la définition et au fonctionnement général du système climatique. Je présente donc d'abord, dans cette introduction, les notions de base touchant à l'énergétique du système climatique, puis la problématique de ma thèse qui se concentre sur la sensibilité climatique.

I Introduction à l'énergétique du système climatique

I.1 Le système climatique et ses composants

Dans ce manuscrit, l'utilisation de l'expression « système climatique » se réfère à l'ensemble des compartiments qui le composent et à leurs interactions à l'échelle planétaire. Je préfère cette expression à celle de « climat » ; en effet, le climat est plutôt la description de l'état moyen des conditions météorologiques sur une période donnée suffisamment longue [SCHNEIDER, 1989]⁵. Dans la suite, il m'arrivera, par commodité, de confondre les expressions « climat » et « système climatique ». Par ailleurs, c'est aux échelles de temps décennales et centennales, et au niveau global, que j'examine les évolutions du système climatique, dans le contexte du changement climatique contemporain.

I.2 L'équilibre radiatif

I.2. A. CAS D'UNE TERRE SANS ATMOSPHÈRE

La Terre reçoit l'essentiel de son énergie du Soleil. L'éclairement solaire reçu par la Terre vaut environ $\mathcal{E}_{\odot \rightarrow \oplus} = 1\,368 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$, grandeur appelée « constante solaire ». La puissance interceptée par la Terre est obtenue en multipliant cette grandeur par la section efficace de la Terre, à savoir πr_{\oplus}^2 . Mais comme la surface de la Terre vaut $4\pi r_{\oplus}^2$, c'est en divisant par quatre la constante solaire que l'on obtient la puissance surfacique moyenne reçue par la Terre. Toutefois, la quantité de rayonnement effectivement injectée dans le système climatique est celle qui n'est pas réfléchiée par la Terre ; son albédo ρ valant environ 0,3, la puissance surfacique d'énergie alimentant le système climatique vaut donc :

$$\begin{aligned} \mathcal{P}_{\odot \rightarrow \oplus} &= (1 - \rho) \frac{\mathcal{E}_{\odot \rightarrow \oplus}}{4} \\ &= 239,4 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \end{aligned} \quad (1)$$

À l'équilibre, cette quantité est égale à l'émittance thermique de la Terre : $\mathcal{M} = \mathcal{P}_{\odot \rightarrow \oplus}$. Considérant la Terre comme

5. Ainsi, le mot climat peut avoir une signification locale ou régionale, comme le rappelle la neuvième édition du Dictionnaire de l'Académie française « XIII^e siècle (...). Emprunté du latin *clima*, *climatis*, du grec *κλίμα*, proprement « inclinaison », d'où « obliquité d'une région de la Terre par rapport au Soleil », puis, par extension, « région ». Ensemble des conditions atmosphériques et météorologiques d'un pays, d'une région. Un climat froid, chaud, tempéré. Un climat sec, humide. Le climat continental, maritime. Le climat polaire, méditerranéen, tropical. L'influence, les effets du climat. » ; voir <https://www.dictionnaire-academie.fr/article/A9C2596>. On aura noté l'influence astronomique du sens premier historiquement donné au mot « climat », qui s'en est éloigné depuis.

un corps noir, l'inversion de la loi de Stephan-Boltzmann amène la température associée à cette situation :

$$T = \left(\frac{M}{\sigma}\right)^{1/4} \quad (2)$$

$$= 254,9 \text{ K} \quad \text{soit } -18,2 \text{ }^\circ\text{C}$$

Cette température est considérablement inférieure à la température moyenne que nous constatons à la surface de la Terre; de surcroît, si cette valeur était effectivement celle de la surface de la Terre, celle-ci serait recouverte de glaces, et son albédo serait beaucoup plus élevé que la valeur que j'ai utilisée dans ce calcul. Ce raisonnement est en réalité un bilan d'énergie global exprimé au sol sans considérer l'atmosphère, c'est-à-dire qu'il ne tient en effet pas compte du phénomène de l'effet de serre.

1.2. B. CAS D'UNE TERRE AVEC ATMOSPHÈRE : L'EFFET DE SERRE

1.2.B. a. Description du phénomène

L'énergie radiative solaire peut traverser l'atmosphère car celle-ci est principalement transparente dans la gamme de longueurs d'onde du rayonnement visible où elle est maximale. Absorbée par la surface, celle-ci voit sa température s'élever et émettre un rayonnement de corps noir. La température moyenne à la surface de la Terre étant de l'ordre de $13 \text{ }^\circ\text{C}$, l'application de la loi de Wien montre que la longueur d'onde du maximum de rayonnement a une longueur d'onde d'environ $1,013 \cdot 10^{-5} \text{ m}$, ce qui la place dans le domaine infrarouge.

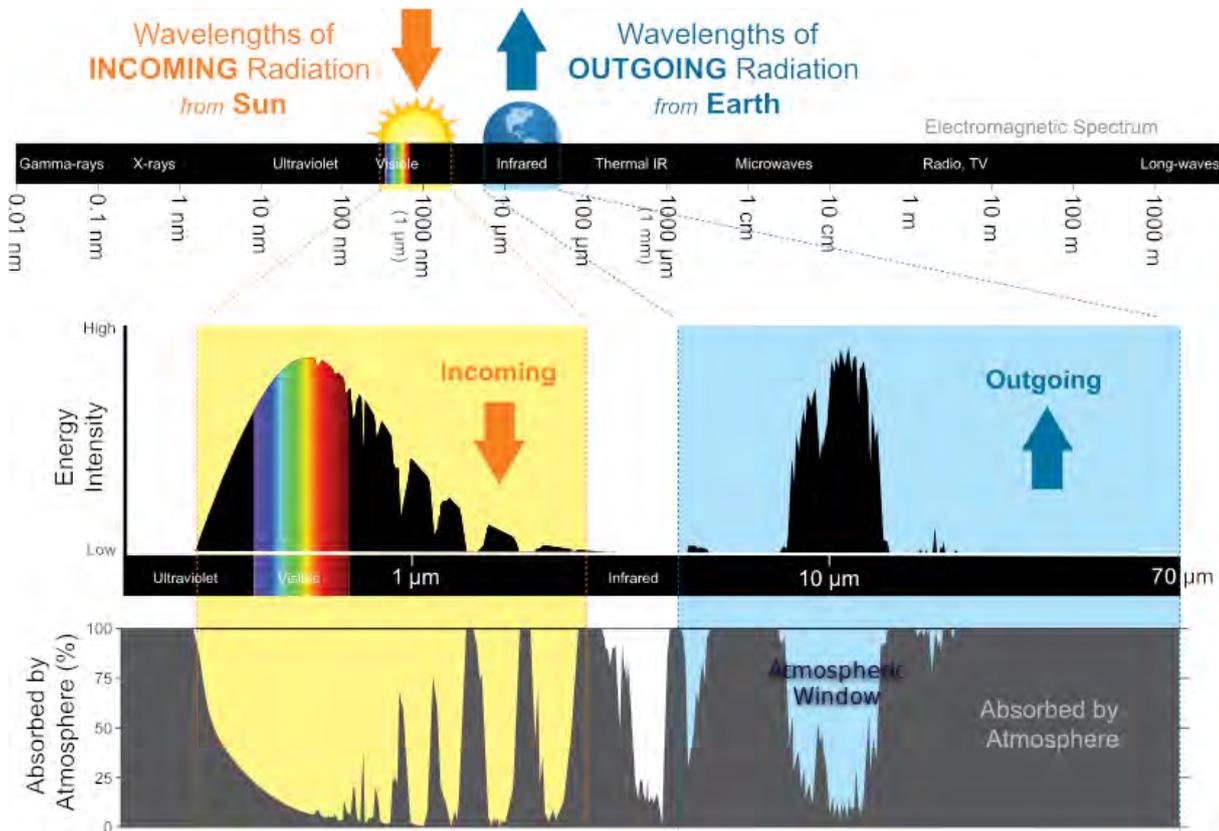


Fig. 0.1 – Rayonnement incident dans le visible et sortant dans l'infrarouge, et fenêtres atmosphériques d'absorption. Adapté à partir de <https://www.weather.gov/jetstream/absorb> (dernière date de consultation : 2 novembre 2021)

Or, dans ce domaine spectral, l'atmosphère terrestre est globalement opaque (sauf autour de $10 \mu\text{m}$, voir figure 0.1), du fait de la présence d'espèces, appelées « gaz à effet de serre », formées des molécules dont le nombre d'atomes dépasse trois : l'eau H_2O , le dioxyde de carbone CO_2 , le méthane CH_4 , etc ⁶. Ces molécules absorbent le rayonnement infrarouge venant

6. L'effet de serre a été découvert par Jean-Baptiste Fourier, et exposé dans un mémoire en 1824 [FOURIER, 1824]. Ce travail est considéré comme fondateur car les considérations antérieures sur les sources d'énergie de ce que l'on n'appelait pas encore « système climatique », comme celles de Buffon, envisageaient que celles-ci provenaient de la chaleur interne de la Terre, notre planète évoluant d'une boule de lave en fusion à sa création à un astre mort, au cours d'un long refroidissement tendanciel, qui ne pouvait que s'aggraver avec le temps [FRESCOZ & LOCHER, 2020]. Fourier explique que le champ

de la surface de la Terre et s'échauffent. Si on considère une couche d'atmosphère donnée, cette absorption s'accompagne d'une émission isotrope de rayonnement, vers le haut et vers le bas. Le rayonnement vers le bas contribue à réchauffer la surface. Le rayonnement vers le haut contribue à évacuer l'énergie terrestre mais, également situé dans le domaine infrarouge, il est à son tour absorbé par la couche immédiatement supérieure. De proche en proche, le rayonnement sortant est absorbé et ré-émis dans des couches de plus en plus élevées, de plus en plus froides du fait de la baisse de pression avec l'altitude, mais que le rayonnement montant chauffe. L'altitude de dernière émission sortante conditionne la température de brillance du rayonnement sortant, qui est la température équivalente du corps noir dont la luminance de sortie est obtenue par inversion de la loi de Planck. À l'équilibre radiatif, la quantité d'énergie injectée dans le système climatique du fait du rayonnement solaire est égale à la quantité de rayonnement sortante ainsi décrite.

1.2.B. b. Formalisation du problème dans le cas d'une atmosphère sans convection

Nous examinons, à nouveau, le bilan d'énergie au niveau du sol en situation stationnaire, mais en considérant l'atmosphère comme une couche transparente dans le visible et totalement opaque dans l'infrarouge, en notant T_a la température, supposée uniforme, de cette couche, et T_s celle du sol. L'atmosphère émet un rayonnement de corps noir à la température T_a , vers le haut et vers le bas, selon l'équation de Stefan-Boltzman ; le sol n'émet un tel rayonnement que vers le haut, à la température T_s . Le sol reçoit l'éclairement solaire dans le domaine visible, et l'éclairement infrarouge venant de l'atmosphère. Son bilan d'énergie s'écrit [DUFRESNE & TREINER, 2011] :

$$\mathcal{P}_{\odot \rightarrow \oplus} + \sigma T_a^4 = \sigma T_s^4 \quad (3)$$

Si nous écrivons le bilan d'énergie de l'atmosphère, alors nous devons considérer qu'elle ne reçoit que le rayonnement de corps noir de la surface, qu'elle absorbe en totalité :

$$\sigma T_s^4 = 2\sigma T_a^4 \quad (4)$$

Ces deux équations permettent d'écrire, en éliminant T_a :

$$T_s = \left(2 \cdot \frac{\mathcal{P}_{\odot \rightarrow \oplus}}{\sigma} \right)^{1/4} \quad (5)$$

On constate que la température obtenue est supérieure d'un facteur $2^{1/4}$ à celle obtenue sans atmosphère, soit $303 \text{ K} \approx 30 \text{ }^\circ\text{C}$, ce qui est, contrairement au cas examiné dans ce cas, trop élevé. C'est pour faire face à ce paradoxe que les processus de transferts verticaux d'énergie, qui permettent de réduire la température au sol, doivent être invoqués ⁷.

Au-delà de ce phénomène, le modèle simple que j'ai présenté à titre illustratif néglige, bien entendu, plusieurs autres phénomènes. En premier lieu, j'ai négligé la convection qui est responsable transport vertical de chaleur dans l'atmosphère. J'ai aussi négligé l'absorption partielle du rayonnement incident par l'atmosphère (par exemple dans l'ultra-violet par l'ozone), sa transparence partielle dans certaines parties du domaine infrarouge, ainsi que la répartition de l'énergie absorbée vers d'autres formes d'utilisation que le rayonnement de corps noir (comme les flux sensibles et latents) ou l'hétérogénéité, tant horizontale que verticale, de la température de l'atmosphère. Le modèle permet néanmoins de mettre en lumière le rôle joué par l'atmosphère sur la température au sol [DUFRESNE & TREINER, 2011].

1.3 Le déséquilibre radiatif

La Terre entre dans une situation transitoire de « déséquilibre énergétique (ou radiatif) planétaire » lorsque l'altitude de dernière émission du rayonnement sortant varie. Si celle-ci augmente, elle atteint des températures plus basses, correspondant à un rayonnement de corps noir plus faible ; par conséquent, la Terre évacue moins d'énergie qu'elle n'en reçoit, et accumule la différence entre les deux : la température au sol augmente. À l'inverse, si l'altitude de dernière émission du rayonnement sortant diminue, la température atteinte est plus élevée, et l'émission de corps noir augmente ; la Terre évacue alors plus d'énergie qu'elle n'en reçoit, et la température au sol diminue.

de température à la surface de la Terre est déterminé par le bilan des flux d'énergie, et comprend que la lumière visible du Soleil qui traverse l'atmosphère se transforme en chaleur. C'est John Tyndall qui comprend, une cinquantaine d'années plus tard, le rôle de l'effet de serre dans l'atténuation de l'amplitude des cycles diurnes et saisonniers [DUFRESNE, 2006]. Puis ARRHENIUS (1896) quantifie l'importance du dioxyde de carbone dans l'effet de serre et l'effet de ses variations sur la température et la rétroaction de la vapeur d'eau.

7. Dans les années 1960, MANABE & STRICKLER (1964) puis MANABE & WETHERALD (1967) ont examiné l'influence de l'ajustement convectif sur le rétablissement du gradient vertical de température, qui participe du transport vertical d'énergie et du refroidissement de la surface, de l'équilibre thermique de l'atmosphère puis, dans ce cadre, de l'influence des différents gaz à effet de serre, en particulier selon leur distribution verticale, pour une atmosphère à humidités absolue et relative constantes.

1.3. A. DU PREMIER PRINCIPE DE LA THERMODYNAMIQUE AU BILAN D'ÉNERGIE PLANÉTAIRE

1.3.A. a. Le premier principe de la thermodynamique appliqué au système climatique

L'énergie totale E d'un système, en l'occurrence le système climatique, prend la forme d'énergie cinétique E_c , d'énergie potentielle (associée au champ de pesanteur) E_p et d'énergie interne E_i . La variation élémentaire de E est équivalente à la somme des variations de celles-ci :

$$dE = dE_c + dE_p + dE_i \quad (6)$$

À énergies cinétique et potentielle considérées comme invariantes, seule l'énergie interne varie. En vertu du premier principe de la thermodynamique, cette expression est donc égale à la somme du travail des forces extérieures appliquées au système δW et de son échange de chaleur avec l'extérieur δQ :

$$dE = \delta W + \delta Q \quad (7)$$

Les forces extérieures qui exercent un travail sur le système climatique sont les forces de marées, qui entraînent une déformation du système ; les forces entraînant une translation entraînent aussi le référentiel et n'apportent aucun déplacement d'ensemble du système climatique par rapport au référentiel lié à la croûte. L'échange de chaleur repose sur les flux injectés déjà évoqués, le rayonnement solaire et le flux géothermal de chaleur, et sur le flux de rayonnement sortant de la Terre.

Le bilan ainsi exposé fait intervenir des grandeurs extensives, et se révèle peu pratique d'utilisation. Je vais l'exprimer sous la forme de flux surfacique, en l'examinant sous la forme d'une évolution temporelle infinitésimale et par unité de surface.

a. i. Le travail des forces de marées

L'effet des forces de marées est négligeable, la dissipation qui lui est associée étant de plusieurs ordres de grandeur inférieure à celle du bilan d'énergie radiative ; en effet, la puissance dissipée par les marées est de l'ordre de 3,7 TW [MUNCK & WUNSCH, 1998], tandis que, par exemple sur la période 1971-2018, la puissance associée à l'absorption d'énergie est de l'ordre de 240 TW [VON SCHUCKMANN *et al.*, 2020]. Le terme de travail du premier principe de la thermodynamique peut donc être négligé.

a. ii. Le flux géothermal

Le flux géothermal est égal à $0,08 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}$ [DAVIES & DAVIES, 2010], et est constant aux échelles de temps qui m'intéressent ; en conséquence, la variation temporelle de l'énergie est insensible à cette contribution. Autrement dit, à l'équilibre, cette contribution est déjà intégrée au bilan d'énergie. Il ne demeure donc à considérer que les contributions extérieures à la Terre elle-même.

a. iii. Le flux radiatif au sommet de l'atmosphère

Contrairement aux bilans précédents, écrits pour la surface terrestre (sans puis avec atmosphère) puis pour l'atmosphère envisagée comme une couche, j'écris désormais le bilan au sommet de l'atmosphère (*Top of atmosphere* – TOA)⁸. J'adopte la convention thermodynamique classique, à savoir que ce qui entre dans ce système est considéré positivement, et ce qui en sort négativement, si bien que toutes les grandeurs considérées sont algébriques, et peuvent avoir un signe positif ou négatif, en accord avec cette convention. Nous notons donc :

$$\begin{aligned} N &= \frac{1}{S_{TOA}} \cdot \frac{dE}{dt} \\ J &= \frac{1}{S_{TOA}} \cdot \frac{\delta Q}{\delta t} \\ \text{et : } N &= J \end{aligned}$$

Le flux surfacique de chaleur J est la somme du bilan radiatif dans le domaine visible, noté ΔSW (SW : *short wave*)⁹, et du bilan radiatif dans le domaine infrarouge, noté ΔLW (LW : *long wave*) :

$$N = \Delta SW + \Delta LW \quad (8)$$

8. Le sommet de l'atmosphère est une sphère d'altitude 30 km, en vertu des conventions en vigueur concernant l'expérience CERES (*Clouds and the Earth's Radiant Energy System*) [GEIER *et al.*, 2003] au dessus d'une surface planétaire définie comme la sphère de surface équivalente à l'ellipsoïde géodésique de référence IAG-GRS80, tel qu'adopté par la XVII^e Assemblée générale de l'Union géodésique et géophysique internationale à Canberra [IUGG, 1979].

9. Même si, *stricto sensu*, le rayonnement solaire incident n'est pas que situé dans le visible, il y est toutefois maximal, pour deux raisons : dans l'ultraviolet, le Soleil émet beaucoup moins de rayonnement et celui-ci est, de surcroît, en bonne partie absorbé par l'ozone stratosphérique ; dans l'infrarouge, l'émission est là encore faible, et, cette fois, ce sont les gaz à effet de serre troposphériques qui absorbent le rayonnement.

1.3.A. b. Bilan radiatif visible

Le terme ΔSW est la différence entre la quantité de rayonnement visible entrant (signe positif vers le bas) \mathcal{E} (autrement dit l'éclairement) et la quantité de rayonnement visible sortant (signe positif vers le haut) \mathcal{S} , qui est la fraction de rayonnement visible entrant réfléchi par la Terre (nuages, neige, surfaces diverses, etc.) :

$$\Delta SW = \mathcal{E} - \mathcal{S}$$

1.3.A. c. Bilan radiatif infrarouge

Le terme ΔLW est l'opposé de l'émission thermique de la Terre, notée \mathcal{M} (en $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$), sortante et comptée positivement vers le haut :

$$\Delta LW = -\mathcal{M}$$

On retrouve la même construction conceptuelle que pour ΔSW , à ceci près que le terme de rayonnement entrant infrarouge est supposé nul. Le terme ΔLW est composé principalement de l'émission infrarouge de l'atmosphère, en vertu de l'effet de serre, et d'une faible part d'émission de la surface passant à travers l'atmosphère dans ses quelques fenêtres de transparence dans ce domaine spectral.

1.3.A. d. Modèle contemporain du bilan d'énergie

L'établissement du bilan radiatif ne dit rien des processus physiques à l'œuvre. À cette fin, nous distinguons les forçages radiatifs F des réponses radiatives R : les premiers sont à l'origine du déséquilibre énergétique ; les secondes traduisent la réponse à des forçages et amènent à une évolution du bilan d'énergie vers le retour à l'équilibre. Sur la base de ce modèle, nous écrivons le bilan d'énergie comme :

$$N = F + R \quad (9)$$

1.3. B. FORÇAGES RADIATIFS

L'expression générique de forçage radiatif que j'utilise dans cette thèse recouvre en réalité un concept plus précisément appelé « forçage radiatif effectif » (*Effective radiative forcing* – ERF). L'ERF est la puissance surfacique au sommet de l'atmosphère, comptée positivement vers le bas, consécutive à un processus physique, qui n'a encore eu de quelconque effet sur la température de surface mais qui a permis des ajustements rapides dans l'atmosphère. La température de surface est la température de l'air à 2 mètres au dessus de la surface topographique. Si on considère la puissance surfacique instantanée associée à un processus physique, celle-ci entraîne des ajustements atmosphériques à une échéance de quelques semaines, notamment dans la stratosphère, qui entrent dans l'acceptation de forçage radiatif effectif, et la distingue du forçage radiatif instantané. C'est ainsi une fois ces ajustements atmosphériques rapides passés que l'on peut parler de forçage radiatif effectif.

1.3.B. a. Forçages astronomiques

Les forçages astronomiques, liés à l'extérieur de la Terre, influent sur la quantité de rayonnement solaire incident. Aux échelles de temps décennales et centennales, la luminosité du Soleil connaît une activité cyclique sur une période de 11 ans. Le maximum d'émission lumineuse solaire correspond aussi à la présence d'un maximum de taches sombres à sa surface, qui est plus que compensé par des taches de brillances. L'amplitude de variation de la puissance émise est estimée de l'ordre de 0,1 à 0,2 % [BRAHIC, 2006].

La seconde origine de forçage radiatif astronomique vient des variations de l'orbite de la Terre autour du Soleil, qui est perturbée par les autres corps du Système solaire, et n'est pas fixe dans l'espace, tout comme l'inclinaison de son axe de rotation, qui n'est pas constante dans le temps. Les paramètres qui influent sur l'éclairement sont l'excentricité, la précession et l'obliquité. La combinaison de l'excentricité et de la précession module la quantité de rayonnement incident sur l'ensemble de la Terre et la durée des saisons. Les évolutions connues par l'obliquité influent sur l'angle d'incidence des rayons du Soleil, et son effet est notable aux latitudes élevées, c'est-à-dire sur l'insolation des régions potentiellement englacées, en particulier pour l'hémisphère nord dont une grande partie des hautes latitudes est couverte de continents [LASKAR *et al.*, 1993; BERGER & LOUTRE, 2004; PAILLARD, 2013]. Cependant, aux échelles de temps auxquelles je m'intéresse, ce forçage est considéré comme invariant.

1.3.B. b. Forçages géologiques

Les forçages géologiques, liés à la Terre elle-même et notamment à la Terre solide¹⁰, influent sur la quantité de rayonnement incident réfléchi ainsi que sur l'effet de serre. Aux échelles de temps décennales et centennales qui sont celles de mon étude,

10. Hors processus biologiques et anthropiques.

les influences de la distribution horizontale des continents, notamment en latitude, et celle des reliefs, ne varient pas [YIN & BERGER, 2012; FLUTEAU, 2013].

En revanche, le forçage géologique dû aux éruptions volcaniques a une grande influence aux échelles de temps interannuelles, par l'émission d'aérosols dans l'atmosphère. Si l'éruption n'est pas trop puissante, ceux-ci demeurent dans la troposphère, et sont rapidement dispersés ou lessivés; en revanche, si l'éruption parvient à les envoyer dans la stratosphère (au-delà de 10 km d'altitude), ils peuvent y rester suffisamment longtemps pour avoir un effet notable. En particulier, le dioxyde de soufre SO_2 se lie à l'eau pour former de l'acide sulfurique H_2SO_4 , qui se condense et forme des aérosols suffisamment gros pour diffuser et réfléchir le rayonnement solaire. Cela conduit à une diminution de l'énergie radiative injectée dans le système climatique. Si les volcans concernés sont situés sous les tropiques, l'effet de telles éruptions est global, en raison de la circulation atmosphérique, notamment inter-hémisphérique, qui disperse ces aérosols sur toutes les latitudes; à l'inverse, l'éruption d'un volcan de hautes latitudes n'aura d'influence que régionale [ROBOCK & MAO, 1995]. Ainsi l'éruption du Tambora, sur l'île indonésienne de Sumbawa, le 10 avril 1815, a des répercussions climatiques mondiales, au point que l'année 1816 a été qualifiée d'« année sans été »; de même, l'éruption du Pinatubo, situé sur l'île de Luzon aux Philippines, en juin 1991, a provoqué un refroidissement global estimé à $0,4^\circ\text{C}$ en 1992 et 1993 [SELF *et al.*, 1996; JOUSSEAUME & DUPLESSY, 2013].

Enfin, les aérosols regroupent l'ensemble des particules plus grosses que les molécules simples, ou qui ont un effet de catalyse de condensation de gouttes d'eau provoquant la formation de nuages de particules de grosses tailles (gouttes d'eau notamment). L'effet radiatif des aérosols a donc deux origines : soit par le biais d'une interaction directe avec le rayonnement solaire (réflexion, absorption, diffusion), soit par la formation de nuages qui, à leur tour, jouent leur rôle radiatif propre [MYHRE *et al.*, 2013]. Les aérosols naturels non volcaniques sont par exemple les aérosols marins (produits d'oxydation des organo-sulfures émis par l'océan, sels marins en suspension [FITZGERALD, 1991]), ou la poussière désertique soulevée par les vents [MAHOWALD *et al.*, 2014].

1.3.B. c. Forçages anthropiques

Les forçages anthropiques sont ceux qui résultent de l'activité humaine. Ils influent sur l'effet de serre et la quantité de rayonnement réfléchi, et sont de trois sortes : l'usage des sols, les émissions de gaz à effet de serre, et les aérosols. Quantitativement, tous sont exprimés au sommet de l'atmosphère.

c. i. Usage des sols

Un des premiers forçages humains sur le climat relève des modifications quant à l'usage des sols, par la déforestation, leur artificialisation, ou tout autre usage notamment lié à l'utilisation de l'eau (irrigation, barrages, etc.), qui constitue un changement de l'albédo de la surface. Le lecteur intéressé peut consulter par exemple les références suivantes [ABER, 1989; DICKINSON, 1989; IPCC, 2019].

c. ii. Émissions de gaz à effet de serre

Les émissions de gaz à effet de serre consécutives à l'entrée du monde occidental dans l'ère industrielle constituent le forçage radiatif dominant, hors périodes marquées par des éruptions volcaniques majeures [MYHRE *et al.*, 2013]. Les émissions de gaz à effet de serre ont ici plusieurs natures. La déforestation, qui a un rôle déjà évoqué de modification de l'albédo, se traduit aussi par l'émission de CO_2 dans l'atmosphère et la destruction du puits de carbone que représente la forêt. Les émissions de dioxyde de carbone dues à la combustion de carburants fossiles (pétrole, charbon, gaz) sont bien entendu les plus importantes, qu'elles soient destinées aux transports ou à la production d'énergie. Tout le CO_2 émis ne demeure cependant pas dans l'atmosphère, puisqu'une fraction est absorbée par les surfaces continentales, et une autre par l'océan (voir figure 0.2 page suivante). Le reste est stocké dans l'atmosphère; la concentration de 410 parties par million a été atteinte en 2020 (voir figure 0.3 page ci-contre).

D'autres gaz à effet de serre sont à mentionner, comme le méthane CH_4 , provenant notamment de l'élevage, l'oxyde nitreux N_2O , ou les chloro-, halo- et fluoro-carbones. Comparer les gaz à effet de serre au regard de leur seule masse dans l'atmosphère n'est pas pertinent car tous n'ont pas le même pouvoir réchauffant, celui-ci dépendant de leur temps de résidence dans l'atmosphère et de leurs capacités à absorber les rayonnements dans le domaine spectral infrarouge. Dès lors, c'est leur forçage radiatif qui constitue l'étalon unique permettant leur comparaison au regard de leur effet climatique. Il est enfin à noter que la relation entre la concentration d'un gaz à effet de serre et son forçage radiatif est logarithmique [HUANG & BANI SHAHABADI, 2014].

c. iii. Aérosols

Les aérosols anthropiques sont d'origines diverses, qu'il s'agisse des fumées dues à la déforestation ou de pollution de l'air dues aux transports terrestres, aux industries ou à l'agriculture. Leur nature peut être organique ou minérale. Le forçage radiatif

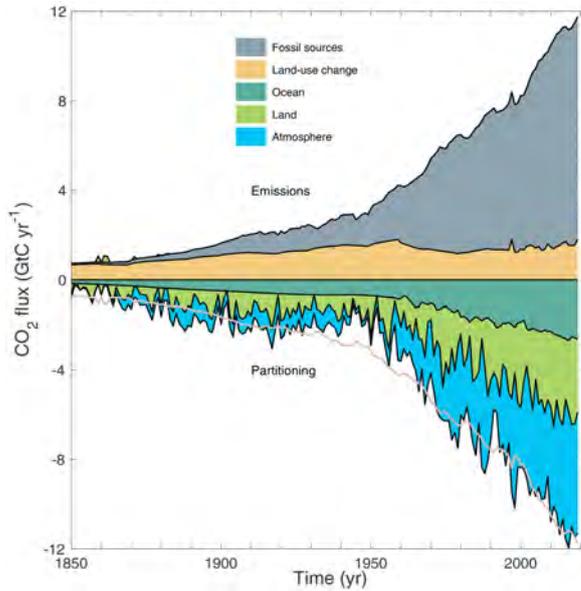


Fig. 0.2 – Historique du bilan global de dioxyde de carbone, par sources (valeurs positives : fossiles, usages des sols), et par puits (valeurs négatives : océan, sols, atmosphère). La courbe rose représente l'opposé de la somme des contributions positives; l'écart à la borne inférieure des courbes négatives donne le déséquilibre du bilan carbone [FRIEDLINGSTEIN *et al.*, 2020].

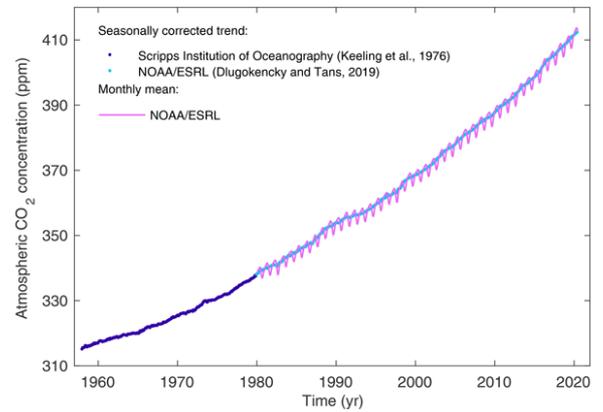


Fig. 0.3 – Historique de la concentration atmosphérique globale de surface de dioxyde de carbone, issue de mesures dans plusieurs stations situées dans la couche limite marine (1980-2019) d'une part, et au Pôle sud et au sommet du volcan Mauna Loa de 1958 à 1979 d'autre part [FRIEDLINGSTEIN *et al.*, 2020].

qui leur est associé est globalement négatif (voir figure 0.4), ce qui compense en partie le forçage radiatif des gaz à effet de serre. Toutefois, la suie peut influencer sur l'albédo terrestre si elle se dépose sur les glaciers et les surfaces enneigées; dans ce cas, elle participe aussi, de façon directe, à leur fonte, et constitue un forçage radiatif positif. Contrairement aux gaz à effet de serre, qui ont une longue durée de vie et sont bien mélangés dans l'atmosphère et agissent de façon globale, les aérosols ont une durée de vie très courte, ce qui les amène à ne pas être répartis de façon homogène dans l'atmosphère et à n'avoir qu'un effet local. En conséquence, la contribution globale des aérosols au forçage radiatif anthropique est plus incertaine que celles des gaz à effet de serre et, récemment, les travaux de BELLOUIN *et al.* (2020) ont montré que cette incertitude persistait notamment en raison des difficultés de compréhension de l'interaction entre les aérosols et les nuages (voir aussi fig. I.1 page 43).

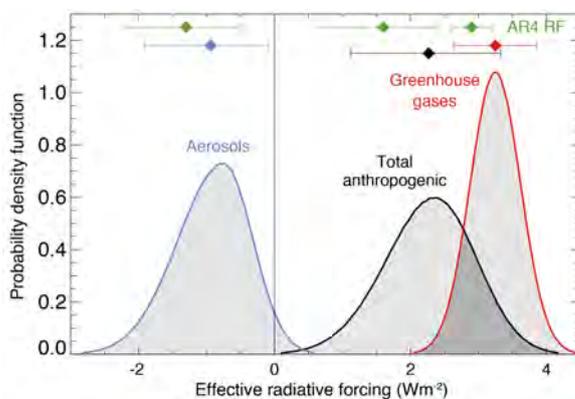


Fig. 0.4 – Fonctions de distribution de la probabilité des forçages radiatifs effectifs anthropiques sur la période 1750-2011 (gaz à effet de serre et aérosols) dans le Cinquième rapport d'évaluation du GIEC [MYHRE *et al.*, 2013].

1.3. C. RÉTROACTIONS CLIMATIQUES ET RÉPONSES RADIATIVES

Si le terme anglais *feedback* recouvre les deux acceptions, je distingue ici les rétroactions climatiques au déséquilibre énergétique et à ses conséquences immédiates (comme la variation de température), de leur effet radiatif, que j'appelle « réponse radiative », sous-entendu exprimées au sommet de l'atmosphère. Je présente ici les principales réponses radiatives individuelles.

1.3. D. HYPOTHÈSE DE BUDYKO

BUDYKO (1969) a proposé que le rayonnement infrarouge sortant du système climatique soit proportionnel à la température globale moyenne de surface; c'est donc aussi vrai en anomalie : la variation du rayonnement sortant est proportionnelle à la variation de la température (voir aussi [BUDYKO, 1968]). Reformulée dans le cadre du paradigme forçages-réponses, cette hypothèse postule que la réponse radiative de la Terre est proportionnelle aux petites variations de température globale moyenne de surface, *i.e.* $R = \lambda T$, où λ est le paramètre de rétroaction climatique. Le paramètre λ est nécessairement négatif, de façon qu'un forçage radiatif positif amène une variation de température qui rétablit l'équilibre énergétique. Mais l'ampleur de l'élévation de la température requise pour revenir à l'équilibre dépend de la valeur absolue de λ . L'équation générale du bilan d'énergie global 9 page 9 s'écrit donc [DICKINSON *et al.*, 1982; RAMANATHAN *et al.*, 1987; RAMANATHAN, 1988] :

$$N = F + \lambda T \quad (10)$$

1.3.D. a. Décomposition du paramètre de réponse radiative

Soit x un vecteur représentant un ensemble de variables influençant la réponse radiative; le paramètre de rétroaction climatique λ peut s'écrire comme la dérivée partielle de la réponse radiative R par rapport à la température et faire l'objet d'un développement limité [BONY *et al.*, 2006] :

$$\lambda = \frac{\partial R}{\partial T} \quad (11)$$

$$= \sum_x \frac{\partial R}{\partial x} \cdot \frac{\partial x}{\partial T} + \dots \quad (12)$$

Le paramètre de rétroaction climatique est la somme des paramètres individuels :

$$\lambda = \sum_x \lambda_x \quad (13)$$

$$\text{avec : } \lambda_x = \frac{\partial R}{\partial x} \cdot \frac{\partial x}{\partial T} \quad (14)$$

Le Sixième rapport d'évaluation du GIEC [ARIAS *et al.*, 2021] détaille les dernières estimations des réponses radiatives des processus individuels (voir fig. 0.5). Le signe de chacun des paramètres indique si la rétroaction physique qui lui est associée contribue à amplifier ($\lambda_x > 0$) ou à atténuer ($\lambda_x < 0$) le déséquilibre radiatif, c'est-à-dire *in fine* l'évolution de la température. Le paramètre λ vaut $-1,16 [-1,81; -0,51] \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$ (moyenne, 5%-95%); je détaille individuellement les contributions individuelles à λ ci-dessous, en mentionnant les valeurs du Sixième rapport d'évaluation du GIEC [ARIAS *et al.*, 2021].

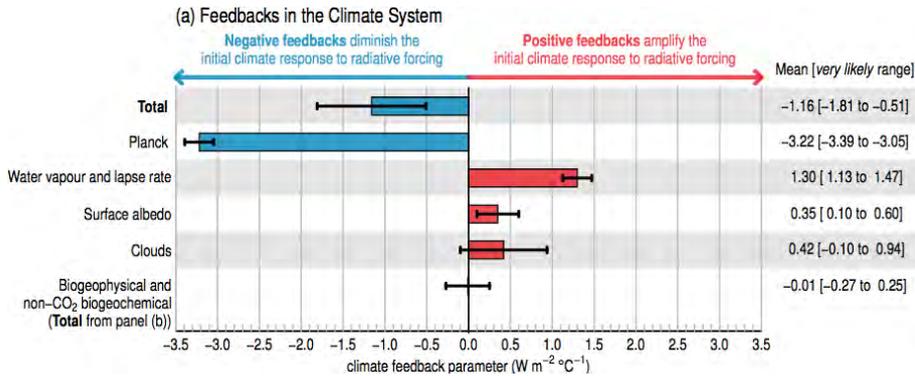


Fig. 0.5 – Réponses radiatives individuelles dans le Résumé Technique du Sixième rapport d'évaluation du GIEC [ARIAS *et al.*, 2021].

1.3.D. b. La réponse de Planck

La réponse radiative dite de Planck traduit la hausse de l'émission de corps noir de la Terre sous l'effet de la variation de sa température de surface. La dérivée de l'équation de Stefan-Boltzmann par rapport à la température s'écrit :

$$\partial_T \mathcal{M} = 4\sigma T^3 \quad (15)$$

Cette dérivée étant partout positive, cela signifie que la Terre émet plus de rayonnement infrarouge en se réchauffant : c'est le principal mécanisme de retour à l'équilibre énergétique, qui assure la stabilité climatique de la planète. La réponse de Planck est la seule négative, à hauteur de $-3,22 [-3,39; -3,05] \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$ (moyenne, 5%-95%).

1.3.D. c. La réponse de l'albédo

Sous l'effet du déséquilibre énergétique, que celui-ci soit positif ou négatif, l'évolution de la température de surface conduit à une variation de l'albédo terrestre. À échelle globale, les variations nuageuses ont la plus grande influence sur les variations de l'albédo au sommet de l'atmosphère, tandis que l'étendue de la cryosphère joue un rôle prépondérant dans l'évolution de l'albédo de la surface, par la variation de la surface des calottes polaires, des glaciers, de la banquise, en réponse à la température de surface [FORSTER *et al.*, 2021]. D'autres facteurs peuvent influencer sur l'albédo au titre de la réponse radiative de la Terre, comme la végétation, l'état des sols, ou l'étendue de la surface océanique. Cette réponse est positive, à 0, 35 [0, 10; 0, 60] $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$ (moyenne, 5%-95%).

1.3.D. d. La réponse de la vapeur d'eau et du gradient thermique vertical

En vertu de l'équation de Clausius-Clapeyron, la variation de la température de surface de la Terre amène une variation exponentielle de la pression de vapeur saturante, donc de la capacité de l'air à contenir de la vapeur d'eau, et de l'évaporation. La vapeur d'eau absorbe le rayonnement dans le visible et l'infrarouge, et participe à l'effet de serre. Toute variation de température de surface s'accompagne donc d'une variation de l'effet de serre, c'est-à-dire, en particulier, de l'altitude de dernière émission thermique de l'atmosphère, et de la température de celle-ci. Par ailleurs, les variations de la température sur la verticale ne sont pas uniformes, ce qui amène une réponse en termes d'émission infrarouge sortante liée au gradient thermique vertical. La réponse radiative due au profil vertical de température s'accompagne d'une translation de l'ensemble des températures de l'atmosphère [SCHLESINGER *et al.*, 2012]. Les deux réponses radiatives de la vapeur d'eau et du gradient thermique vertical sont liées, en ce sens qu'une élévation de la température de surface augmente la vapeur d'eau atmosphérique, et que la variation de température dans l'atmosphère n'est pas uniforme; ces deux réponses sont anticorrélées [SHERWOOD *et al.*, 2020]. Cette réponse est fortement positive, à 1, 30 [1, 13; 1, 47] $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$ (moyenne, 5%-95%).

1.3.D. e. La réponse nuageuse

Les nuages sont des ensembles de gouttelettes ou de cristaux d'eau, après condensation de vapeur sous forme liquide ou solide, en suspension dans l'air. Leurs propriétés physiques, notamment radiatives, dépendent de leur altitude, de la microphysique à l'œuvre en leur sein, des conditions dynamiques et thermodynamiques auxquelles ils sont soumis ou dont ils résultent, de l'humidité de l'air ambiant. En particulier, les nuages d'altitude, formés de cristaux, sont transparents dans le visible mais opaques dans l'infrarouge, et participent à l'effet de serre; à l'inverse, les nuages bas sont, certes, aussi, opaques dans l'infrarouge, mais sont d'abord réfléchissant dans le visible : ils participent donc à l'albédo planétaire, et à la modulation de la quantité d'énergie injectée dans le système climatique. Le rôle radiatif des nuages est donc extrêmement varié. Il demeure à ce jour une des plus grandes sources d'incertitudes sur l'évolution du climat [BONY & DUFRESNE, 2005; BONY *et al.*, 2006]. Ainsi, la valeur figurant dans le Sixième rapport du GIEC est de 0, 42 [-0, 10; 0, 94] $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$ (moyenne, 5%-95%). La réponse des nuages est faiblement positive mais surtout frappée d'une incertitude qui domine largement l'incertitude totale sur la réponse radiative (80% de l'incertitude de λ vient de l'incertitude de la réponse des nuages; de surcroît, l'incertitude à 90% d'intervalle de confiance sur λ représente 56% de la valeur absolue de λ). Cette incertitude traduit en particulier la dispersion de la réponse radiative des nuages dans les modèles de climat; dans les modèles de la génération CMIP5, la dispersion des sensibilités climatiques trouvait sa cause dans celle des réponses radiatives de la représentation des nuages bas dans les zones marines tropicales de subsidence [BONY & DUFRESNE, 2005; VIAL *et al.*, 2013].

1.3.D. f. Les autres réponses de long terme

Aux échelles de temps décennales et centennales auxquelles je m'intéresse, les réponses radiatives de long termes ne sont pas considérées, c'est-à-dire que j'étudie le système climatique au sens de Charney [CHARNEY *et al.*, 1979]. Les réponses radiatives de long terme incluent les variations du cycle du carbone, et s'intègrent à ce qui est appelé le « système Terre », qui englobe le système climatique. La réponse au déséquilibre énergétique, et à la variation de température qui l'accompagne, est suivie notamment d'une évolution de la végétation. Par exemple, les espèces végétales migrent en suivant les conditions climatiques qui leur sont propices. Elles peuvent aussi répondre directement à la cause du forçage : par exemple, une variation de la concentration de dioxyde de carbone atmosphérique stimule ou freine la productivité de chlorophylle. Le rôle de l'océan dans le cycle du carbone peut aussi évoluer, par exemple sa capacité à absorber un excès de dioxyde de carbone atmosphérique, au prix de son acidification; son réchauffement amoindrit la faculté d'absorption, ainsi que celle de l'oxygène. Une fois absorbé physiquement par l'océan, le dioxyde de carbone peut être assimilé par le phytoplancton, mais ce processus dépend également de la température, de la salinité, de la concentration en dioxygène, qui permettent, ou pas, à la biomasse marine d'y participer [CHARBIT *et al.*, 2013]. La réponse des processus bio-géochimiques est probablement proche de zéro aux échelles de temps auxquelles je m'intéresse (-0, 01 [-0, 27; 0, 25] $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$ (moyenne, 5%-95%)).

1.4 Dynamique du bilan d'énergie

1.4. A. ÉQUATION DIFFÉRENTIELLE D'ÉVOLUTION DE LA TEMPÉRATURE DE SURFACE

Le déséquilibre énergétique global peut aussi être considéré comme comme un flux net de chaleur dans le système climatique. Le bilan d'énergie écrit en termes de variation d'enthalpie à pression constante, dérivé par rapport au temps, amène à

[YOSHIMORI *et al.*, 2016] :

$$N = \frac{dCT}{dt} \quad (16)$$

avec C la capacité calorifique du système climatique. Celle-ci est dominée par l'océan, et s'écrit donc : $C = \rho c_p h$, avec ρ la masse volumique de l'eau de mer (en $\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$), c_p la capacité calorifique massique de l'eau de mer à pression constante (en $\text{J}\cdot\text{kg}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$), et h sa profondeur moyenne (en m). La part des autres composants du système climatique que l'océan dans la capacité calorifique de celui-ci est négligeable, car $C \propto \rho c_p$, et que, d'une part, la masse volumique de l'air est de l'ordre de mille fois plus faible que celle de l'eau de mer, d'autre part, que sa capacité calorifique massique est environ quatre fois plus faible. La capacité calorifique du système climatique est constante dans les conditions contemporaines de variations des paramètres physiques de la Terre ; en revanche, selon la profondeur de l'océan considérée, la valeur de C associée confère à l'équation, et à ses solutions, des propriétés physiques différentes, notamment en terme de temps caractéristique d'atteinte de l'équilibre.

Le déséquilibre étant réécrit de façon dynamique, on peut établir l'équation différentielle décrivant l'évolution de la température globale moyenne de surface en fonction du temps :

$$C \frac{dT}{dt} = F + \lambda T \quad (17)$$

1.4. B. ÉTAT TRANSITOIRE VERS UN RETOUR À L'ÉQUILIBRE

Cette équation nous permet de calculer le temps caractéristique de retour à l'équilibre après une perturbation instantanée due à un forçage radiatif F , l'équilibre étant défini comme l'état où $N = 0$ à des échelles de temps suffisamment longues pour annihiler les effets de la variabilité climatique, *i.e.* $dT/dt = 0$. L'équilibre est atteint avec une variation de température consécutive à la perturbation radiative F :

$$T_{eq} = -\frac{F}{\lambda} \quad (18)$$

L'état transitoire vers cet état d'équilibre s'écrit simplement en fonction du temps comme :

$$T = -\frac{F}{\lambda} \left(1 + e^{\frac{\lambda}{C}t}\right) \quad (19)$$

où t a pour origine l'instant d'application de la perturbation radiative. On voit donc que, à forçage radiatif F donné, l'amplitude de la variation de la température de surface jusqu'à l'équilibre ainsi que le temps pour y parvenir dépendent de l'inverse du paramètre de rétroaction climatique λ .

1.4. C. VARIABILITÉ INTERNE DU SYSTÈME CLIMATIQUE

Ce développement sur la dynamique du bilan d'énergie décrit une évolution déterministe de la température en fonction du forçage radiatif imposé, des paramètres du système climatique et du temps. En réalité, même sans être forcé par un forçage radiatif, les variables du système climatique ont une évolution stochastique qui caractérise la variabilité interne au système climatique. Celle-ci existe à toutes les échelles de temps et d'espace, et l'évolution temporelle de la moyenne globale des variables climatiques reflète aussi cette variabilité indépendante de tout forçage.

L'évolution de la température du système climatique en réponse à un forçage radiatif représente donc le moyen d'atteindre un nouvel état d'équilibre énergétique. Le paramètre de rétroaction climatique λ apparaît comme la clé pour comprendre cette évolution : plus λ est proche de 0 (*i.e.* plus le paramètre de rétroaction climatique planétaire est faible en valeur absolue), plus la Terre voit sa température de surface augmenter pour rétablir l'équilibre, et inversement. Toutefois, la température d'équilibre demeure proportionnelle au forçage radiatif appliqué. Dans le contexte de changement climatique principalement causé par la hausse progressive de la concentration de dioxyde de carbone atmosphérique, la température d'équilibre évolue constamment, en conséquence de l'évolution même du forçage radiatif. Il est par conséquent commode de définir une métrique représentant la température d'équilibre, qui soit à la fois indépendante de la dynamique du système, c'est-à-dire du paramètre C , et représentative de la réponse du système climatique au dioxyde de carbone atmosphérique. Cette température est appelée « sensibilité climatique d'équilibre ».

2 Le problème de la sensibilité climatique

2.1 La sensibilité climatique

2.1. A. DÉFINITION FORMELLE

Le résumé technique du Sixième rapport d'évaluation du GIEC [ARIAS *et al.*, 2021] définit la sensibilité climatique d'équilibre (*Equilibrium climate sensitivity* – ECS) comme la variation à l'équilibre (en régime permanent) de la température de surface consécutivement au doublement de la concentration de dioxyde de carbone (CO₂) par rapport aux conditions pré-industrielles. La concentration pré-industrielle de CO₂ étant estimée à 280 ppm, il est donc implicitement supposé, dans cette définition, un doublement instantané et uniforme de cette quantité. En dépit du caractère fictif de cette hypothèse, la notion de sensibilité climatique d'équilibre peut être appliquée au système climatique réel ainsi qu'à toute représentation numérique de celui-ci.

2.1. B. QUELQUES TRAVAUX PRÉCURSEURS

ARRHENIUS (1896) a examiné le rôle du dioxyde de carbone, appelé à l'époque « *acide carbonique* », sur la température de surface de la Terre, et les conséquences des variations de ce gaz sur celle-ci. À partir de l'albédo de la surface de la Terre et du coefficient d'absorption de l'atmosphère, il calcule la variation de température sur différents parallèles au cours des quatre saisons, puis en moyenne annuelle, pour plusieurs hypothèses de variations de la concentration de CO₂ (voir tab. 0.1) ; en particulier, il examine le doublement de la concentration de dioxyde de carbone, et en déduit des variations de température de 4,95 K à l'équateur à 6,05 K à la latitude 70° ; l'effet d'amplification aux hautes latitudes est ainsi déjà identifié. Si sa problématique ne concerne pas les conséquences des émissions anthropiques de gaz à effet de serre et s'il ne donne pas de nom spécifique à cette variation de température, le concept de sensibilité climatique est d'ores et déjà posé. Si de nombreux savants se sont interrogés, dès le XIX^e siècle, sur le rôle des émissions anthropiques de carbone dans l'atmosphère [FRESSOZ & LOCHER, 2020], CALLENDAR (1938) étudie explicitement son rôle sur la trajectoire de la température de surface de la Terre ; dans les décennies suivantes, d'autres auteurs calculent des valeurs allant de 1,5 K à 4 K (voir par exemple [HULBURT, 1931; PLASS, 1956; MÖLLER, 1963]).

Latitude.	Carbonic Acid=0.67.					Carbonic Acid=1.5.					Carbonic Acid=2.0.					Carbonic Acid=2.5.					Carbonic Acid=3.0.				
	Dec.-Feb.	March-May.	June-Aug.	Sept.-Nov.	Mean of the year.	Dec.-Feb.	March-May.	June-Aug.	Sept.-Nov.	Mean of the year.	Dec.-Feb.	March-May.	June-Aug.	Sept.-Nov.	Mean of the year.	Dec.-Feb.	March-May.	June-Aug.	Sept.-Nov.	Mean of the year.	Dec.-Feb.	March-May.	June-Aug.	Sept.-Nov.	Mean of the year.
70	-2.9	-3.0	-3.4	-3.1	-3.1	3.3	3.4	3.8	3.6	3.52	6.0	6.1	6.0	6.1	6.05	7.9	8.0	7.9	8.0	7.95	9.1	9.3	9.4	9.4	9.3
60	-3.0	-3.2	-3.4	-3.3	-3.22	3.4	3.7	3.6	3.8	3.62	6.1	6.1	5.8	6.1	6.02	8.0	8.0	7.6	7.9	7.87	9.3	9.5	8.9	9.5	9.3
50	-3.2	-3.3	-3.3	-3.4	-3.3	3.7	3.8	3.4	3.7	3.65	6.1	6.1	5.5	6.0	5.92	8.0	7.9	7.0	7.9	7.7	9.5	9.4	8.6	9.2	9.17
40	-3.4	-3.4	-3.2	-3.3	-3.32	3.7	3.6	3.3	3.5	3.52	6.0	5.8	5.4	5.6	5.7	7.9	7.6	6.9	7.3	7.42	9.3	9.0	8.2	8.8	8.82
30	-3.3	-3.2	-3.1	-3.1	-3.17	3.5	3.3	3.2	3.5	3.47	5.6	5.4	5.0	5.2	5.3	7.2	7.0	6.6	6.7	6.87	8.7	8.3	7.5	7.9	8.1
20	-3.1	-3.1	-3.0	-3.1	-3.07	3.5	3.2	3.1	3.2	3.25	5.2	5.0	4.9	5.0	5.02	6.7	6.6	6.3	6.6	6.52	7.9	7.5	7.2	7.5	7.52
10	-3.1	-3.0	-3.0	-3.0	-3.02	3.2	3.2	3.1	3.1	3.15	5.0	5.0	4.9	4.9	4.95	6.6	6.4	6.3	6.4	6.42	7.4	7.3	7.2	7.3	7.3
0	-3.0	-3.0	-3.1	-3.0	-3.02	3.1	3.1	3.2	3.2	3.15	4.9	4.9	5.0	5.0	4.95	6.4	6.4	6.6	6.6	6.5	7.3	7.3	7.4	7.4	7.35
-10	-3.1	-3.1	-3.2	-3.1	-3.12	3.2	3.2	3.2	3.2	3.2	5.0	5.0	5.2	5.1	5.07	6.6	6.6	6.7	6.7	6.67	7.4	7.5	8.0	7.6	7.62
-20	-3.1	-3.2	-3.3	-3.2	-3.2	3.2	3.2	3.4	3.3	3.27	5.2	5.3	5.5	5.4	5.35	6.7	6.8	7.0	7.0	6.87	7.9	8.1	8.6	8.3	8.22
-30	-3.3	-3.3	-3.4	-3.4	-3.35	3.4	3.5	3.7	3.5	3.52	5.5	5.6	5.8	5.6	5.62	7.0	7.2	7.7	7.4	7.32	8.6	8.7	9.1	8.8	8.8
-40	-3.4	-3.4	-3.3	-3.4	-3.37	3.6	3.7	3.8	3.7	3.7	5.8	6.0	6.0	6.0	5.95	7.7	7.9	7.9	7.9	7.85	9.1	9.2	9.4	9.3	9.25
-50	-3.2	-3.3	-	-	-	3.8	3.7	-	-	-	6.0	6.1	-	-	-	7.9	8.0	-	-	-	9.4	9.5	-	-	-
-60	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-

Table 0.1 – Copie du tableau des variations de température de surface obtenues par ARRHENIUS (1896) pour différentes variations de la concentration du dioxyde de carbone atmosphérique, à différentes latitudes, pour les quatre saisons et en moyenne annuelle.

MANABE & WETHERALD (1967) revisitent l'estimation de ARRHENIUS (1896) par le biais de la modélisation numérique et de l'introduction de la convection comme processus régulateur de la température de surface. Ils examinent plusieurs

états de l'atmosphère, en couverture nuageuse moyenne ou en ciel clair, et en humidité atmosphérique absolue ou relative fixée, pour deux évolutions de la concentration de CO₂ : une division par deux (de 300 ppm à 150 ppm) et un doublement (de 300 ppm à 600 ppm). Dans le cas d'une humidité atmosphérique relative fixe, ils obtiennent une variation de température de 2,36 K en couverture nuageuse moyenne, et de 2,92 K en ciel clair (voir tab. 0.2). Le terme de « *sensibilité climatique* » n'est pas encore utilisé, mais il est mentionné la sensibilité de la température d'équilibre de surface aux variations de divers facteurs, parmi lesquels le CO₂. Ils mentionnent enfin, explicitement, l'état d'équilibre caractérisant cette température. Les valeurs obtenues sont cependant notablement inférieures à celles de [ARRHENIUS \(1896\)](#).

Change of CO ₂ content (ppm)	Fixed absolute humidity		Fixed relative humidity	
	Average cloudiness	Clear	Average cloudiness	Clear
300 → 150	-1.25	-1.30	-2.28	-2.80
300 → 600	+1.33	+1.36	+2.36	2.92

Table 0.2 – Copie du tableau des variations de température de surface à l'équilibre obtenues par [MANABE & WETHERALD \(1967\)](#) pour différentes variations de la concentration du dioxyde de carbone atmosphérique.

Se penchant explicitement sur les conséquences climatiques de la hausse de la concentration atmosphérique de dioxyde de carbone du fait des activités humaines, le rapport Charney [[CHARNEY et al., 1979](#)] propose plusieurs simulations numériques issues de modèles de climat pour examiner la variation de la température de surface à l'équilibre consécutivement à un doublement de la concentration de CO₂. Les modèles utilisés couplent pour la première fois l'océan et l'atmosphère, tandis que les principales rétroactions physiques sont identifiées. Le rapport avance que cette variation est proche de 3 K avec une erreur probable de ±1,5 K, soit une plage de valeurs comprises entre 1,5 et 4,5 degrés.

À partir des années 1980, le développement des modèles de climat permet de multiplier les estimations de la température de surface à l'équilibre après un doublement de la concentration de CO₂ ; les valeurs obtenues demeurent cependant encore très disparates, comme le mentionnent [RAMANATHAN et al. \(1987\)](#) (voir tab. 0.3), puisque les modèles radiatifs-convectifs obtiennent des valeurs proches de 2 K, tandis que les modèles de circulation globale aboutissent à des valeurs de 3,5 à 4,2 K. [RAMANATHAN et al. \(1987\)](#) retiennent, pour leur propre étude de reconstruction de l'évolution constatée de la température, la valeur de 4 K, en s'appuyant sur les résultats de trois modèles : *Geophysical Fluid Dynamics Laboratory* (GFDL), *Goddard Institute for Space Studies* (GISS) et *National Center for Atmospheric Research* (NCAR).

Reference	ΔT _e , K
Manabe and Wetherald [1975]	2.9
Manabe and Wetherald [1980]	3.0
Schlesinger [1983]	2.0
Washington and Meehl [1983]	1.3
Washington and Meehl [1984]	3.5
Hansen et al. [1984]	4.2*
S. Manabe and R. T. Wetherald†	4.0

Table 0.3 – Copie du tableau des variations de température de surface à l'équilibre simulées par plusieurs modèles de climat en réponse à un doublement du dioxyde de carbone atmosphérique, recensées par [RAMANATHAN et al. \(1987\)](#).

*This version of the Hansen et al. GCM has less sea ice than observed. They also report results with an alternate version of the GCM which was roughly 15% more sea ice than observed, and this "alternate" version yielded a ΔT_e of 4.8 K.

†Unpublished study. See [Schlesinger and Mitchell \[1985\]](#).

Ces estimations basées, d'abord, sur la physique du rayonnement, puis sur la modélisation des processus climatiques, ont permis de faire émerger le concept de sensibilité climatique d'équilibre. Les progrès conceptuels concernant le déséquilibre radiatif, les forçages radiatifs et la réponse radiative ont permis de clarifier la définition de ce concept.

2.1. C. FORMULATION CONTEMPORAINE DE LA SENSIBILITÉ CLIMATIQUE

2.1.C. a. Définition de Charney

Conformément à la définition du rapport Charney [[CHARNEY et al., 1979](#)], la définition de la sensibilité climatique d'équilibre exclut les réponses radiatives lentes, c'est-à-dire du cycle du carbone et des calottes polaires. En effet, à l'époque de ce rapport, l'incapacité à modéliser le comportement des calottes polaires, ainsi que certains phénomènes-clés du cycle du carbone comme l'absorption océanique ou la réponse du permafrost, en lien avec la longueur des simulations requises pour atteindre l'équilibre, ont conduit à l'exclusion de la définition de l'ECS. C'est donc d'abord pour des raisons de faisabilité que cette restriction a été appliquée sur la définition de l'ECS ; avec le temps, cette définition s'est toutefois imposée comme définition canonique de la sensibilité climatique d'équilibre. À cela s'ajoute que le rapport Charney a formulé des hypothèses

de hausse de la concentration du CO₂ entre 2 et 4% par an, ce qui conduisait à atteindre la concentration double de celle de l'époque pré-industrielle vers 2030, rendant cette hypothèse de travail utile pour engager des politiques climatiques aux échelles de temps adaptées.

2.1.C. b. Expression sur la base du bilan d'énergie

Si l'on note $F_{2\times}$ le forçage radiatif effectif associé à l'expérience de pensée consistant à doubler instantanément et uniformément la concentration de dioxyde de carbone dans l'atmosphère, alors l'équation du bilan d'énergie permet immédiatement d'exprimer l'ECS [RAMANATHAN *et al.*, 1987; RAMANATHAN, 1988] :

$$ECS = -\frac{F_{2\times}}{\lambda} \quad (20)$$

Cette formulation de l'ECS suppose la connaissance préalable du paramètre de rétroaction climatique λ ; on voit immédiatement que plus celui-ci est proche de zéro, plus l'ECS est élevée. De surcroît, si λ est représenté par une distribution de probabilité, les valeurs de celle-ci les plus proches de zéro vont induire un étalement de la distribution correspondante de l'ECS vers les grandes valeurs [ROE & BAKER, 2007]. Dès lors, une distribution symétrique de λ , suivant par exemple une loi normale, implique nécessairement une distribution asymétrique de l'ECS, avec une longue queue de distribution vers les grandes valeurs. De façon très schématique, on peut donc dire que plus l'ECS est élevée, et plus elle est incertaine. De même, un biais $\Delta\lambda$ sur l'estimation de λ a une influence différente sur l'ECS selon la valeur *a priori* de λ : si λ est fortement éloigné de zéro, le biais $\Delta\lambda$ aura peu d'effet sur l'ECS; inversement, si λ est déjà proche de zéro, alors un biais $\Delta\lambda$ a un grand effet sur l'ECS.

2.1.C. c. Autres métriques

D'autres métriques permettent de caractériser l'évolution de la température de surface de la Terre en réponse à un forçage radiatif, à l'asymptote ou dans le régime transitoire. Toutes sont *in fine* déduites de l'équation dynamique du bilan d'énergie aux échelles de temps décennales (eq. 19 page 14).

c. i. Sensibilité du système Terre

La prise en compte des réponses du cycle du carbone et des calottes polaires, appelées réponses du système Terre, amène à la définition de sensibilité du système Terre (*Earth system sensitivity* – ESS) [KNUTTI *et al.*, 2017]. Celle-ci est donc la température de surface de la Terre à l'équilibre après un doublement instantané de la concentration de CO₂ atmosphérique en laissant le système climatique évoluer de façon moins restrictive que sous l'hypothèse de Charney, avec une définition du système climatique plus exhaustive.

c. ii. Réponse transitoire du climat

La réponse transitoire du climat (*Transient climate response* – TCR) est définie en imaginant un scénario hypothétique dans lequel le dioxyde de carbone atmosphérique augmente de 1% par an à partir de sa valeur pré-industrielle. Dans un tel scénario, selon le résumé technique du Sixième rapport d'évaluation du GIEC [ARIAS *et al.*, 2021], la TCR est la réponse de la température de surface à l'époque du doublement de la concentration atmosphérique de CO₂ (soit 70 ans). Alors que l'ancienneté de l'ECS est avérée, comme en témoignent les études citées précédemment, le concept de TCR est plus récent, et n'a fait son apparition dans les rapports d'évaluation du GIEC qu'à l'occasion du Troisième rapport [HOUGHTON *et al.*, 2001]. La TCR est souvent accompagnée d'une température notée T₁₄₀, qui est celle atteinte au bout de 140 ans au rythme de 1% par an d'augmentation du dioxyde de carbone atmosphérique, correspondant au quadruplement de la concentration de CO₂.

2.2 Intérêt de la sensibilité climatique

2.2. A. DE LA LÉGITIMITÉ HISTORIQUE À LA JUSTIFICATION PHYSIQUE

Posée comme hypothèse d'un calcul académique, la légitimité scientifique du concept de sensibilité climatique comme métrique de référence a fini par s'imposer pour la mesure de l'amplitude du changement climatique. Le succès de la sensibilité climatique d'équilibre consiste d'abord dans le fait qu'elle a pu être calculée facilement, à partir de considérations purement physiques. Ensuite, si on considère la simulation d'un climat répondant à sa définition canonique, le scénario à élaborer est des plus simples : il ne concerne qu'un seul composant de l'atmosphère (le CO₂), et il n'y a qu'un seul événement à considérer (le doublement instantané de ce composant). Ainsi, les études climatiques pionnières mentionnées précédemment, soit qu'elles testent la réponse du climat à la pointe du crayon ou qu'elles la simulent, ont pu aisément examiner ce scénario, et donner corps au concept d'ECS.

L'intérêt pour une métrique associée à la température moyenne de surface de la Terre s'explique par le fait que de nombreux processus climatiques dépendent de cette grandeur [KNUTTI *et al.*, 2017]. En effet, l'atmosphère est en contact avec

tous les autres composants du système climatique au niveau de la surface de la Terre, si bien que les échanges de matière et d'énergie entre eux ont lieu *via* cette interface; les échanges de chaleur sensible et de chaleur latente dépendent ainsi directement de la température de surface, et, en conséquence, les phénomènes associés [STEVENS *et al.*, 2016] : évaporation, précipitations, événements extrêmes, réchauffement de l'océan, fonte des glaciers et calottes polaires, etc. Aux échelles de temps décennales et centennales auxquelles je m'intéresse, cette dépendance explique pourquoi l'équation du bilan d'énergie prend la température de surface comme inconnue. De surcroît, en tant que réponse asymptotique du système climatique au forçage principal causé par les émissions anthropiques de gaz à effet de serre, en l'occurrence le dioxyde de carbone, l'ECS est un intermédiaire de la cible vers laquelle se dirigera le système climatique une fois ces émissions stoppées.

2.2. B. L'ECS, MÉTRIQUE LA PLUS ADAPTÉE

Dans le contexte de changement climatique induit par la hausse de la concentration de dioxyde de carbone atmosphérique, l'intérêt pour l'évolution du système climatique et de la température de surface dans les décennies et siècles à venir a conféré aux métriques associées à cette grandeur une importance de premier plan. La question du choix de la métrique la plus adaptée s'est évidemment posée pour l'anticipation des effets du changement climatique à ces échelles de temps. Or, comme nous l'avons vu, la TCR a une échelle de temps caractéristique de quelques décennies, tandis que l'ECS est *a priori* pertinente sur plusieurs siècles voire millénaires. GROSE *et al.* (2018) ont ainsi examiné la pertinence respective de la TCR et de l'ECS quant à la reproduction des tendances des températures historiques globales dans les simulations des modèles de climat, puis dans les projections sous différents scénarios socio-économiques d'émissions de gaz à effet de serre; ils mettent en évidence que l'ECS explique mieux que la TCR la dispersion entre les modèles au début des simulations, peu après l'époque pré-industrielle, puis dans les projections; en revanche, l'évolution récente est mieux expliquée par la TCR (voir fig. 0.6, gauche). Cependant, l'évolution régionale des températures de surface à la fin du siècle est bien mieux expliquée par l'ECS que par la TCR (voir fig. 0.6, droite), même s'il faut reconnaître que les deux sont corrélées [SHERWOOD *et al.*, 2020].

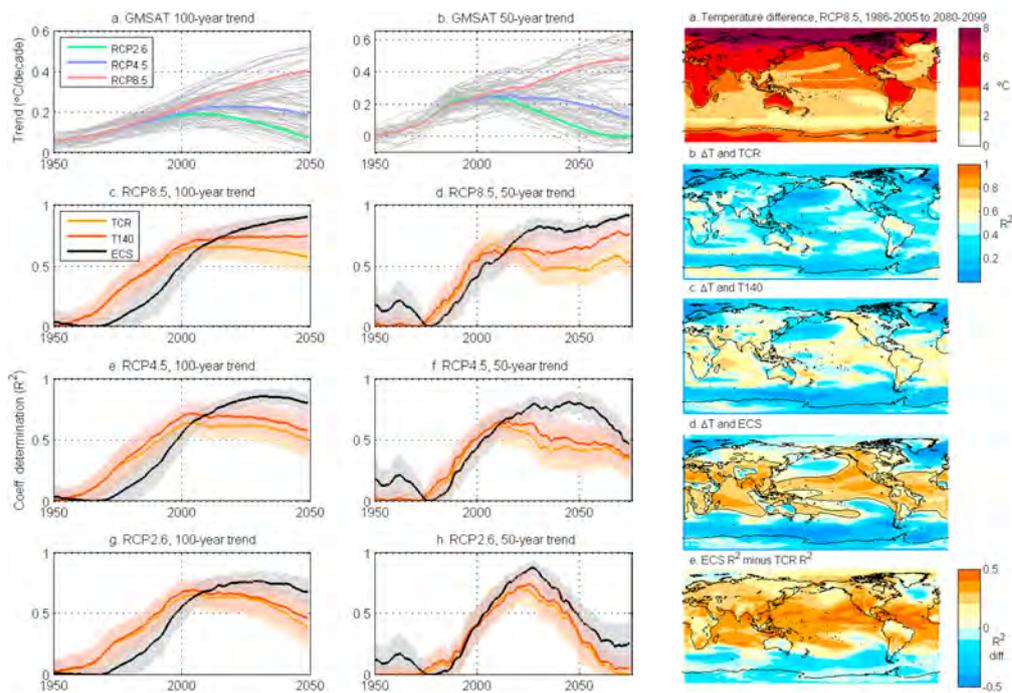


Fig. 0.6 – Gauche : Corrélations de la TCR, la T_{140} , l'ECS de 24 modèles participant à l'exercice CMIP5 avec leur simulation de tendance d'évolution de la température globale sur la période historique depuis 1950 jusque 2100, pour trois scénarios socio-économiques d'émissions de CO_2 , pour des fenêtres de 100 et 50 ans. Droite : corrélation des températures projetées pour 2080-2099 sous le scénario RCP8.5, par comparaison avec 1986-2005, avec la TCR, la T_{140} et l'ECS. Source : [GROSE *et al.*, 2018].

Ainsi l'ECS apparaît comme la métrique la mieux adaptée pour quantifier les projections climatiques aux échelles de temps décennales et centennales. Cette pertinence s'applique à des grandeurs de différentes natures, comme la température de surface, mais aussi à la contribution thermostérique de l'élévation du niveau de la mer global [MELET & MEYSSIGNAC, 2015; HERMANS *et al.*, 2021]; on voit par exemple sur la fig. 0.7 page ci-contre) que, pour un ensemble de sensibilités climatiques de modèles de climat (en abscisses), les projections de ces deux variables d'ici à la fin du siècle est quasiment proportionnelle à l'ECS. L'ECS résume donc en une seule grandeur un ensemble de phénomènes liés à l'évolution de grandeurs globales,

comme la température de surface. La plupart des variables du changement climatique (comme la température de surface, le niveau de la mer [PERRETTE *et al.*, 2013; BILBAO *et al.*, 2015] ou les extrêmes de précipitation (voir fig. 0.8 page suivante)) évoluent au cours du temps en gardant toujours la même structure spatiale. Seule l'amplitude de cette évolution change en fonction du scénario, et cette amplitude dépend naturellement de l'ECS. Si bien que l'ECS permet de caractériser non seulement l'amplitude de la réponse globale du changement climatique mais elle permet aussi d'en caractériser les variations régionales. Il suffit pour cela de mettre à l'échelle la structure spatiale de chaque variable. L'ECS constitue donc une métrique d'intercomparaison de toute représentation de l'évolution du système climatique, qu'il s'agisse du système climatique réel ou des modèles numériques de climat.

Le rôle central qu'occupe l'ECS sur le plan de la connaissance de la réponse du système climatique au dioxyde de carbone en fait donc, aussi, un outil de premier choix pour quantifier les stratégies d'atténuation du changement climatique et pour s'adapter aux effets de celui-ci. En effet, contraindre les métriques associées au changement climatique est un enjeu financier colossal; prenant l'exemple de la TCR, HOPE (2015) chiffre à 10 trillions de dollars américains (valeur de 2005) l'économie réalisée par une division par deux de l'incertitude sur cette métrique.

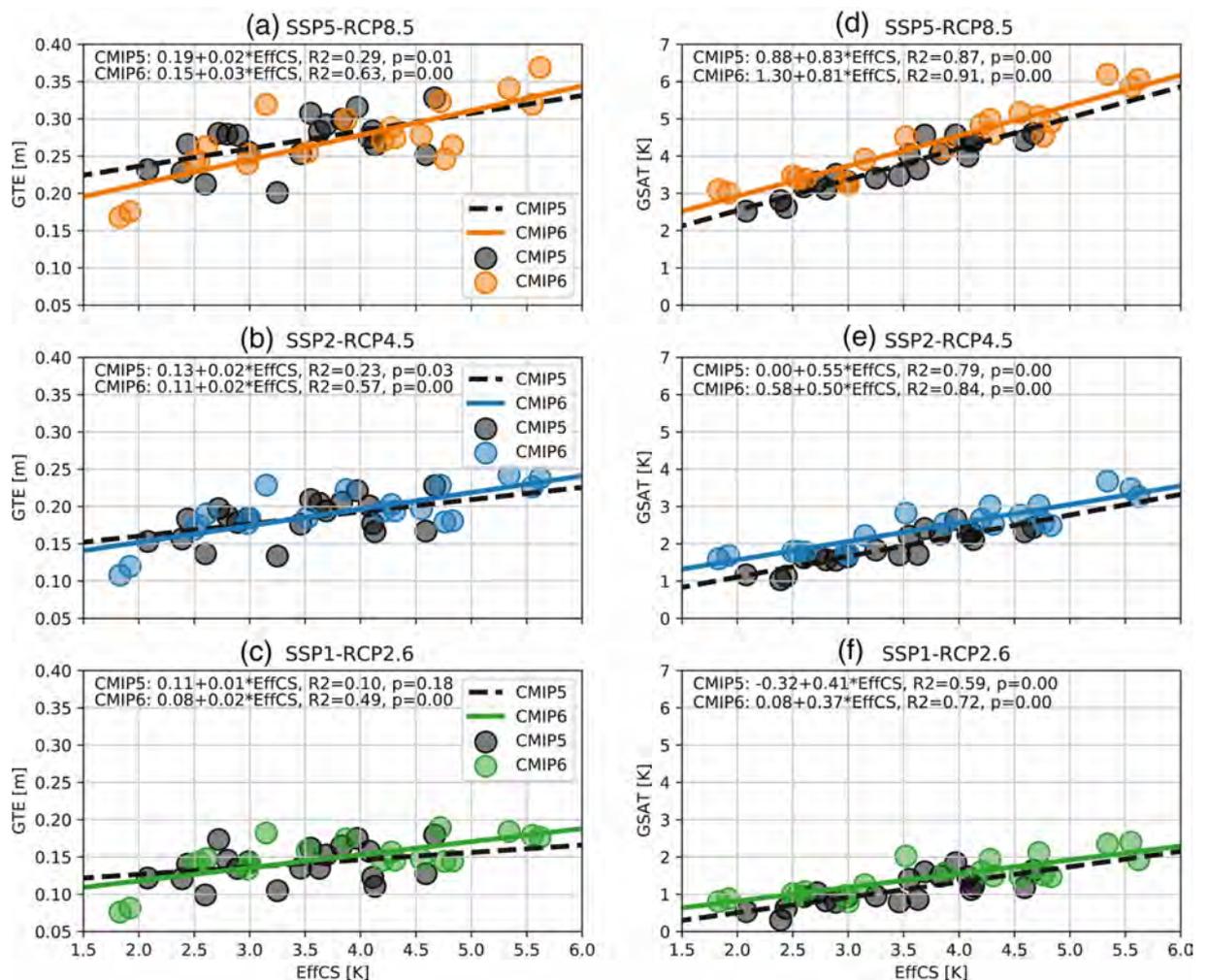


Fig. 0.7 – Corrélation entre la sensibilité climatique (notée effCS par les auteurs des figures) et l'élévation thermostérique du niveau de la mer (GTE, à gauche) et la température de surface (GSAT, à droite), pour les années 2081-2100 comparées à 1986-2005, pour les scénarios socio-économiques d'émissions de gaz à effet de serre SSP5-RCP8.5 (en haut), SSP2-RCP4.5 (au milieu) et SSP1-RCP2.6, simulés pour plusieurs modèles participant aux exercices CMIP5 et CMIP6 [HERMANS *et al.*, 2021].

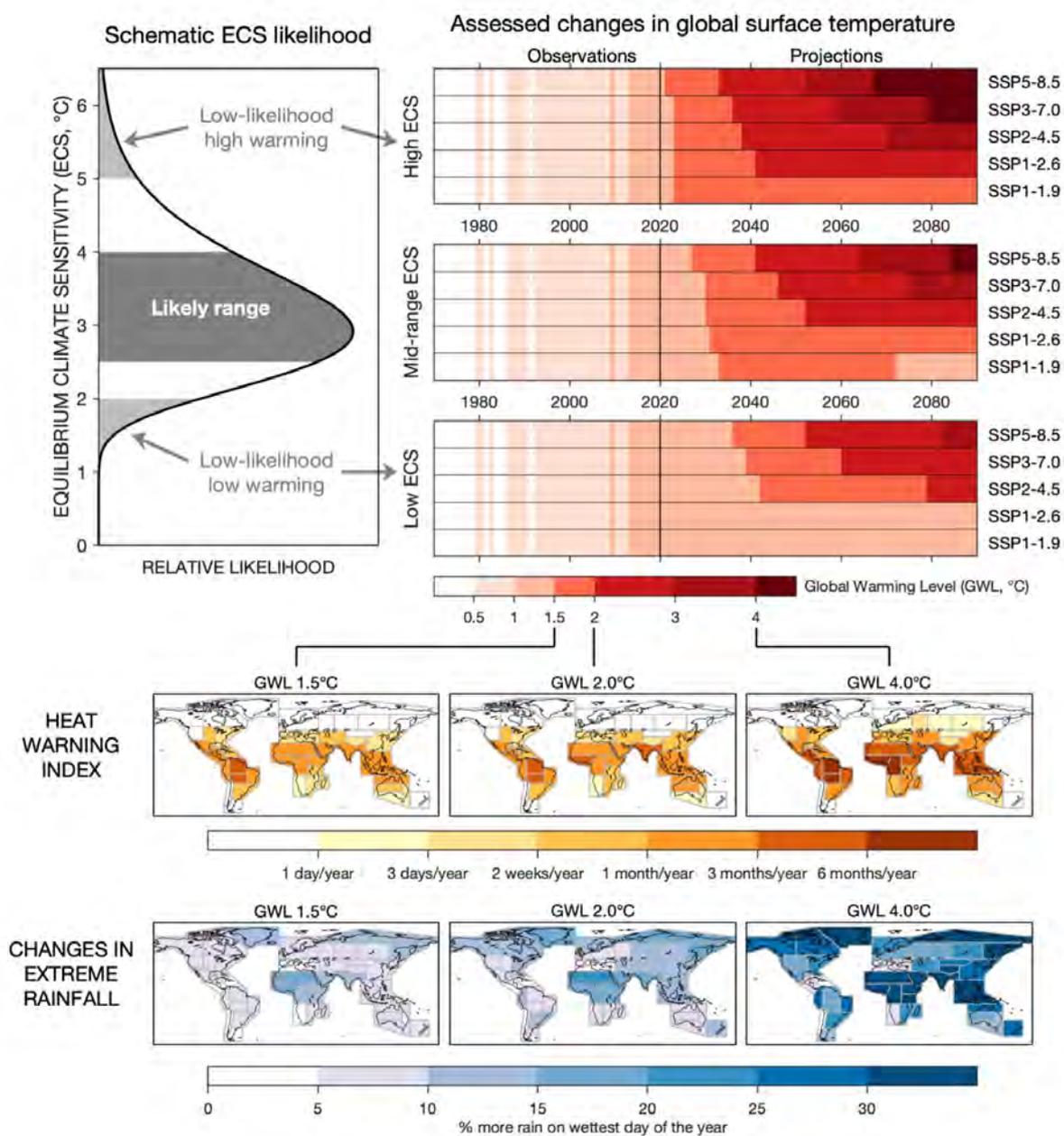


Fig. 0.8 – En haut à gauche : distribution de probabilité de la sensibilité climatique d'équilibre; en haut à droite : projections de hausse de température à différents horizons temporels (en abscisse) associée à trois gammes de valeurs de l'ECS, pour différents scénarios socio-économiques (du moins émetteur de CO₂ en bas au plus émetteur en haut). Au milieu et en bas : projections de l'indice régional d'avertissement de chaleur (en semaines ou mois par an) et projections de variation des extrêmes de pluie (en pourcentage de jours par an), pour trois niveau de réchauffement global (1,5K à gauche, 2,0K au milieu, 4,0K à droite). Source : résumé technique du Sixième rapport d'évaluation du GIEC [ARIAS *et al.*, 2021].

2.3 Approches pour la détermination de la sensibilité climatique

Je présente ici les différentes approches pour évaluer les différents termes de l'équation du bilan d'énergie et déterminer la sensibilité climatique, en l'occurrence les simulations climatiques numériques et les observations du système climatique.

2.3.A. SIMULATIONS *AD HOC* DES MODÈLES NUMÉRIQUES DE CLIMAT

Les modèles de climat permettent de simuler les conditions de réalisation de la sensibilité climatique d'équilibre, à savoir l'hypothèse fictive d'un doublement instantané de la concentration de dioxyde de carbone, ce que le monde réel ne permet évidemment pas.

2.3.A. a. Simulations longues

a. i. Principe

L'idée immédiate pour estimer la sensibilité climatique consiste à imposer au système climatique le doublement instantané de la concentration atmosphérique de CO₂, et de laisser le modèle évoluer suffisamment longtemps pour atteindre l'équilibre radiatif, celui-ci étant défini comme $\langle N \rangle_t = 0$ sur une période de temps suffisamment longue [RUGENSTEIN *et al.*, 2019; RUGENSTEIN *et al.*, 2020]; c'est la stratégie qui fut adoptée par les travaux pionniers des années 1960 à 1980 évoqués précédemment (*e.g.* [MANABE & WETHERALD, 1967; CHARNEY *et al.*, 1979]).

a. ii. Temps caractéristique d'évolution

Nous avons vu que le temps caractéristique de la dynamique du bilan d'énergie s'exprime comme $\tau = C/\lambda$, qui s'évalue en siècles voire en millénaires; YOSHIMORI *et al.* (2016) mentionnent par exemple la durée de 4 000 ans si la capacité calorifique de l'océan sur sa profondeur moyenne (à savoir 3 700 m) est prise en compte dans C , pour une valeur approximative de $\lambda = 0,75$. Le point crucial de cette méthode est donc le temps de calcul disponible pour simuler de telles évolutions. RUGENSTEIN *et al.* (2020) présentent les résultats de telles simulations, pour plusieurs concentrations du CO₂, y compris au-delà du doublement; j'en résume quelques-uns dans le tableau 0.4; on y remarque qu'aucune des simulations reportées n'atteint la durée nécessaire estimée dans [YOSHIMORI *et al.*, 2016] (seules quelques simulations, correspondant à des augmentations de CO₂ supérieures au doublement, mentionnées par RUGENSTEIN *et al.* (2020), durent plus de 4 000 ans).

a. iii. Températures atteintes à l'équilibre

Comme le montre le tableau 0.4 et les résultats présentés par RUGENSTEIN *et al.* (2020), les simulations des modèles de climats indiquent des valeurs de la sensibilité climatique plutôt hautes; en l'occurrence, aucune n'est plus basse que 2,44 K (simulation abrupt-4x¹¹ du modèle GISS-E2-R), soit presque un degré de plus que la borne basse du rapport Charney.

Modèle	Durée (ans)	ECS estimée (K)
CCSM3	3 000	2,57
CESM 1.0.4	2 500	3,20
CNRM-CM6-1	750	4,83
FAMOUS	3 000	4,40
HadCM3L	1 000	3,34
MPI-ESM1.2	1 000	2,94

Table 0.4 – Estimations de l'ECS par des simulations longues de modèles de climat recensées par RUGENSTEIN *et al.* (2020); je ne retiens dans ce tableau que les résultats de simulations de doublement du CO₂ (l'étude citée propose plusieurs évolutions), et ne fais pas figurer les autres résultats (durée de la simulation de contrôle, ECS estimée sur diverses plages de temps, etc.).

2.3.A. b. Simulations courtes : la méthode de Gregory

b. i. Principe : estimer une sensibilité climatique effective au CO₂

Si la méthode des simulations longues présente l'intérêt de chercher à atteindre réellement l'équilibre énergétique après imposition instantanée d'une hausse du CO₂, le besoin de ressources calculatoires importantes en est le point faible. Pour remédier à cet obstacle, GREGORY *et al.* (2004) ont élaboré une méthode qui fait désormais office de standard dans la communauté des modélisateurs du climat. Le principe en est simple, et repose sur l'écriture du bilan d'énergie en régime transitoire sous doublement de la concentration atmosphérique de CO₂ : $N = F_{2\times} + \lambda T$. Le doublement de la concentration de CO₂ se traduit par un forçage radiatif effectif $F_{2\times}$ qui, à son tour, est à l'origine de l'apparition d'un déséquilibre énergétique N non nul, lequel se résorbe par augmentation de la température T .

11. Dans le cas de simulations abrupt-nx consistant en une augmentation instantanée du CO₂ d'un facteur $n \geq 2$, c'est bien la température correspondant au doublement qui est exprimée; si $T_{n,N=0}$ est la température d'équilibre atteinte à l'équilibre après une simulation abrupt-nx, alors on considère que $ECS = 2 \times T_{n,N=0}/n$.

La méthode de GREGORY *et al.* (2004) consiste à régresser en régime transitoire la série temporelle de $N(t)$ avec deux inconnues : un terme de degré 0, le paramètre $F_{2\times}$, et un terme de degré 1 en T , le paramètre λ . Si l'hypothèse linéaire est vérifiée, alors $F_{2\times}$ est l'ordonnée à l'origine de la droite, et λ est sa pente. On en déduit l'ECS par extrapolation à $N = 0$; la température correspondant à l'intersection de la droite de régression avec l'axe $N = 0$ définit la sensibilité climatique effective au CO₂ (CO₂ effective Climate Sensitivity – CO₂effCS), qui est égale à $-F_{2\times}/\lambda$. L'épithète « effective » accolé à la notion de sensibilité climatique signifie qu'il s'agit d'une estimation extrapolée, reposant sur un état transitoire de l'évolution climatique. Cette méthode permet de se dispenser de la lourde nécessité de simuler l'équilibre pour obtenir l'ECS, la simulation de 150 années après le doublement de la concentration en CO₂ étant suffisante pour y parvenir.

b. ii. Paramétrage des simulations

En pratique, GREGORY *et al.* (2004) proposent de simuler l'évolution du climat à partir d'un quadruplement du CO₂ pendant 150 ans; la CO₂effCS est obtenue en prenant la moitié de la température extrapolée à $N = 0$, et le forçage radiatif effectif $F_{2\times}$ est la moitié de l'ordonnée à l'origine, tandis que λ est supposé identique pour le quadruplement et pour le doublement du CO₂ [ANDREWS *et al.*, 2012]. La CO₂effCS obtenue est considérée comme un bon intermédiaire vers l'ECS : en effet, la CO₂effCS est très corrélée à l'ECS, et ne lui est inférieure qu'à moins de 20% [RUGENSTEIN *et al.*, 2019] (voir aussi les ECS des modèles en commun entre les tableaux 0.4 et 0.5). En outre, les simulations de 150 années consécutives à un quadruplement de la concentration atmosphérique de CO₂ sont devenues une des simulations de base des exercices d'intercomparaison CMIP (*Coupled models intercomparison project*; par exemple [EYRING *et al.*, 2016] pour CMIP6).

b. iii. CO₂effCS estimées

ZELINKA *et al.* (2020) ont calculé les CO₂effCS des modèles participant à l'exercice CMIP6; j'en redonne les résultats essentiels dans le tableau 0.5 page ci-contre. On voit que la distribution des CO₂effCS est globalement haute (moyenne de 3,86 K, avec dix modèles dépassant la borne haute du rapport Charney de 4,5 K); par comparaison avec la moyenne des modèles participant à l'exercice précédent, appelé CMIP5, et recensés par ZELINKA *et al.*, cette distribution est à la fois plus haute (moyenne CMIP5 : 3,31 K) et plus dispersée (écart-type CMIP6 de 1,10 K, contre un écart-type CMIP5 de 0,74 K). ZELINKA *et al.* attribuent cette évolution de la nouvelle génération de modèles de climat à une réponse radiative des nuages bas plus forte, due à une plus forte diminution des nuages bas extra-tropicaux.

2.3.A. c. Compréhension des processus

L'estimation du paramètre de rétroaction climatique par évaluation des paramètres associés aux rétroactions climatiques individuelles, comme vu dans la partie 1.3. C. page 11, permet d'estimer la sensibilité climatique. Cette approche consiste à évaluer le paramètre λ de chaque rétroaction climatique et de les sommer pour calculer le paramètre total de rétroaction climatique. Elle suppose implicitement que les non-linéarités dans les rétroactions climatiques individuelles sont négligées, tout comme les interactions entre les réponses radiatives. En réalité, bien souvent, les approches basées sur cette méthode se penchent sur une rétroaction particulière et en contraignent la réponse radiative par des simulations et des observations dédiées, en considérant des valeurs de référence pour les autres réponses (voir fig. 0.5 page 12). Avec cette approche, SHERWOOD *et al.* (2020) ont estimé λ comme suivant une loi normale de moyenne $-1,30 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$ et un écart-type de $0,44 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$, aboutissant à une ECS à 3,1 [2, 3; 4, 6] K (médiane, 17%-83%). Ce résultat est légèrement différent de celui du Sixième rapport du GIEC [ARIAS *et al.*, 2021] (voir fig. 0.5 page 12), en particulier la valeur de la réponse climatique de la vapeur d'eau et du gradient vertical de température (plus forte dans celui-ci que proposé par SHERWOOD *et al.* (2020)); de plus, l'intervalle de confiance est légèrement moins large dans [ARIAS *et al.*, 2021] que dans [SHERWOOD *et al.*, 2020].

2.3. B. ESTIMATIONS À PARTIR D'OBSERVATIONS DU SYSTÈME CLIMATIQUE

2.3.B. a. Estimations paléoclimatiques

a. i. Principe des études paléoclimatiques de la sensibilité climatique

Se plaçant sur des échelles de temps bien plus longues que celles des autres types d'études touchant à la sensibilité climatique (de plusieurs centaines de milliers à plusieurs millions d'années), les estimations paléoclimatiques de la sensibilité climatique s'appuient sur des variations de forçage radiatif et de température entre deux époques supposées d'équilibre radiatif. Cependant, à ces époques, tant l'état de la surface (par exemple la couverture végétale ou les calottes polaires) que la composition atmosphérique diffèrent de l'état actuel ou même pré-industriel; de même, les forçages radiatifs à l'origine des changements constatés peuvent être d'amplitude voire de nature différentes que ceux que nous connaissons, faisant par exemple intervenir des variations de l'orbite de la Terre. Dès lors, les réponses radiatives à l'œuvre, à court et à long terme, sont également différentes, puisque les réponses radiatives rapides sont celles qui y ont été mentionnées jusqu'à présent, tandis que les réponses radiatives lentes sont celles associées au Système Terre, par exemple celles de la végétation ou des calottes polaires. La détermination de la sensibilité climatique fait alors intervenir des relations avec des termes correctifs [SHERWOOD *et al.*, 2020] ou des évaluations utilisant une estimation des forçages radiatifs et de la réponse radiative propre à chaque période étudiée [LORIUS *et al.*, 1990; PALEOSENS, 2012; HANSEN *et al.*, 2013]. On peut alors parler de sensibilité paléoclimatique

Modèle	CO ₂ effCS (K)	F _{2×} (W·m ⁻²)	λ (W·m ⁻² ·K ⁻¹)
BCC-CSM2-MR	3,02	3,10	-1,03
BCC-ESM1	3,26	3,01	-0,92
CAMS-CSM1-0	2,29	4,17	-1,82
CESM2	5,15	3,26	-0,63
CESM2-WACCM	4,68	4,68	-0,71
CNRM-CM6-1	4,90	3,64	-0,74
CNRM-CM6-1-HR	4,33	3,96	-0,92
CNRM-ESM2-1	4,79	2,97	-0,62
CanESM5	5,64	3,68	-0,65
E3SM-1-0	5,31	3,33	-0,63
EC-Earth3	4,10	3,31	-0,81
EC-Earth3-Veg	4,33	3,37	-0,78
FGOALS-f3-L	2,98	4,17	-1,40
GFDL-CM4	3,89	3,19	-0,82
GISS-E2-1-G	2,71	3,94	-1,45
GISS-EA-1-H	3,12	3,53	-1,13
HadGEM3-GC31-LL	5,55	3,49	-0,63
INM-CM4-8	1,83	2,70	-1,48
IPSL-CM6A-LR	4,56	3,41	-0,75
MIROC-ES2L	2,66	4,11	-1,54
MIROC6	2,60	3,65	-1,40
MPI-ESM1-2-HR	2,98	3,65	-1,22
MRI-ESM2-0	3,13	3,43	-1,10
NESM3	4,77	3,62	-0,76
NorESM2-LM	2,56	3,44	-1,34
SAM0-UNICON	3,72	3,89	-1,05
UKESM1-0-LL	5,36	3,61	-0,67
Moyenne	3,86	3,52	-1,00
Écart-type	1,10	0,36	0,34

Table 0.5 – Estimations de la CO₂effCS, de F_{2×} et de λ pour les simulations des modèles participant à l'exercice CMIP6 reprenant le protocole de GREGORY *et al.* (2004), calculées par ZELINKA *et al.* (2020). Un tableau plus exhaustif a été publié dans le ch. 7 du Sixième rapport d'évaluation du GIEC [FORSTER *et al.*, 2021].

effective (paléoeffCS), et faire l'hypothèse qu'elle est le proxy paléoclimatique vers l'ECS.

Dans tous les cas, il est d'abord nécessaire d'étalonner les proxys utilisés afin, ensuite, de reconstruire l'état climatique de chaque période, en s'intéressant à chaque composant du système climatique : composition atmosphérique, température, couverture végétale et étendue des glaces continentales, circulation atmosphérique et océanique, etc. Il est aussi nécessaire de quantifier la contribution astronomique aux évolutions constatées. Les méthodes pour ces études sont trop nombreuses pour être décrites ici, mais le lecteur intéressé pourra se référer aux différents chapitres de DUPLESSY & RAMSTEIN (2013), ainsi qu'à la partie consacrée aux études paléoclimatiques de SHERWOOD *et al.* (2020) (voir les références mentionnées à l'intérieur); voir aussi par exemple [LORIUS *et al.*, 1985; JOUZEL *et al.*, 1987; PETIT *et al.*, 1999; CLARK *et al.*, 2012; SHAKUN *et al.*, 2012; YIN & BERGER, 2012].

a. ii. Quelques travaux importants

S'appuyant sur les forages de calotte polaire, notamment en Antarctique, permettant de reconstruire l'état du climat sur plusieurs centaines de milliers d'années, c'est-à-dire en retraçant les derniers cycles glaciaire-interglaciaires, LORIUS *et al.* (1990), dans une revue de la littérature, en déduisent une sensibilité climatique de 3 à 4 K.

Plusieurs années plus tard, le consortium PALEOSENS (2012) a évalué le paramètre de réponse radiative en fonction de différents agents forçants, le cas échéant combinés entre eux, pour plusieurs périodes de l'histoire de la Terre, soulignant la dépendance de ce paramètre à l'état de base de la Terre; de façon explicite, cette étude décrit les variations de λ au cours des âges géologiques (voir fig. 0.9 page 25), qu'il s'agit de traduire, en quelque sorte, en un paramètre de réponse radiative compatible avec la définition du rapport Charney. Rassemblant les différentes études paléoclimatiques, la paléoeffCS est estimée entre 2,2 et 4,8 K (à 68% d'intervalle de confiance), c'est-à-dire une plage de valeurs proche de celle de LORIUS *et al.* (1990).

HANSEN *et al.* (2013) s'appuient sur des reconstructions isotopiques de température de l'océan profond et des reconstructions de niveau de la mer pour en déduire une reconstruction de la température de surface depuis le début du Cénozoïque (-65 Ma); ils reconstruisent les concentrations de CO_2 et de CH_4 à partir des forages polaires sur les derniers 800 000 ans, et en déduisent une reconstruction du forçage radiatif associé (voir fig. 0.10 page suivante). Exploitant ainsi la covariation de la concentration de CO_2 , de la température de surface et du niveau de la mer, ils écartent la transition du Dernier Maximum Glaciaire à l'Holocène pour leur estimation (en raison de la possible influence humaine sur cette période) pour lui préférer la re-glaciation précédente, entre l'Éémien, dont le maximum thermique date de 120 000 ans, et le Dernier Maximum Glaciaire, il y a environ 20 000 ans, et aboutit à la plage de valeur de 3 à 4 K, sensiblement cohérente avec les précédentes études mentionnées ici.

Les trois études mentionnées précédemment s'appuient sur des périodes paléoclimatiques relativement récentes, c'est-à-dire froides dans l'histoire de la Terre; à ce titre, la Terre y a toujours été plus ou moins partiellement couverte de glaces, celles-ci étant apparues, en Antarctique, il y a environ 35 millions d'années, ce qui implique un albédo élevé qui explique la température relativement basse connue par la Terre depuis cette époque (voir fig. 0.11 page ci-contre). Résumant de nombreux travaux antérieurs et ré-évaluant les estimations de la sensibilité climatique, SHERWOOD *et al.* (2020) estiment que, pour ces périodes froides de l'histoire de la Terre, la valeur la plus probable de la sensibilité climatique se situe à 2,5 K, avec une valeur basse à une probabilité de 0,1 à 1 K, et une valeur haute à une probabilité de 0,35 à 6 K. Ils examinent cependant d'autres époques de l'histoire climatique, plus chaudes, comme l'épisode chaud du Pliocène moyen ($-3,3$ à -3 Ma), et aboutissent à une valeur la plus probable de 3,2 K, avec une borne basse de 1,2 K et une borne haute à 8 K, toutes deux à la probabilité 0,2. La combinaison des estimations des périodes chaudes et froides amène à une valeur probable pour l'ECS de 2,5 K, avec un intervalle compris entre 1 K et 5 K. Ces valeurs sont cohérentes avec les précédentes, même si elles ne les contraignent pas plus qu'elles ne l'étaient auparavant; elles apportent cependant de la confiance dans les résultats précédents.

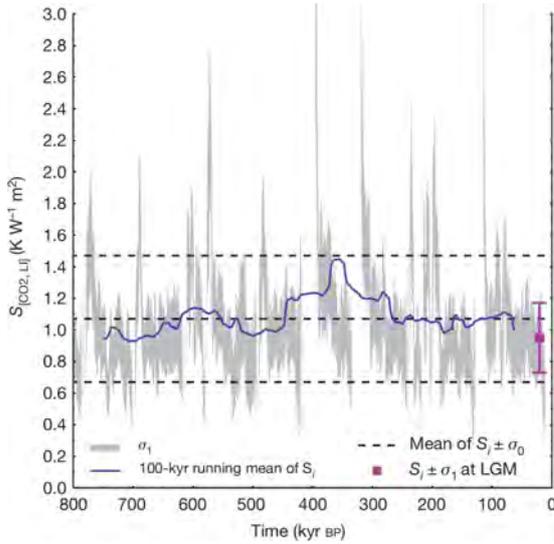


Fig. 0.9 – Variation du paramètre de réponse radiative pour le CO_2 et les variations d'albédo liées à celles des glaces continentales, depuis 800 000 ans, par PALEOSENS (2012); le paramètre de sensibilité climatique S est ici égal à $-1/\lambda$. Les traits tiretés noirs positionnent la moyenne et l'écart-type de S sur la période considérée ($1,07 \pm 0,40$ ($\text{à } 1\sigma$) $\text{K} \cdot \text{W}^{-1} \cdot \text{m}^2$, correspondant à un intervalle de confiance (médiane, 17-83%) pour λ de $-0,93 [-1,44; -0,68] \text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$); le trait bleu représente la moyenne glissante, sur 100 000 ans, du paramètre S . La valeur en magenta est celle obtenue pour le 'Dernier Maximum Glaciaire' (-23 à -19 ka). Enfin, les zones grises représentent les écarts-types de valeurs individuelles de S , qui ne sont pas représentées par soucis de clarté du graphique.

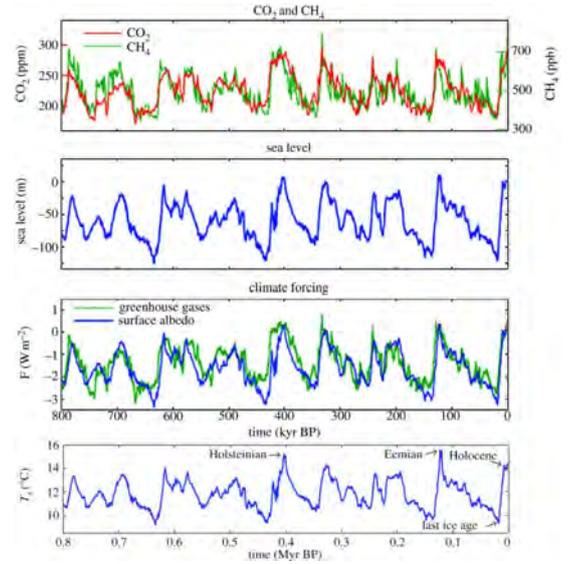


Fig. 0.10 – Évolution de la concentration de CO_2 et CH_4 , du niveau de la mer, du forçage radiatif des gaz à effet de serre et de l'albédo de surface, et de la température de surface depuis 800 000 ans [HANSEN et al., 2013].

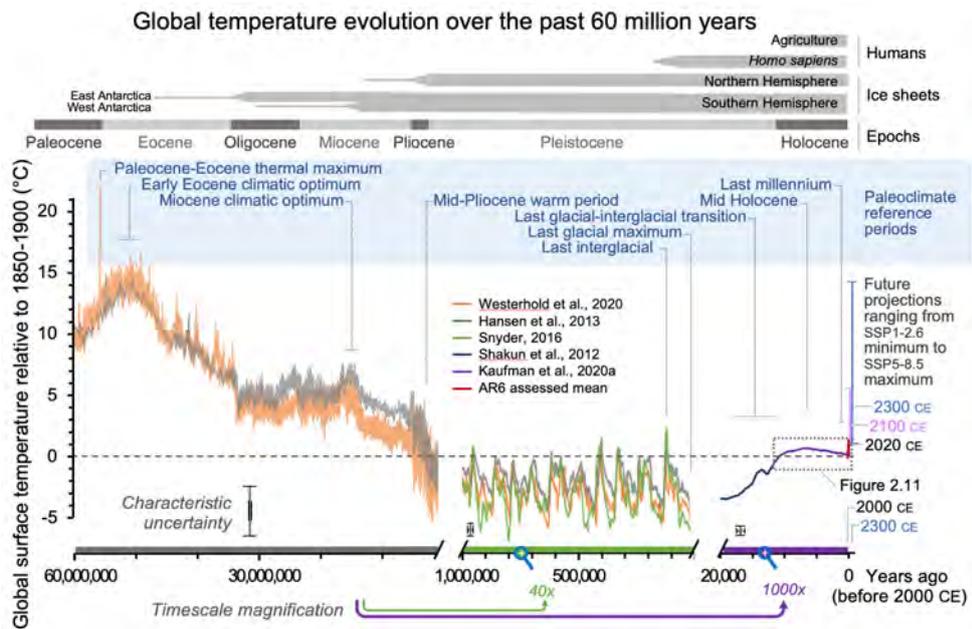


Fig. 0.11 – Évolution de la température globale moyenne de surface depuis 60 millions d'années, indications sur l'état de la surface de la Terre, et découpage des ères géologiques; illustration tirée du Sixième rapport d'évaluation du GIEC (ch. 2) [GULEV et al., 2021].

2.3.B. b. Estimations observationnelles historiques

b. i. *Opportunité et intérêt de l'étude de la période contemporaine*

Dans le régime transitoire actuel qui caractérise le changement climatique contemporain, la résolution de l'équation du bilan d'énergie, c'est-à-dire l'estimation de λ , est possible; elle suppose de disposer des données observationnelles des trois termes de l'équation 10 page 12. Cette approche est d'autant plus intéressante que, d'une part, elle s'appuie sur des instruments dont on peut légitimement penser qu'ils délivrent des observations de qualité (par exemple dans le cas des observations spatiales, homogènes et exhaustives autour de la Terre); d'autre part, ces observations interviennent sur une période relativement récente au cours de laquelle le changement climatique permet de dégager une tendance claire. Appuyée sur des observations, la sensibilité climatique estimée est qualifiée d'observationnelle; estimée en régime transitoire, elle est dite, de surcroît, effective¹²: on parle alors de « sensibilité climatique observationnelle effective » (obseffCS). Je présente succinctement dans les paragraphes suivants les données observationnelles récentes fréquemment utilisées par ces études.

b. ii. *Observations*

Le forçage radiatif n'est pas directement observable, mais doit être recalculé à l'aide de modèles de transfert radiatif, sur la base de reconstructions de l'historique de la composition atmosphérique [RAMASWAMY *et al.*, 2019], ou par d'autres méthodes pour le contraindre, par exemple par le bilan d'énergie [ANDREWS & FORSTER, 2020]. Au regard de l'incertitude qui le caractérise, le forçage radiatif des aérosols seul fait l'objet d'une attention particulière [BELLOUIN *et al.*, 2020], sur laquelle je reviendrai.

La température de surface provient de reconstructions appuyées sur des mesures *in situ* et satellitaires pour la période récente. Ces mesures sont interpolées pour combler les trous de la couverture spatiale, e.g. [COWTAN & WAY, 2014] où la grandeur fournie est un composite de température de surface de l'air (*Surface air temperature* – SAT) et de température de surface de la mer (*Sea surface temperature* – SST). Il est à noter que c'est la température à 2 mètres qui est utilisée dans l'équation du bilan d'énergie, et que le biais entre la température composite de COWTAN & WAY et celle-ci est à corriger (j'y reviendrai plus tard).

Concernant le terme de déséquilibre énergétique, deux approches ont jusqu'à présent été suivies dans le contexte des estimations de la sensibilité climatique. La première consiste à exploiter le fait que le déséquilibre énergétique est aussi la quantité d'énergie absorbée par le système climatique, et à utiliser un inventaire des quantités de chaleur absorbées par les composants du système climatique [OTTO *et al.*, 2013]. L'océan absorbe plus de 90% de l'excès d'énergie absorbé par la Terre du fait du déséquilibre énergétique [CHURCH *et al.*, 2011; LEVITUS *et al.*, 2012; MEYSSIGNAC *et al.*, 2019; VON SCHUCKMANN *et al.*, 2020; FOX-KEMPER *et al.*, 2021a]. L'énergie stockée par l'océan peut être estimée par les observations *in situ* de température et salinité [GOURETSKI & KOLTERMANN, 2007; LEVITUS *et al.*, 2009; LEVITUS *et al.*, 2012; GOOD *et al.*, 2013; CHENG *et al.*, 2017; ISHII *et al.*, 2017], en utilisant l'équation d'état de l'eau de mer [MCDUGALL, 2003; IOC, SCOR & IAPSO, 2015]. Ces observations sont réalisées depuis les années 1950 lors de campagnes hydrographiques; leur couverture est devenue quasi-globale, à l'exception de l'océan austral, au début des années 1970. Le problème de leur interpolation spatio-temporelle a fait émerger la nécessité d'observations en continu et de façon globale, ce qui a poussé au déploiement de la flotte de profileurs autonomes Argo à partir des années 2000; cette flotte compte désormais environ 4 000 appareils, qui sont constamment renouvelés. Toutefois, les mesures océaniques en général se heurtent au problème de la profondeur atteinte par les dispositifs de mesure, qui se limitent souvent à 2 000 m [ABRAHAM *et al.*, 2013] (voir fig. 0.12 page suivante); la contribution profonde doit donc être ajoutée, e.g. [PURKEY & JOHNSON, 2010]. Le bilan énergétique global est obtenu en ajoutant les quantités de chaleur absorbées par l'atmosphère, la cryosphère et les surfaces continentales à celle absorbée par l'océan, en utilisant leur densité, leur capacité calorifique et leur variation de température; dans le cas de la fonte de la cryosphère, il faut ajouter la contribution due à l'enthalpie de fusion. Les contributions respectives de ces composants au réchauffement planétaire sont de 3 à 4% pour la cryosphère, de 4 à 5% pour les surfaces continentales, et environ 1% pour l'atmosphère [FORSTER *et al.*, 2021].

La deuxième approche utilisée jusqu'à présent dans la communauté pour estimer le déséquilibre énergétique consiste à l'observer directement, c'est-à-dire à utiliser des mesures spatiales du flux radiatif net au sommet de l'atmosphère, par exemple [LOEB *et al.*, 2009; LOEB *et al.*, 2018] avec le produit CERES-EBAF. La mission CERES observe le flux radiatif de la Terre dans les domaines visible et infrarouge. Par différence avec le flux solaire incident qui est observé directement, par exemple par la mission SOHO, on obtient le flux radiatif net de la Terre. Le flux calculé ainsi reproduit bien la variabilité interannuelle du flux radiatif net mais demeure biaisé pour sa valeur moyenne; ce biais vient de la difficulté à calibrer les instruments, ce qui conduit à une incertitude de l'ordre de $\pm 2,5 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}$ sur la moyenne du produit CERES. Le produit CERES-EBAF est donc aligné sur la valeur déduite d'Argo sur la période 2005-2015.

12. Concernant l'usage de l'adjectif « effective », voir aussi la méthode de Gregory page 21.

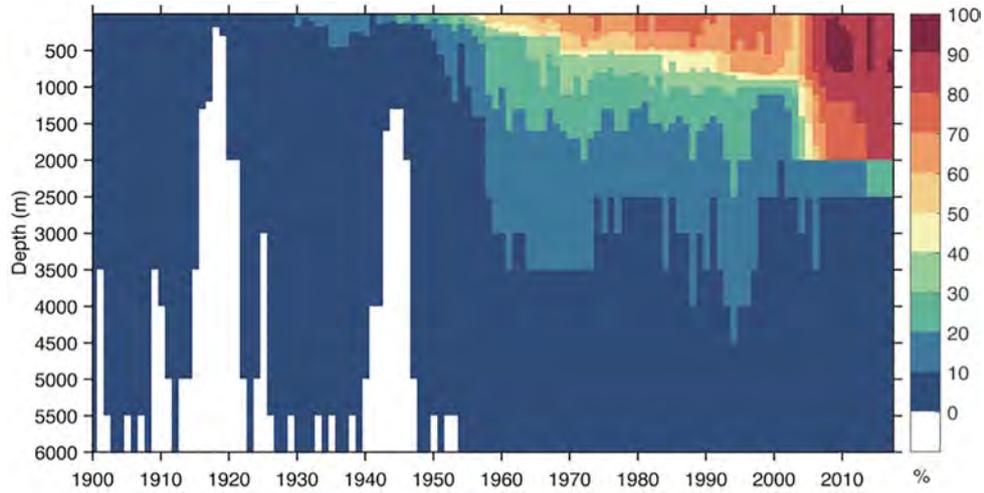


Fig. 0.12 – Pourcentage de la couverture des données in situ en fonction de la profondeur (de 0 à 6000 m) depuis 1900, par cellules géographiques de $3^\circ \times 3^\circ$ [MEYSSIGNAC *et al.*, 2019].

2.3.B. c. Méthodes

c. i. Différences d'états climatiques moyens

Une première méthode d'estimation observationnelle de la sensibilité climatique consiste à formuler le bilan d'énergie moyen sur deux périodes : la première est l'« état de base », la seconde est l'« état final ». En notant $\langle X \rangle_i$ la valeur moyenne de chaque variable X sur la période i :

$$\langle N \rangle_{\text{base}} = \langle F \rangle_{\text{base}} + \lambda \langle T \rangle_{\text{base}} \quad (21)$$

$$\langle N \rangle_{\text{fin}} = \langle F \rangle_{\text{fin}} + \lambda \langle T \rangle_{\text{fin}} \quad (22)$$

En notant $\Delta X = \langle N \rangle_{\text{fin}} - \langle N \rangle_{\text{base}}$, la différence des deux états moyens fournit le paramètre de réponse radiative λ puis l'ECS :

$$\lambda = \frac{\Delta N - \Delta F}{\Delta T} \quad (23)$$

$$ECS = -F_{2\times} \cdot \frac{\Delta T}{\Delta N - \Delta F} \quad (24)$$

Il est à noter que $\Delta N - \Delta F$ est la différence de réponse radiative ΔR . On voit immédiatement que l'ECS est d'autant plus grande (petite) que ΔT est grand (petit) à ΔR donné, et, ou, que ΔR est petite (grande) à ΔT donné. Le paramètre λ estimé entre la période de base et la période finale est donc la pente de la droite construite avec les deux points qui résument, chacun, l'état climatique moyen sur ces périodes.

Afin de dégager une tendance nette des variables de l'équation du bilan d'énergie, les deux périodes considérées dans cette méthode doivent être suffisamment éloignées dans le temps. Individuellement ces deux périodes doivent être assez courtes pour ne pas avoir varié au-delà de la variabilité interannuelle caractéristique de ces variables. En pratique, il est donc commode d'utiliser cette méthode lorsqu'on dispose d'un état final de seulement quelques années jusqu'à deux ou trois décennies, séparé d'un état de base par plusieurs décennies voire plus. La connaissance des trois variables demeure fragile lorsqu'on s'appuie sur des périodes anciennes pour définir l'état de base, à une époque où les observations étaient éparées et réalisées avec des instruments parfois mal calibrés. Pour certaines grandeurs, l'établissement d'un état de base peut être indirect ; par exemple, avec les séries de forçages radiatifs et de température, la définition de l'état de base est immédiat, ces séries étant souvent longues et pouvant commencer au XIX^e siècle (par exemple la série de température de COWTAN & WAY (2014)) voire au XVIII^e siècle (par exemple les séries de forçages radiatifs de SHERWOOD *et al.* (2020)) ; cela ne garantit pas que ces états soient exacts mais, au moins, des données relativement consolidées existent pour les définir, ce qui n'est pas le cas pour le déséquilibre énergétique (j'aurai largement l'occasion de revenir sur ce point).

La méthode des différences est très majoritairement utilisée dans la littérature ; voir par exemple [OTTO *et al.*, 2013 ; LEWIS & CURRY, 2015 ; LEWIS & CURRY, 2018 ; MARVEL *et al.*, 2018 ; DESSLER, 2020 ; SHERWOOD *et al.*, 2020].

c. ii. Régression de séries temporelles

Pour pallier l'inconvénient de la méconnaissance de l'état de base, une alternative consiste à estimer λ en régressant la série temporelle de la réponse radiative $N(t) - F(t)$ avec celle de la température $T(t)$, en utilisant l'estimateur des moindres carrés; cette méthode a très rarement été utilisée avec des observations (voir toutefois l'étude assez ancienne de FORSTER & GREGORY (2006), qui utilise une série courte, ou GREGORY *et al.* (2019) qui l'utilisent avec des simulations numériques de l'évolution climatique historique sur des séries longues de plusieurs décennies). Cette approche suppose de disposer de séries de valeurs plus longues qu'avec la méthode des différences d'états, et permet de se dispenser d'un état de base, dont j'ai expliqué la difficulté de la détermination.

De surcroît, BARNES & BARNES (2015) soulignent que la méthode de régression est, d'une part, non biaisée par rapport à la méthode des différences d'état, et, d'autre part, que l'incertitude associée à l'estimation de λ est plus faible qu'avec la méthode des différences (voir fig. 0.13). Le point faible de cette méthode réside dans la difficulté à prendre en compte l'incertitude associée à $T(t)$, à moins d'utiliser des moindres carrés totaux ou de réaliser des tirages de Monte-Carlo des séries elles-mêmes, ce qui complexifie quelque peu la démarche. Hors cette limite, on voit donc qu'il existe une possibilité d'explorer les atouts de cette méthode pour estimer la sensibilité climatique.

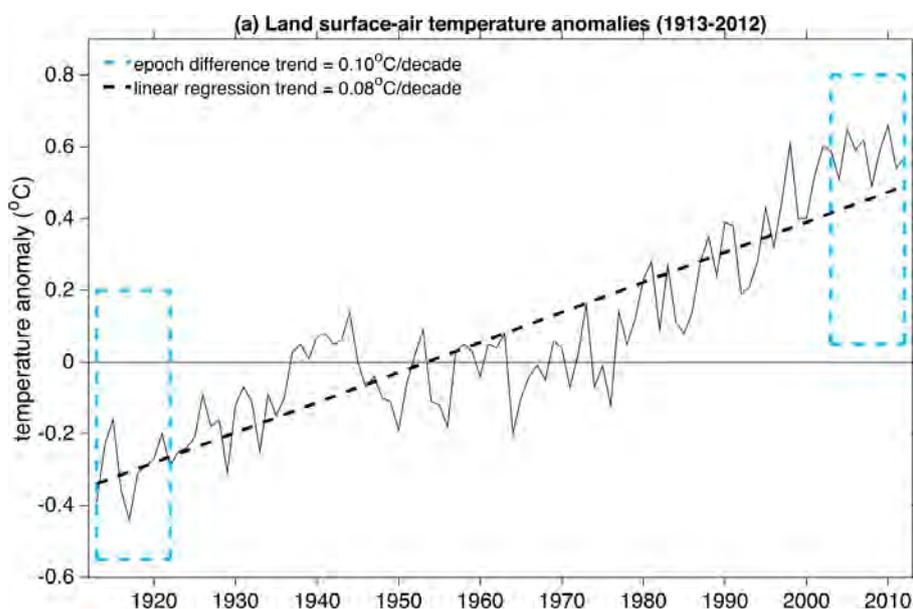


Fig. 0.13 – Comparaison de la méthode des différences d'états avec celle des régressions, appliquée à l'évolution de la température depuis 1900 [BARNES & BARNES, 2015].

c. iii. Autres approches

D'autres études complexifient ces deux méthodes de base, par exemple avec un cadre bayésien [SKEIE *et al.*, 2018] ou des méthodes de détection-attribution [TOKARSKA *et al.*, 2020]. Le principe consiste à chaque fois dans la résolution du bilan d'énergie, c'est-à-dire l'estimation du paramètre de réponse radiative λ dont on déduit l'ECS. En outre, il est aussi possible de corriger l'estimation de la sensibilité climatique observationnelle effective de l'effet de la variabilité interne, et d'estimer ainsi la sensibilité climatique issue de la réponse forcée du système climatique aux forçages radiatifs historiques, appelée « sensibilité climatique historique effective » (histeffCS).

2.3.B. d. Quelques résultats

Afin d'illustrer les nombreuses estimations de l'ECS sur des bases observationnelles historiques disponibles, je renvoie à la fig. 0.14 page suivante; je mentionne à titre illustratif quelques-unes d'entre elles dans le tableau 0.6 page ci-contre, et renvoie vers les références citées pour les détails, en particulier les jeux de données utilisées, les traitements réalisés, et l'origine des différents résultats proposés. Plusieurs points sont toutefois remarquables entre toutes ces études : quasiment toutes utilisent la méthode des différences d'états, avec bien souvent un état de base très ancien (fin du XIX^e siècle), et aboutissent à des valeurs très faibles pour la sensibilité climatique. Ce point est très important pour la problématique de ma thèse, et j'y reviendrai, car il a contribué à identifier les effets non pris en compte par ces études, que je présente plus bas.

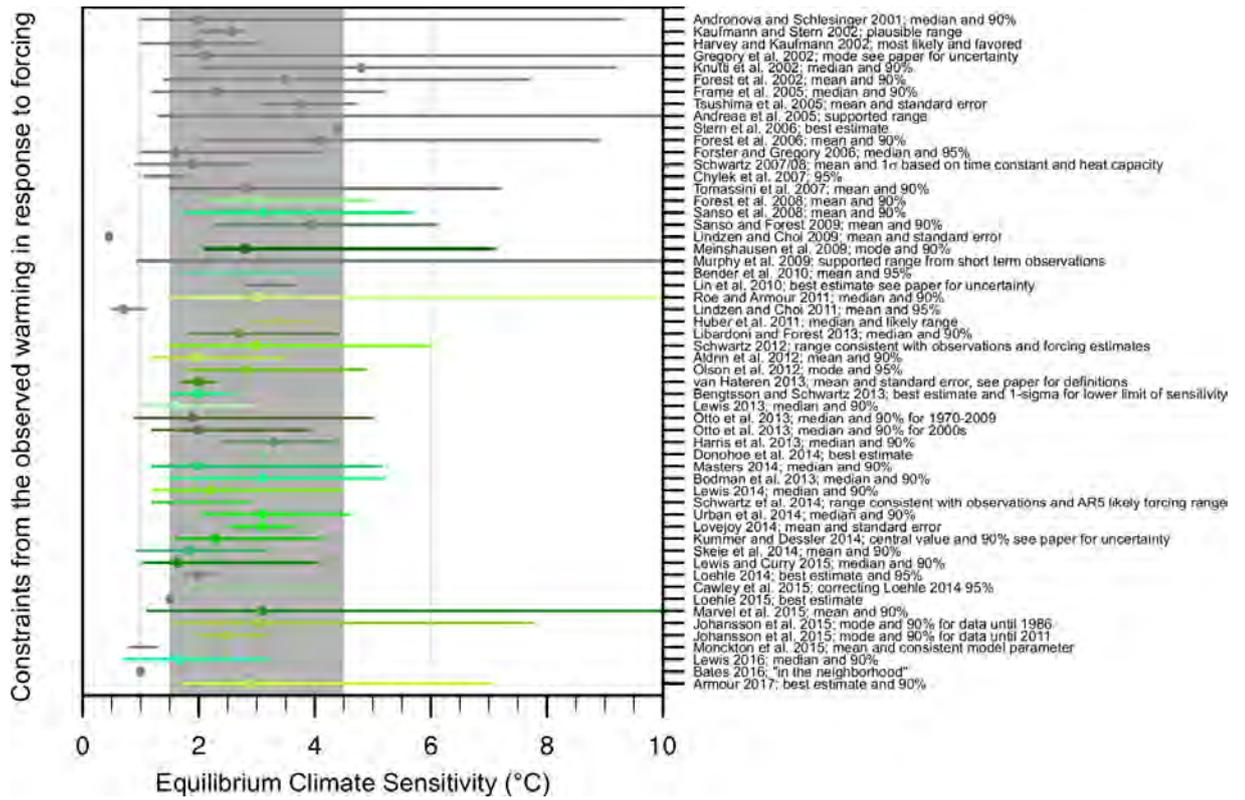


Fig. 0.14 – Ensemble d'estimations de l'ECS à partir d'observations historiques recensées par [KNUTTI *et al.*, 2017].

Référence	Données	Méthode	ECS (K)	Commentaire
[FORSTER & GREGORY, 2006]	1985-1996	R	2,3 ± 1,4	(1σ)
[OTTO <i>et al.</i> , 2013]	1970-2009 vs 1860-1879	D	2,0 [1,2;3,9]	(5%;95%)
[SKEIE <i>et al.</i> , 2014]	1850-2014	MV	1,8 [0,9;3,2]	(5%;95%)
[MARVEL <i>et al.</i> , 2016]	2000-2009 vs 1860-1879	D	2,0 [1,1;16,0]	(5%;95%)
[SKEIE <i>et al.</i> , 2018]	1850-2014	MV	1,9 [1,2;3,1]	(5%;95%)
[LEWIS & CURRY, 2015]	1995-2011 vs 1859-1882	D	1,64 [1,05;4,05]	(5%;95%)
[LEWIS & CURRY, 2018]	2007-2016 vs 1869-1882	D	1,50 [1,05;2,45]	(5%;95%)
[LEWIS & CURRY, 2018]	2007-2016 vs 1869-1882	D	1,66 [1,15;2,7]	(5%;95%)
[GREGORY <i>et al.</i> , 2019a]	1985-2011	R	1,6	
[TOKARSKA <i>et al.</i> , 2020]	1862-2012	DA	2,0 [1,3;3,1]	(5%;95%)
[TOKARSKA <i>et al.</i> , 2020]	1955-2012	DA	2,8 [1,7;4,6]	(5%;95%)
		R	Régression	
		D	Différence d'états	
		MV	Estimation multi-variée	
		DA	Détection-attribution	

Table 0.6 – Quelques sensibilités climatiques illustrant les estimations basses obtenues avec cette approche. Bien que considérées comme des ECS par leurs auteurs, elles s'apparentent plutôt à ce que j'ai appelé « sensibilité climate observationnelle effective » (obseffCS).

2.3. C. SYNTHÈSE TERMINOLOGIQUE SUR LA SENSIBILITÉ CLIMATIQUE

2.3.C. a. Définitions générales

La présentation des différentes méthodes et sources de données utilisées pour estimer la sensibilité climatique m'a fait introduire plusieurs déclinaisons de ce qui est en réalité estimé derrière ce terme : ECS, CO₂effCS, etc. Afin de faciliter la lecture du manuscrit, je propose dans le tableau 0.7 page suivante de synthétiser ces éléments et d'en anticiper d'autres, qui seront réutilisés dans tout le manuscrit.

	Données, scénario	Méthode	Commentaire
ECS	Simulations longue après $[\text{CO}_2] \times 2$	D	Métrique canonique à atteindre
CO2effCS	Simulations de 150 ans après $[\text{CO}_2] \times 2$	R	ECS obtenue par la méthode de GREGORY <i>et al.</i> (2004)
paleoeffCS	Observations paléo-climatiques	D	Sensibilité climatique à base paléo-climatique
obseffCS	Observations instrumentales	D ou R	Estimation directement observationnelle de la sensibilité climatique effective sur la période historique
histeffCS	obseffCS corrigée de la variabilité interne	D ou R	Estimation de la sensibilité climatique en réponse au forçage anthropique sur la période historique
simobseffCS	obseffCS par les simulations climatiques	D ou R	Simulation numérique de obseffCS
simhisteffCS	histeffCS par les simulations climatiques	D ou R	Simulation numérique de histeffCS
amipeffCS	Simulations avec SST historiques	D ou R	Simulation numérique de obseffCS avec conditions aux limites
		R	Régression
		D	Différence d'états

Table 0.7 – Synthèse de la terminologie utilisée pour qualifier la sensibilité climatique.

2.3.C. b. De la sensibilité climatique observationnelle effective à la sensibilité climatique effective au CO_2 et incertitudes associées

Dans le contexte de l'estimation de la sensibilité climatique et de la quantification des incertitudes, il nous faut séparer plusieurs types d'incertitudes : les incertitudes observationnelles en explorant celle due à chaque terme de l'équation 10 page 12, l'incertitude due à la variabilité du système climatique, qu'elle soit interne ou forcée.

b. i. Estimation observationnelle effective

Le paramètre de rétroaction climatique directement déduit des observations est appelé « paramètre de rétroaction climatique observationnel effectif », noté obseff λ . La sensibilité climatique associée à cette estimation est appelée « sensibilité climatique observationnelle effective », notée obseffCS. Celle-ci s'exprime simplement comme :

$$\text{obseffCS} = -\frac{F2 \times}{\text{obseff}\lambda} \quad (25)$$

Dans la littérature, les estimations observationnelles de la sensibilité climatique s'en sont, en général, tenu au calcul de l'obseffCS, e.g. [OTTO *et al.*, 2013; LEWIS & CURRY, 2015].

b. ii. Estimation historique effective

Le paramètre de rétroaction climatique corrigé de l'effet de la variabilité interne du système climatique est appelé « paramètre de rétroaction climatique historique effectif », noté histeff λ . La sensibilité climatique associée à cette estimation est appelée « sensibilité climatique historique effective », notée histeffCS.

La correction de variabilité interne qui permet de passer de obseff λ à histeff λ doit permettre de caractériser le biais de la trajectoire climatique historique par rapport à une trajectoire climatique historique qui répond aux forçages historiques externes seulement, non soumise à la variabilité interne du système ni aux incertitudes sur l'état préindustriel supposé. L'histeffCS se veut donc une estimation de la sensibilité climatique sur des bases observationnelles, en ne retenant que la variabilité forcée du système climatique. Cette correction amène donc nécessairement une incertitude supplémentaire associée à la variabilité climatique. On a donc :

$$\text{histeff}\lambda = \text{obseff}\lambda + [\Delta\lambda_{VI} \pm \varepsilon_{VI}] \quad (26)$$

$$\text{et : } \text{histeffCS} = -\frac{F2 \times}{\text{histeff}\lambda} \quad (27)$$

où $[\Delta\lambda_{VI} \pm \varepsilon_{VI}]$ est la correction de variabilité interne, portant un biais $\Delta\lambda_{VI}$ et une incertitude ε_{VI} . Il est à noter que les études qui prennent en compte la variabilité interne ne considèrent souvent celle-ci que comme une incertitude, sans biais, e.g. [LEWIS & CURRY, 2018; DESSLER, 2020].

b. iii. Estimation effective au CO_2

Le paramètre de rétroaction climatique au CO_2 est appelé « paramètre de rétroaction climatique effectif au CO_2 », noté $\text{CO}_2\text{eff}\lambda$. La sensibilité climatique associée à cette estimation est appelée « sensibilité climatique effective au CO_2 », notée

CO₂effCS.

La correction faisant passer de hi_{steff}λ à CO₂effλ traduit les réponses radiatives différentes obtenues, la première, à partir d'une trajectoire forcée du système climatique en réponse au forçage historique, la seconde, à partir de trajectoire forcée en réponse à une augmentation abrupte de CO₂, déduite de la méthode canonique de GREGORY *et al.* (2004), qui est un bon intermédiaire vers l'ECS. Cette correction est associée à la distance entre deux régimes de trajectoires distincts, et fait office de fonction de transfert entre le climat réel et le climat de l'expérience de pensée de Charney. Cette distance entre ces deux climats est la traduction de l'effet des structures spatiales du réchauffement de surface, qui amènent le paramètre de rétroaction climatique à dépendre du temps, de façons très différentes dans les deux types d'évolution climatique, comme vu dans l'introduction (voir fig. 0.16 page 33 et 0.17 page 34). On a donc :

$$\text{CO}_2\text{eff}\lambda = \text{hi}_{\text{steff}}\lambda + [\Delta\lambda_{PE} \pm \varepsilon_{PE}] \quad (28)$$

$$\text{et : } \text{CO}_2\text{effCS} = -\frac{F2\times}{\text{CO}_2\text{eff}\lambda} \quad (29)$$

où $[\Delta\lambda_{PE} \pm \varepsilon_{PE}]$ est la correction associée à la distance entre trajectoire historique moyenne et trajectoire uniquement due au CO₂, portant un biais $\Delta\lambda_{PE}$ et une incertitude ε_{PE} ¹³. Plusieurs études ont déjà introduit l'idée de distance entre climat réel et climat de Charney, mais bien souvent comme un biais seul [ANDREWS *et al.*, 2018; MARVEL *et al.*, 2018; GREGORY *et al.*, 2019a] et appliqué non aux estimations observationnelles mais à des simulations de l'évolution du système climatique auquel on n'impose que l'historique de la température de surface de l'océan (simulations amip).

2.4 La sensibilité climatique : une métrique durablement mal connue

2.4. A. LE CONSTAT DE LA LENTE ET TRÈS RÉCENTE RÉDUCTION DE LA PLAGE DE VALEURS DE L'ECS

Les plages de valeurs de la sensibilité climatique recensées précédemment dans la littérature contemporaine demeurent souvent proches de celle du rapport Charney. En effet, les estimations de la sensibilité climatique, toutes méthodes confondues, ne sont pas parvenues à en réduire la plage de valeurs depuis 1979, comme le rappelle le Sixième rapport d'évaluation du GIEC (voir fig. 0.15 page suivante). En effet, les quatre premiers rapports appuyaient leurs estimations sur des modèles de climat ; alors que les trois premiers [IPCC & HOUGHTON, 1990; HOUGHTON *et al.*, 1995; HOUGHTON *et al.*, 2001] ont fourni une borne inférieure « probable » ($p < 0,17$) de l'ECS identique à celle du rapport Charney (1,5 K), le Quatrième rapport [SOLOMON *et al.*, 2007] l'a relevée à 2,0 K. Dans le Cinquième rapport [STOCKER *et al.*, 2013], l'invocation d'estimations observationnelles, basses par rapports aux estimations issues des modèles, a ramené la borne basse probable à 1,5 K. Les fluctuations de l'intervalle de confiance au fur et à mesure des publications des rapports du GIEC illustrent l'opposition entre les valeurs basses issues des observations et les valeurs hautes issues des modèles.

Parallèlement, les estimations issues des modèles de climat montrent une forte dispersion expliquée par l'effet des nuages des zones marines tropicales de subsidence atmosphérique dans les modèles [BONY & DUFRESNE, 2005; VIAL *et al.*, 2013]; entre les exercices CMIP5 et CMIP6, cette dispersion s'est accrue dans les modèles de climat [ZELINKA *et al.*, 2020; FORSTER *et al.*, 2021]. De plus, de nombreuses études ont montré que l'évolution des nuages bas dans les zones tropicales étaient responsables de variations importantes de la réponse radiative de la Terre au cours du temps. Cela engendre des variations importantes du paramètre de rétroaction climatique avec le temps et peut expliquer des différences importantes dans les estimations de la sensibilité climatique effective à différentes périodes. Dans le Sixième rapport d'évaluation du GIEC [ARIAS *et al.*, 2021], les modèles ont par conséquent été exclus de l'estimation de l'ECS ; ce rapport publie une valeur de 3 K avec un intervalle de confiance probable de [2, 5; 4] K, et très probable de [2; 5] K (voir fig. 0.15 page suivante).

Deux problèmes semblent donc avoir émergé, n'étant pas totalement indépendants : le premier touche à la dichotomie des estimations instrumentales par rapport aux estimations des modèles ; le second tient au rôle des nuages dans la dispersion des estimations dans les modèles de climat. Les variations temporelles du paramètre de rétroaction climatique dues aux nuages, que je vais décrire dans la partie suivante, qui ont été prises en compte dans les évaluations les plus récentes de la sensibilité climatique, ont réduit la plage de valeurs possibles dans le Sixième rapport d'évaluation du GIEC.

2.4. B. LA VARIATION TEMPORELLE DU PARAMÈTRE DE RÉTROACTION CLIMATIQUE

2.4.B. a. Mise en évidence et description

La dépendance du paramètre de rétroaction climatique avec le temps a été mise en évidence par SENIOR & MITCHELL (2000), qui ont identifié l'origine de ce phénomène, en l'occurrence les structures spatiales du réchauffement. Dans les expériences de doublement instantané de CO₂ simulées par les modèles de climat, ils ont pointé le rôle de la différence inter-hémisphérique des tendances de réchauffement (l'océan Austral évoluant en ce sens moins vite que le reste du globe) et l'effet

13. J'ai utilisé l'indice PE pour *pattern effect*.

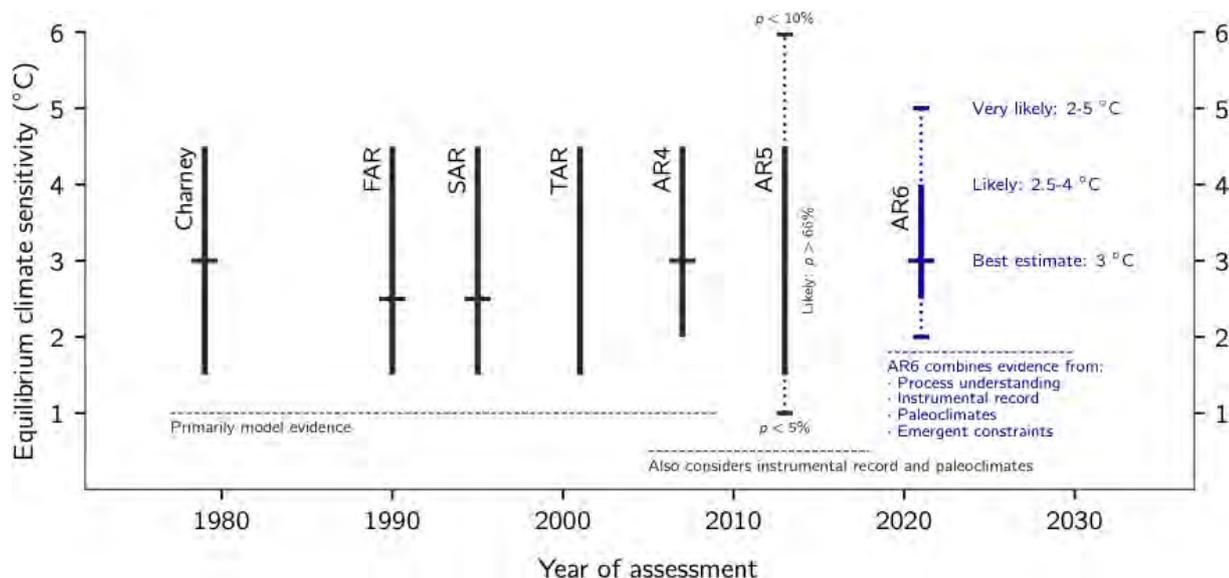


Fig. 0.15 – Évolution des plages de valeurs de l'ECS dans les rapports du GIEC [ARIAS *et al.*, 2021].

de cette asymétrie sur les formations nuageuses. Plus tard, ARMOUR *et al.* (2013) ont précisé ce diagnostic, en montrant que le paramètre λ est, toujours dans des expériences de doublement instantané du CO_2 , fondamentalement lié à la structure géographique du réchauffement. En outre, ils montrent que c'est la structure géographique du réchauffement, de surcroît variable dans le temps, qui contrôle les variations du paramètre de rétroaction climatique. L'effet de variation temporelle de λ avec le temps causé par les structures spatio-temporelles du réchauffement est appelé *effet pattern*, expression que l'on propose de remplacer, en français, par « effet de mosaïque thermique ».

Dans les simulations de multiplication abrupte de CO_2 , on estime la sensibilité climatique effective au CO_2 (CO_2effCS) (qui est l'intermédiaire vers l'ECS) avec la méthode de Gregory (voir partie 2.3.A. b. page 21). La pente de la régression du déséquilibre énergétique N avec la température T donne λ . On voit sur la fig. 0.16 page ci-contre que λ varie au cours du temps en adoptant au départ des valeurs très négatives, puis des valeurs moins négatives; cette évolution explique pourquoi la CO_2effCS déduite de l'extrapolation de cette régression sur les 150 premières années soit inférieure à l'ECS qui est la température réellement atteinte à l'équilibre énergétique, lorsque des réponses radiatives plus lentes se sont exprimées [RUGENSTEIN & ARMOUR, 2021].

La dépendance de λ avec le temps est également démontrée dans les simulations de reconstruction historique forcée à la surface de l'océan par les variations spatiales de la température de surface de la mer [GREGORY & ANDREWS, 2016]. GREGORY *et al.* (2019) ont ainsi simulé l'évolution du paramètre de réponse radiative à partir de 1880, en appliquant à la surface de l'océan d'abord la climatologie observée de la SST, puis une climatologie uniforme, enfin les écarts régionaux à la moyenne globale de la SST (voir fig. 0.17 page 34). Cette figure démontre qu'un réchauffement uniforme aboutirait à un λ quasi-constant aux échelles centennales, alors que les structures spatiales de réchauffement, seules ou s'ajoutant à la tendance globale, amènent à une variabilité marquée aux échelles décennales à multi-décennales.

2.4.B. b. Causes des structures spatiales de réchauffement

Sur le plan statique, la structure spatiale du réchauffement dépend d'abord de la nature de la surface; ainsi, sur les continents, le réchauffement est presque deux fois plus important que sur les océans : la décennie 2011-2020 a vu son anomalie de température par rapport à 1850-1900 être de 1,09 [0,95; 1,20] K en moyenne globale, mais de 1,59 [1,34; 1,83] K sur les continents, contre 0,88 [0,68; 1,01] K sur les océans [IPCC, 2021].

Sur le plan dynamique, la structure spatiale du réchauffement de la surface dépend de la dynamique couplée des interactions entre l'océan et l'atmosphère, qui pilote le transport horizontal et vertical de la chaleur dans l'océan et qui est responsable de la structure régionale de la température de surface (voir fig. 0.18 page 34). Aux échelles interannuelles à multidécennales, elle peut être générée par la variabilité interne du système couplé océan-atmosphère ou par sa réponse aux forçages externes, soit naturels soit anthropiques.

a Equilibration of CESM and CMIP5 models

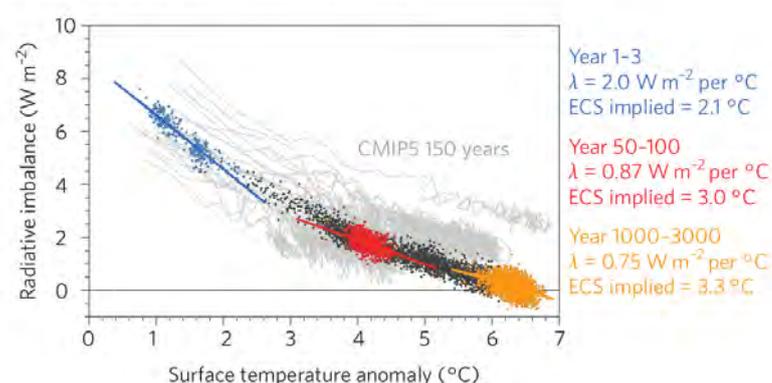
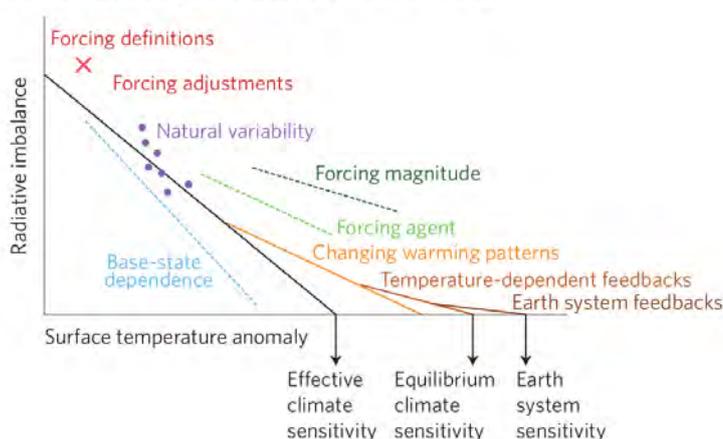


Fig. 0.16 – En haut : évolution du déséquilibre radiatif en fonction de la température dans les expériences de quadruplement instantané du CO_2 des modèles participant à l'exercice CMIP5 (en gris), et du modèle CESM en particulier (en couleurs); en bas : processus influençant l'évolution de la réponse radiative [KNUTTI *et al.*, 2017]. La sensibilité climatique déduite de ce genre d'expérience est obtenue avec la méthode de Gregory (voir partie 2.3.A. b. page 21).

b Processes influencing the evolution of climate feedbacks



2.4.B. c. Conséquences des structures spatiales du réchauffement sur la réponse radiative : l'effet de mosaïque thermique

Les structures spatiales du réchauffement ont un effet notable dans les Tropiques. Dans ces régions, sous l'effet des émissions de CO_2 , l'ouest des bassins océaniques (dans le Pacifique notamment) se réchauffe plus fortement que l'est. Comme ces régions sont aussi des zones de convections, ce réchauffement de surface se traduit par un réchauffement de l'ensemble de la troposphère libre grâce à la circulation atmosphérique [ZHOU *et al.*, 2017]. La stabilité de l'ensemble de la troposphère augmente mais, au dessus des zones à l'est des bassins, qui sont plus froides, l'inversion de température en haut de la couche limite se renforce, qui favorise la formation de nuages bas [MAURITSEN, 2016] (voir fig. 0.19 page 35).

Les structures spatiales du réchauffement ont deux conséquences radiatives. En réchauffant la troposphère libre, elles augmentent le rayonnement infrarouge émis par cette couche; en formant des nuages bas au dessus des zones relativement plus froides, elles augmentent l'albédo et donc le rayonnement visible réfléchi vers l'espace. Un réchauffement plus marqué à l'est des bassins conduit à des conséquences opposées. En ce qui concerne l'évolution historique, ZHOU *et al.* (2016) ont montré que l'évolution du paramètre de réponse radiative λ vers des valeurs plus négatives à la fin du XX^{e} siècle était lié à une hausse de l'intensité de l'inversion au sommet de la couche limite marine tropicale, c'est-à-dire de la densité de la couverture de nuages bas dans ces régions.

2.4. C. PRISE EN COMPTE DE L'EFFET DE MOSAÏQUE THERMIQUE DANS LES ÉTUDES OBSERVATIONNELLES

Je recense dans cette partie quelques études tenant compte de l'effet de mosaïque thermique dans l'estimation de la CO_2 effCS, qu'elles s'appuient sur des modèles ou des observations, qu'elles s'attachent à réévaluer la variation de température historique ou à l'estimation de la sensibilité climatique. Une première gamme d'approches consiste à traiter exclusivement de l'effet des nuages en estimant leur effet sur la température et, partant, sur la sensibilité; une seconde gamme propose de modifier l'équation du bilan d'énergie; une troisième conserve le bilan d'énergie classique mais préfère se dégager des processus associés aux nuages et ne considère que l'effet des variations temporelles du paramètre de réponse radiative sur l'estimation de la sensibilité. Les études ayant proposé une estimation de la sensibilité climatique dans ce contexte sont résumées dans le tableau 0.8 page 37.

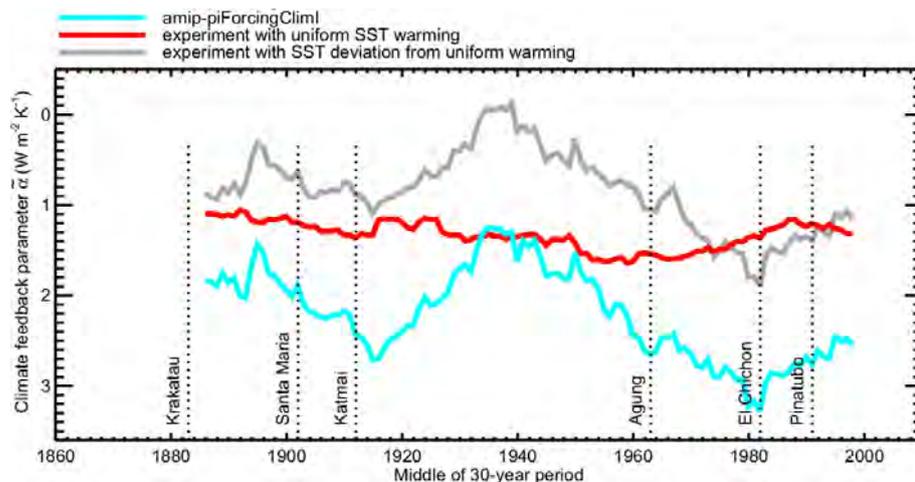


Fig. 0.17 – Évolution du paramètre de réponse radiative (ici noté $\tilde{\alpha}$) en fonction du temps pour différentes climatologies de SST : en bleu clair, la climatologie observée; en rouge, une climatologie de réchauffement uniforme; en gris, seulement la variabilité locale [GREGORY *et al.*, 2019a].

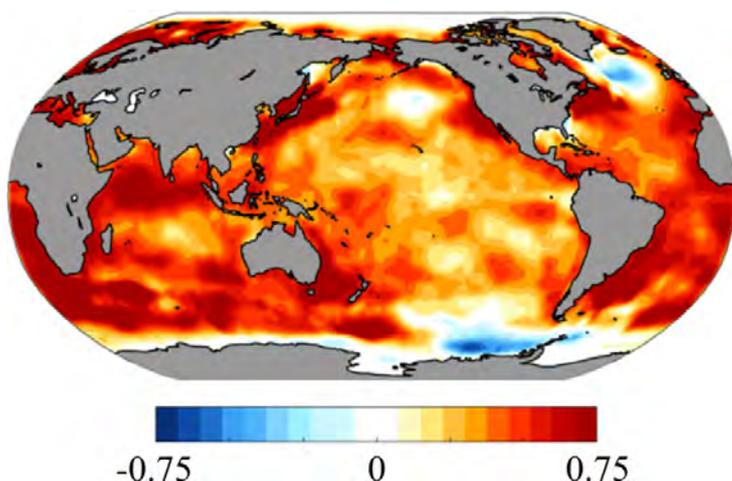


Fig. 0.18 – Tendances locales de la température de surface de la mer entre 1870 et 2017, en K par siècle [SHERWOOD *et al.*, 2020]

2.4.C. a. Prise en compte directe de l'effet des nuages

BJORDAL *et al.* (2020) incorporent leur modèle de physique des nuages dans le modèle de climat CESM2, puis réalisent des simulations numériques qui reproduisent bien l'évolution historique des températures, ce qui contribue à le valider. En réalisant des simulations abrupt-4xCO2, et en appliquant la méthode de GREGORY *et al.* (2004), ils aboutissent à une CO₂effCS très élevée et très contrainte : 6, 8 [6, 5; 7, 1] K (médiane, 5%-95%).

CESANA & DEL GENIO (2021) ont réalisé une étude observationnelle, avec des observations satellitaires entre 1979 et 2018, en discriminant deux types de nuages bas tropicaux, et, en examinant séparément leur réponse radiative, ils ont obtenu une CO₂effCS modérée, de $3,47 \pm 0,33$ K (1σ). De même, MYERS *et al.* (2021) ont contraint la réponse radiative des nuages bas avec des observations satellitaires pour contraindre les sensibilités climatiques issues des modèles, et abouti à une distribution de probabilités pour la CO₂effCS de [2, 4; 3, 6] K (1σ).

2.4.C. b. Réécriture du bilan d'énergie

ZHOU *et al.* (2021) ont réévalué le réchauffement historique en intégrant l'effet de mosaïque thermique dans le bilan d'énergie, et en remplaçant le paramètre de rétroaction climatique λ de régime transitoire par le λ obtenu avec la méthode classique de GREGORY *et al.* (2004). L'évaluation des différents termes de l'équation du bilan d'énergie ainsi réécrite amène à une variation de température de 1, 31 [0, 99; 2, 03] K entre l'époque pré-industrielle et la période 2005-2015, sans l'effet de mosaïque thermique, à 2, 31 [1, 26; 10, 3] avec, soit une hausse très importante.

Sans aller, eux non plus, jusqu'à l'estimation de la sensibilité climatique, CEPPI & GREGORY (2019) ont, eux aussi, proposé de réécrire le bilan d'énergie, en décomposant la réponse radiative en deux termes $R = \tau T + \sigma S$. S ici est la moyenne

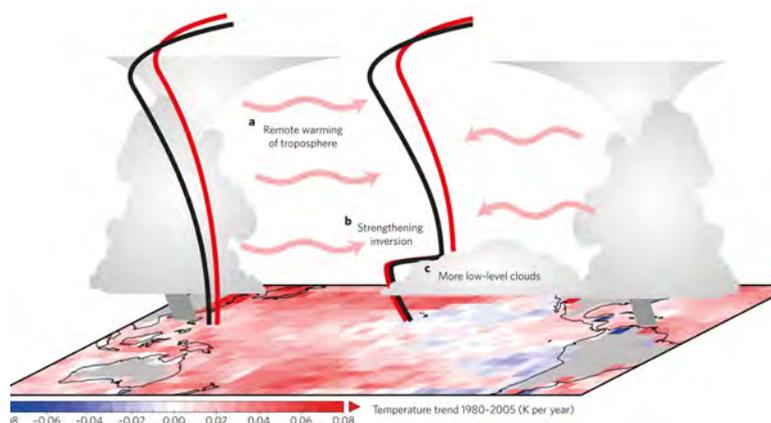


Fig. 0.19 – Mécanisme de formation des nuages bas dans les zones marine tropicales de subsidence en réponse au gradient de température de surface [MAURITSEN, 2016].

globale, sur les zones marines tropicales entre les latitudes 50° N et 50° S, de l'intensité de l'inversion de la température au sommet de la couche limite (*Estimated inversion strength* – EIS) [WOOD & BRETHERTON, 2006], qui est un traceur de la formation de nuages bas tropicaux, qu'ils avaient déjà exploité dans une étude précédente touchant à son effet sur le bilan d'énergie [CEPPI & GREGORY, 2017]. τ et σ s'interprètent ainsi comme deux paramètres de rétroaction climatique différents, le premier concernant exclusivement l'effet de la température, le second l'effet des nuages bas des zones marines tropicales. Testé sur deux modèles de climat avec plusieurs agents forçant, ce modèle de bilan d'énergie conduit à un paramètre τ à la fois indépendant des agents forçant et qui ne varie pas dans le temps.

DESSLER & FORSTER (2018) ont modifié plus radicalement l'équation du bilan d'énergie en remplaçant la température de surface par la température à la pression 500 hPa qui correspond à peu près au sommet de la couche limite planétaire, entre les latitudes 30° N et 30° S, et en en déduisant une sensibilité climatique exprimée à la surface. L'exploitation des observations de la variabilité climatique entre 2000 et 2017 amène à une sensibilité climatique de 3,3 [2, 4; 4, 6] K (médiane, 17%-83%).

2.4.C. c. Prise en compte de la variabilité du climat

c. i. Modélisation de la distance entre climat réel et climat forcé par un doublement de CO_2

MARVEL *et al.* (2018) ont utilisé plusieurs modèles de climat de la génération CMIP5 auxquels ils ont imposé la climatologie mensuelle de température de surface de la mer observée entre 1979 et 2005 (simulations *amip*), et ont comparé la sensibilité effective ainsi estimée (que je note *amipeffCS*) à celle de chaque même modèle mais simulant le climat historique (simulation *historical*; estimation notée *simobseffCS*), puis à celle d'un système climatique soumis à une hausse abrupte du CO_2 (*CO₂effCS*). Ils trouvent que les premières sont systématiquement inférieures aux autres (1,8 [1, 3; 3, 5] K, 2,3 [1, 6; 3, 9] K et 3,1 [2, 2; 4, 4] K (médiane, 5%-95% dans les trois cas), respectivement), ce qui confirme que les estimations observationnelles amènent un biais structurel dans l'estimation de la sensibilité climatique, que les auteurs attribuent à la variabilité interne du système climatique en régime transitoire. Avec une approche identique, ANDREWS *et al.* (2018) ont étudié les variations du paramètre λ dans des simulations *amip* par les modèles sur des fenêtres glissantes de trente ans, et ont confirmé le résultat de MARVEL *et al.* (2018), avec une *amipeffCS* de 2,03 [1, 65; 2, 41] K (médiane, 5%-95%) pour l'échantillon de modèles retenus. Ils utilisent cependant la distance moyenne entre le paramètre λ moyen des simulations *amip*-*piForcing* et celui des expériences *abrupt-4xCO2* des mêmes modèles, soit comme un facteur d'échelle (noté *S*), soit comme un biais ($\Delta\lambda$), pour corriger les valeurs obtenues par OTTO *et al.* (2013). Cette approche modélise explicitement la différence qu'il existe entre le paramètre de réponse radiative historique et celui des simulations correspondant à la définition canonique de la sensibilité climatique, qui est attribuée à l'effet de mosaïque thermique. Selon la façon d'appliquer cet effet, la sensibilité de OTTO *et al.* (2013) passe de 1,9 [0, 9; 5, 0] K (médiane, 5%-95%) à 3,2 [1, 5; 8, 1] K avec le facteur d'échelle ou 2,7 [1, 1; 10, 2] avec le biais (voir fig. 0.20 page suivante).

c. ii. Incertitudes associées à l'estimation de la sensibilité climatique sur des bases historiques

GREGORY *et al.* (2019) introduisent la terminologie que j'ai reprise et précisée dans ma thèse, distinguant sensibilité climatique historique effective (*hišteffCS*) et sensibilité climatique effective au CO_2 (*CO₂effCS*). Ils utilisent les simulations du climat historique depuis 1860 comme banc d'essai des biais et incertitudes rencontrés lorsqu'on estime la sensibilité climatique à partir du réchauffement historique. Si la *CO₂effCS* est la cible à atteindre, ils montrent que la sensibilité climatique historique effective simulée (*simhišteffCS*) la sous-estime à toutes les échelles de temps en raison de la variabilité climatique non forcée et de la variabilité climatique forcée. Ils constatent que les modèles de climat sous-estiment l'effet de mosaïque thermique, ce qui amène la *simhišteffCS* à être sur-estimée dans les modèles par rapport au monde réel; LOEB *et al.* (2021) montrent en effet que les modèles ne reproduisent le bilan d'énergie global qu'à la condition de reproduire correctement

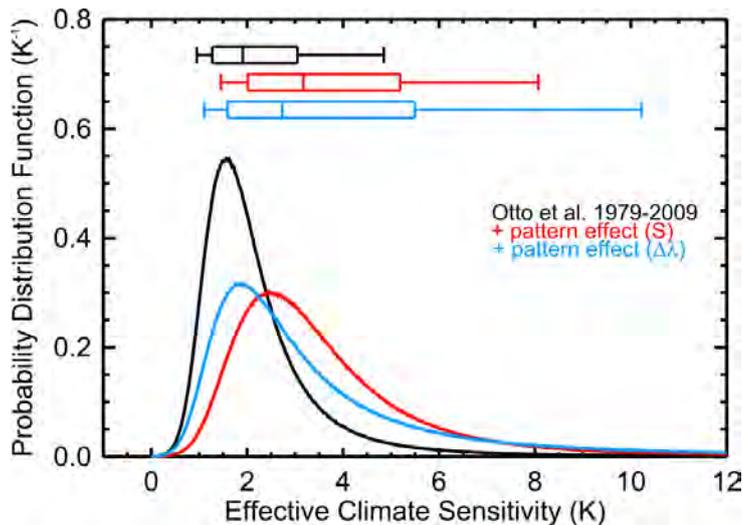


Fig. 0.20 – Densité de probabilité de la sensibilité climatique effective par prise en compte de l'effet de mosaïque thermique, sous forme de facteur d'échelle (rouge) ou de biais (bleu) du paramètre de réponse radiative, appliqué à l'estimation de OTTO *et al.* (2013) [ANDREWS *et al.*, 2018].

l'effet de mosaïque thermique. Par ailleurs, GREGORY *et al.* (2019) notent que la méthode d'estimation du paramètre de rétroaction climatique par régression linéaire de l'équation du bilan d'énergie est préférable à celle obtenue avec des différences d'états, comme déjà montré par BARNES & BARNES (2015). Ils encouragent en outre à utiliser des périodes historiques non affectées par des éruptions volcaniques, ce qu'avaient déjà évoqué, par exemple, LEWIS & CURRY (2015), afin de limiter leurs conséquences sur les variations temporelles du paramètre de rétroaction climatique. Malgré cette remarque, GREGORY *et al.* (2019) appliquent leur méthode à la période 1985-2011, affectée par les éruptions majeures du El Chichon de 1982 et du Pinatubo de 1991. En utilisant des observations de déséquilibre radiatif issues des missions spatiales ERBE et CERES, ils aboutissent à une simhiSTEffCS très basse de 1,6 K. Toutefois, l'absence d'intervalle de confiance associé à cette valeur rend difficile son appréciation, d'autant plus qu'elle n'est pas corrigée de l'effet de mosaïque thermique pour être exprimée en termes de CO_2effCS .

DESSLER (2020) propose de distinguer effet de mosaïque thermique non forcé, associé à la variabilité interne du climat, et effet de mosaïque thermique forcé, associé à la variabilité du climat due aux forçages radiatifs historiques, anthropiques ou naturels. Utilisant la méthode des différences d'états, et travaillant avec le Grand Ensemble de cent simulations du modèles MPI-ESM1.1, dont la CO_2effCS vaut 2,71 K, il montre que la simhiSTEffCS des différentes trajectoires du climat historique simulé peuvent se trouver jusqu'à 0,3 K sous la moyenne d'ensemble et jusqu'à 0,5 K au dessus de celle-ci. La conjugaison de la variabilité non forcée et de la variabilité forcée amène la simhiSTEffCS à être 0,5 K plus basse que la CO_2effCS , du fait de la variabilité interne du système climatique. Il identifie en outre les phénomènes prépondérants des deux types de variabilité : l'étendue de la banquise et les nuages pour la variabilité interne, et les nuages seuls pour la variabilité forcée.

c. iii. Synthèses récentes

Enfin, dans une vaste publication valant recension de l'état de l'art en matière d'estimation de la sensibilité climatique, revue de la littérature et combinaison des différentes méthodes, SHERWOOD *et al.* (2020) évaluent la sensibilité climatique effective historique avec la méthode des différences d'états, dans le cadre du formalisme bayésien ; ainsi, leurs intervalles de confiance se réfèrent à une fonction de densité de probabilité (PDF). Leur estimation s'appuie sur une évaluation de l'ensemble des termes de l'équation, avec des valeurs prises entre 2006 et 2018, exprimées par rapport à 1861-1880 :

- le déséquilibre énergétique est estimé à partir de mesures *in situ* de contenu de chaleur de l'océan, à hauteur de 0,8 [0,5; 1,05] $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$ actuellement (médiane, 5%-95%), dont il faut déduire un état de base de 0,2 [0,0; 0,4] $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$ sur 1861-1880, soit 0,6 [0,3; 0,9] $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$;
- le forçage radiatif est repris de celui du Cinquième rapport du GIEC [MYHRE *et al.*, 2013] étendu jusqu'à 2018 [FORSTER, 2016], mais avec mise à jour de plusieurs composants, en particulier les aérosols [BELLOUIN *et al.*, 2020]. La valeur retenue est de 1,83 [-0,03; 2,71] $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$;
- la température de surface est prise de [COWTAN & WAY, 2014], qui est un jeu composite de température de surface continentale et de surface de l'océan. L'anomalie de température observée entre période finale et période de base de 0,94 K est mise à l'échelle en suivant l'approche de [RICHARDSON *et al.*, 2016] avec des modèles de la génération CMIP5 pour aboutir à 1,03 K. L'incertitude est supposée gaussienne, à hauteur de 0,14 K, amenant à un intervalle de confiance de 1,03 [0,89; 1,17] K (médiane, 5%-95%) ;
- le forçage associé au doublement du dioxyde de carbone est pris à 4,00 [3,51; 4,49] $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$ (médiane, 5%-95%), et s'appuie prioritairement sur les modèles, secondairement sur les observations et la théorie.

Leur première estimation néglige d'abord la variabilité interne et l'effet des mosaïques thermiques, ce qui rapproche

cette estimation de $h_{\text{eff}}^{\text{CS}}$, et aboutit à une plage de valeurs de 3, 11 [1, 86; 14, 41] K (médiane, 5%-95%) (voir leur tab. 5, eq. 19). Une seconde estimation prend en compte l'effet de mosaïque thermique pour exprimer le paramètre de rétroaction climatique $\lambda' = \lambda + \Delta\lambda$ et, au terme d'une vaste revue des différentes valeurs calculées dans la communauté, les auteurs tranchent pour une valeur de $\Delta\lambda$, attribuée à cet effet, de $0,5 \pm 0,5 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$. Ceci amène à une CO_2effCS de 8, 5 [2, 8; 18, 6] K. Cette dernière estimation, appuyée sur le bilan d'énergie et la méthode des différences d'états, confirme que les tentatives récentes de prise en compte de l'effet des structures spatiales du réchauffement rehaussent les estimations observationnelles de la sensibilité climatique, et en particulier leur limite basse. Cette contribution observationnelle à l'estimation de la sensibilité climatique est, ensuite, combinée à d'autres estimations (processus, paléoclimats).

Le chapitre 7 du Sixième rapport du GIEC [FORSTER *et al.*, 2021] fournit une estimation de la CO_2effCS à partir d'une mise à jour des éléments de SHERWOOD *et al.* La première estimation fournie est apparentée à $h_{\text{eff}}^{\text{CS}}$ et vaut 2, 5 [1, 6; 4, 8] K, soit une plage de valeurs assez basse et très contrainte, probablement liée à l'utilisation d'un forçage radiatif plus élevé que SHERWOOD *et al.* et nettement moins asymétrique pour les aérosols (voir [FORSTER *et al.*, 2021], ch. 7, tab. 7.8 et fig. 7.8); cet aspect sera discuté au prochain chapitre. La reprise de la proposition de correction de l'effet des mosaïques thermiques de SHERWOOD *et al.* amène à une CO_2effCS de 3, 5 [1, 7; 13, 8] K dans FORSTER *et al.* (2021), qui reste inférieure à celle de SHERWOOD *et al.*, à cause de l'estimation de $h_{\text{eff}}^{\text{CS}}$.

Référence	Données	CO_2effCS (K)	Commentaire
[BJORDAL <i>et al.</i> , 2020]	1850-2100	6,8 [6,5;7,1]	(médiane, 5%-95%); modèle CESM2
[DESSLER & FORSTER, 2018]	2000-2017	3,3 [2,4;4,6]	(médiane, 17%-83%)
[ANDREWS <i>et al.</i> , 2018]	1871-2010	2,7 [1,1;10,2]	(médiane, 5%-95%); biais sur λ
[ANDREWS <i>et al.</i> , 2018]	1871-2010	3,2 [1,5;8,1]	(médiane, 5%-95%); facteur d'échelle sur λ
[SHERWOOD <i>et al.</i> , 2020]	2006-2018 vs 1861-1880	8,5 [2,8;18,6]	(médiane, 5%-95%)
[CESANA & DEL GENIO, 2021]	1979-2018	3,47 [3,14;3,80]	(moyenne, 17%-83%)
[MYERS <i>et al.</i> , 2021]	1983-2018	[2,4;3,6]	(17%-83%)
IPCC AR5 [FORSTER <i>et al.</i> , 2021] (ch. 7.7.5.2.1 p. 997)	2006-2019 vs 1850-1900	3,5 [1,7;13,8]	(médiane, 5%-95%)

Table 0.8 – *Quelques sensibilités climatiques ayant pris en compte l'effet des nuages et, ou, des structures spatiales du réchauffement (qui peuvent donc être qualifiées de CO_2effCS) et recensées dans le corps du texte de l'introduction.*

2.5 Problématique de ma thèse : l'estimation observationnelle de la sensibilité climatique comme contrainte sur la dynamique du bilan d'énergie planétaire

2.5.A. LE PROBLÈME GÉNÉRAL DE LA DYNAMIQUE DU BILAN D'ÉNERGIE

La sensibilité climatique d'équilibre, qui occupe une place centrale dans les sciences du climat, est en réalité une caractéristique fondamentale de la dynamique du bilan d'énergie. L'équation 10 page 12, qui régit la dynamique du bilan d'énergie, traduit le fait qu'à tout forçage radiatif F du système climatique est associé, d'une part, une absorption d'énergie (terme N), d'autre part, une transformation du système qu'est la réponse radiative (terme λT , qui n'en est que la description au premier ordre); en outre, le signe de λ détermine la stabilité du système climatique (qui est une condition pour l'habitabilité de la Terre¹⁴). De façon générale, la compréhension de la dynamique du bilan d'énergie peut être utile à plusieurs type d'études, telles la réponse radiative de la Terre à des forçages comme les éruptions volcaniques majeures (e.g. [ROBOCK & MAO, 1995]), les hivers nucléaires (e.g. [CESS, 1985]) et, bien sûr, le changement climatique contemporain.

2.5.B. LA CONTRAINTE OBSERVATIONNELLE SUR LE DYNAMIQUE DU BILAN D'ÉNERGIE DANS LE CONTEXTE DU CHANGEMENT CLIMATIQUE CONTEMPORAIN

2.5.B. a. La sensibilité climatique d'équilibre, caractéristique fondamentale du bilan d'énergie

L'époque contemporaine est caractérisée par un cas d'étude particulier de dynamique du bilan d'énergie, en l'occurrence le changement climatique dû aux émissions anthropiques de gaz à effet de serre. Celles-ci sont dominées par le CO_2 , mais sont accompagnées de nombreux autres agents forçants. Comme je l'ai déjà évoqué, la métrique fondamentale de la réponse en température de la Terre à ces émissions est la sensibilité climatique d'équilibre (ECS). S'attaquer à cette métrique consiste donc à l'envisager comme élément de compréhension vers le problème plus général qu'est la dynamique du bilan d'énergie dans les conditions présentes.

14. L'habitabilité d'une planète est ici entendue au sens du débat qui anime la communauté astronomique des conditions propices pour qu'une planète quelconque dispose d'eau liquide à sa surface, cette condition étant considérée comme nécessaire à l'émergence de la vie; je ne m'étends pas plus sur cette question qui va bien au-delà du sujet de ma thèse, mais qui peut s'inscrire dans cette problématique.

2.5.B. b. L'opportunité de données à exploiter pour contraindre l'ECS

L'époque contemporaine est aussi caractérisée par des observations de grandeurs qui permettent de reconstruire les termes de l'équation du bilan d'énergie du système climatique. Dans l'époque récente, l'ECS a déjà été estimée par des observations; la plupart du temps, celles-ci ont toutefois buté sur deux écueils, que j'ai déjà évoqués. Le premier est d'avoir négligé la différence entre la trajectoire du climat réel, et celle du climat fictif associé à la définition canonique de l'ECS; le second est de ne s'être appuyées que sur des données courtes et très récentes (comme les mesures radiométriques directes de N issues de CERES, ou de contenu de chaleur de l'océan, issues d'Argo), ce qui a des implications méthodologiques avec le recours à un état de base à la fin du XIX^e siècle qui est incertain.

Plusieurs types de données rendent possible de revisiter l'estimation observationnelle de l'ECS : en premier lieu, l'existence de simulations numériques de l'évolution du climat qui permettent de considérer différentes trajectoires du climat et de quantifier une distance moyenne entre la trajectoire historique du climat et celle du climat fictif associé à la définition canonique de l'ECS; en second lieu, la disponibilité d'observations d'origine océanique dont on peut déduire le contenu de chaleur de l'océan et donc le déséquilibre énergétique planétaire (*e.g.* les mesures températures et salinité, les observations marégraphiques), suffisamment longues pour se dispenser de l'invocation d'un état climatique à la fin du XIX^e siècle. C'est cette opportunité que saisit ma thèse pour formuler une contrainte observationnelle sur l'ECS, et donc sur la dynamique du bilan d'énergie.

2.5.B. c. La nécessité d'un inventaire exhaustif des incertitudes

Un élément essentiel dans l'estimation observationnelle de l'ECS est la quantification des diverses sources d'incertitudes, à travers la propagation rigoureuse des incertitudes observationnelles vers celle de la sensibilité climatique. Cet aspect est important à double titre : d'une part, il permet de formuler une contrainte observationnelle pour tester les théories de la dynamique du bilan d'énergie et les modèles de climat; d'autre part, en identifiant les principales sources d'incertitudes, il permet d'identifier les voies de recherches futures pour les réduire et mieux contraindre la sensibilité climatique, et donc la dynamique du bilan d'énergie.

2.5.B. d. La possibilité de suivre la dynamique du bilan d'énergie du climat réel

Si l'on s'émancipe de la définition canonique de l'ECS, et que l'on en revient à l'équation du bilan d'énergie appliquée au climat réel, l'existence d'assez longues séries temporelles des variables N , F et T doit permettre d'estimer le paramètre de rétroaction climatique λ à diverses échelles temporelles et à diverses époques, c'est-à-dire de suivre les variations de λ . L'exploitation des longues séries océaniques évoquées précédemment peut également servir à explorer dans les observations la dépendance de λ avec le temps et à la quantifier. Cela peut permettre de mieux caractériser l'effet de mosaïque thermique dans le monde réel et de valider les modèles de climat sur cet aspect clé du bilan d'énergie de la planète. Par ailleurs, dans le futur, l'exploitation de ces longues séries océaniques peut servir à démontrer ce que l'on peut s'attendre à observer avec des systèmes d'observation plus performants, en l'occurrence spatiaux, et à les spécifier précisément au regard des enjeux associés à la sensibilité climatique.

2.5.B. e. L'occasion de contraindre les projections climatiques

Enfin, d'un point de vue plus appliqué, contraindre la dynamique du bilan d'énergie par les observations permet d'envisager de revisiter les projections climatiques. Celles-ci sont appuyées sur des scénarios socio-économiques pour le XXI^e siècle qui définissent des trajectoires d'émissions de gaz à effet de serre, dépendant des politiques climatiques mises en œuvre et, par conséquent, l'évolution de leurs concentrations. La traduction de ces scénarios en température passe par l'intermédiaire de la sensibilité climatique, si bien que la formulation d'une contrainte sur celle-ci permet de contraindre aussi les projections climatiques. En particulier, les projections des principaux effets du changement climatique que sont la hausse de la température et du niveau de la mer peuvent être reformulées à l'aide d'une telle contrainte; en effet, les projections climatiques de température de surface paramètrent par exemple les contributions des glaciers et de la calotte polaire du Groenland à la hausse du niveau de la mer, tandis que les projections climatiques de contenu de chaleur de l'océan conditionnent celles de la contribution thermostérique à la hausse du niveau de la mer.

Dans mon travail de thèse, je présente d'abord (ch. I page 41) une méthode de prise en compte rigoureuse de l'effet de mosaïque thermique dû à la variabilité interne ou forcée du climat, en s'appuyant sur les variations simulées du paramètre de

réponse radiative dans les expériences historiques des modèles de climat. En appliquant les corrections associées à ces effets à des estimations observationnelles appuyées sur des séries courtes, et en appliquant la méthode des différences d'états (qui est très majoritairement répandue dans la littérature), j'en déduis de premières estimations de la CO_2effCS . Parmi les séries courtes utilisées, j'exploite en particulier une approche nouvelle de détermination du contenu de chaleur de l'océan, utilisant l'altimétrie et la gravimétrie spatiales. Ceci me permet d'apporter de nouvelles contraintes observationnelles sur l'ECS et d'apporter des éléments de réponse aux questions scientifiques formulées en 2.5.B. a. et 2.5.B. b. Au cours de ce travail, j'analyse rigoureusement les autres estimations de la littérature et je reproduis la plupart de ces résultats en identifiant les incertitudes associées aux variables manipulées, ce qui me permet de répondre à la question scientifique de la partie 2.5.B. c. ; j'identifie en outre une limite importante à la méthode des différences d'états, qui est liée au fait qu'elle s'appuie sur un état de base à la fin du XIX^e siècle qui est mal connu et qui est donc une source importante d'incertitude.

Pour m'affranchir de cette limitation, je propose ensuite (ch. II page 63) une méthode d'estimation de la CO_2effCS par régression linéaire des séries temporelles des grandeurs intervenant dans le bilan d'énergie. J'applique cette nouvelle approche aux observations historiques *in situ* de contenu de chaleur de l'océan courant de 1971 à 2017, ce qui me permet de contraindre la borne inférieure de la CO_2effCS avec plus de précision que dans la littérature (e.g. [SHERWOOD *et al.*, 2020; ARIAS *et al.*, 2021]). Cette méthode a fait l'objet d'un article publié dans la revue *Journal of climate*, qui apporte des éléments de réponses aux questions scientifiques mentionnées en 2.5.B. b. par l'utilisation de longues séries temporelles de contenu de chaleur de l'océan mesuré *in situ*, et 2.5.B. c. pour ce qui touche aux incertitudes de l'estimation de l'ECS.

Dans le chapitre III page 93, je cherche pour la première fois dans la littérature à contraindre les variations temporelles du paramètre de rétroaction climatique réel. L'objectif est de fournir à la communauté une référence observationnelle pour estimer et quantifier l'effet de mosaïque thermique qui est essentiel dans la compréhension du bilan d'énergie. Je généralise l'approche du chapitre II pour en déduire, pour la première fois avec des observations, les variations de ce paramètre. Cette étude montre la dépendance du paramètre de réponse radiative au forçage et à la variabilité interne aux échelles interannuelles (notamment en réponse aux grandes éruptions volcaniques) et aux plus longues échelles de temps (en lien avec l'oscillation décennale du Pacifique), et a fait l'objet d'un article soumis à la revue *Nature Communications Earth & Environment*. Ce chapitre apporte des éléments de réponse à la question scientifique de la partie 2.5.B. d. pour ce qui touche à la dynamique du bilan d'énergie, et 2.5.B. c. pour ce qui touche aux incertitudes dues aux différents systèmes d'observation.

Enfin (ch. IV page 129), j'exploite les résultats du chapitre II pour recalculer des projections climatiques de température de surface et de hausse du niveau de la mer d'ici à la fin du XXI^e siècle, ce qui apporte des éléments de réponse à la question scientifique de la partie 2.5.B. e.

Les annexes (page 153) présentent des éléments relatifs à la valorisation de mes travaux, à des développements techniques qu'il a fallu élaborer faute de « recette » toute faite existante, ainsi que des points de vigilance ou des avancées marginales et ponctuelles réalisées pendant la thèse.

I

CORRECTION DE L'EFFET DE MOSAÏQUE THERMIQUE SUR L'ESTIMATION OBSERVATIONNELLE DE LA SENSIBILITÉ CLIMATIQUE

«Le Saturnien et le Sirien s'épuisèrent alors en conjectures : mais, après beaucoup de raisonnements fort ingénieux et fort incertains, il en fallut revenir aux faits.»

Voltaire, *Micromégas*

FE REVISITE dans ce premier chapitre l'estimation observationnelle de la sensibilité climatique telle qu'elle est faite dans la littérature mais en y ajoutant une correction de l'effet de mosaïque thermique. Ce chapitre est motivé par l'analyse de la synthèse de [SHERWOOD *et al.* \(2020\)](#), qui pose question quant à la modélisation de la prise en compte des effets qui biaisent les estimations observationnelles. En effet, d'un côté, la variabilité interne du climat est négligée; de l'autre, l'effet de la structure spatiale du réchauffement de surface en réponse au forçage du CO₂ est le résultat d'un jugement d'experts où l'incertitude associée à l'intervalle de confiance très probable (5%-95%) est exactement égale à sa valeur centrale, au lieu d'une ré-évaluation appuyée sur des conceptions à jour de leur effet quant à la variation du paramètre de réponse radiative avec le temps, comme envisagé par [GREGORY *et al.* \(2019\)](#) et [DESSLER \(2020\)](#). Je propose donc dans ce chapitre de m'appuyer sur la méthode des différences d'états, qui était quasiment la seule utilisée dans la littérature au début de ma thèse, et de formuler un cadre conceptuel pour corriger l'estimation observationnelle effective du paramètre de rétroaction climatique de l'effet de mosaïque thermique dû à la variabilité interne et à la variabilité forcée du climat pour en déduire la sensibilité climatique effective au CO₂.

I Estimation observationnelle par méthode des différences corrigée de l'effet de mosaïque thermique

Ma stratégie d'estimation du paramètre de rétroaction climatique λ repose sur la méthode des différences d'états climatique moyens observés avec leurs incertitudes. J'évalue chaque terme de l'équation du bilan d'énergie $N = F + \lambda T$, avec ses incertitudes et je réalise des tirages de Monte-Carlo pour en déduire les estimations du paramètre λ et ses incertitudes en suivant l'équation 24 page 27, comme dans la littérature.

1.1 Observations récentes

1.1.A. FORÇAGES RADIATIFS

1.1.A. a. Forçage radiatif associé au doublement de CO₂

La sensibilité climatique fait intervenir le forçage radiatif associé au doublement de la concentration atmosphérique de dioxyde de carbone. Pour ce paramètre, j'ai adopté la valeur la plus récente de SMITH *et al.* (2020), à savoir $F_{2\times} = 3,99 \pm 0,2687 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}$ (1σ).

1.1.A. b. Séries temporelles de forçages radiatifs

b. i. Forçages radiatifs des non-aérosols

Pour l'estimation du paramètre de rétroaction climatique, j'utilise le jeu de forçages radiatifs le plus à jour, qui est celui de SHERWOOD *et al.* (2020). Ceux-ci s'appuient sur le jeu du Cinquième rapport du GIEC [MYHRE *et al.*, 2013], étendu jusque 2018 par FORSTER (2016), avec une mise à jour de certains composants : le forçage radiatif de l'ozone a été mis à jour en suivant MYHRE *et al.* (2017), et les forçages radiatifs du CO₂, du N₂O, et du CH₄ ont été calculés à partir des concentrations et des formules de ETMINAN *et al.* (2016). Une contribution mérite quelques développements : celles des aérosols anthropiques.

b. ii. Valeurs et incertitudes sur le forçage radiatif des aérosols anthropiques

Le forçage radiatif effectif des aérosols anthropiques est tirée de l'estimation récente de BELLOUIN *et al.* (2020) ; ceux-ci en proposent une version contrainte par le bilan d'énergie, et une version non contrainte. Utilisant l'équation du bilan d'énergie pour ma thèse et cherchant à contraindre le bilan d'énergie par le forçage radiatif, j'en reprends la version non contrainte afin d'éviter un raisonnement circulaire. L'étude de BELLOUIN *et al.* (2020) propose une distribution de valeurs du forçage radiatif des aérosols sur 2005-2015 par rapport à 1850, qui comprend deux contributions : les interactions aérosols-radiation (*aerosol-radiation interaction* – ari), et les interactions aérosols-nuages (*aerosol-clouds interaction* – aci) (voir fig. I.1 page suivante). Si la première contribution est relativement bien cernée (intervalle de confiance à 90% : $\text{ERF}_{\text{ari}} = [-0,71; -0,17] \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}$), la seconde l'est beaucoup moins ($\text{ERF}_{\text{aci}} = [-2,65; -0,07] \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}$), et induit pour la distribution totale une forte asymétrie vers les valeurs négatives (voir fig. I.1 page ci-contre). Celle-ci est caractérisée par un mode autour de $-0,8 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}$, et un intervalle de confiance de $[-3,15; -0,37] \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}$ (5%-95%).

b. iii. Comparaison au forçage radiatif du Sixième rapport du GIEC

Le Sixième rapport du GIEC [FORSTER *et al.*, 2021] fait une hypothèse qui s'éloigne substantiellement de celle de BELLOUIN *et al.* (2020), avec une estimation entre 2019 et 1750 qui, certes, n'est pas la même période que celle de BELLOUIN *et al.* (2020). Ce rapport propose une contribution de l'interaction aérosols-rayonnement de $\text{ERF}_{\text{ari}} = -0,22 [-0,47; -0,04] \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}$ (moyenne, 5%-95%) et une contribution de l'interaction aérosols-nuages de $\text{ERF}_{\text{aci}} = -0,84 [-1,45; -0,25] \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}$, soit une contribution totale des aérosols de $-1,1 [-1,7; -0,5] \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}$ (ch. 7.3.5, tab. 7.8). Le Sixième rapport justifie de s'éloigner des valeurs proposées par BELLOUIN *et al.* (2020) en ce qui concerne l'interaction aérosols-rayonnement parce que les valeurs plus négatives que $-0,6 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}$ nécessiteraient des ajustements qui augmenteraient le forçage radiatif instantané (IRF) tel qu'établi par la littérature ; pour ce qui touche à l'interaction aérosols-nuages, il est avancé que les observations et les modèles convergent dans leur estimation vers une contribution des ajustements à ERF_{aci} plus faible que dans BELLOUIN *et al.* (2020), les ajustements contribuant à IRF_{aci} étant cependant cohérents dans les deux publications.

J'ai choisi d'utiliser les paramètres de BELLOUIN *et al.* (2020) pour trois raisons. La première est pragmatique : le Sixième rapport du GIEC est paru après la réalisation de mes études sur cette question, et je n'en avais donc pas connaissance à ce moment-là. La seconde touche à la prudence de mon approche, où j'ai cherché à quantifier des incertitudes en ne les considérant pas *a priori* comme trop contraintes (comme me paraissent l'être celles du Sixième rapport du GIEC). La troisième réside dans le fait que cette étude est une estimation plus indépendante des modèles de climat, et qu'elle s'appuie le plus possible sur les observations, ce qui correspond à mon approche qui cherche à proposer une contrainte observationnelle sur l'ECS.

1.1.A. c. Traitement du forçage radiatif des non-aérosols

Le forçage radiatif des espèces non-aérosols est supposé suivre une loi normale. La moyenne est calculée sur la série temporelle de la plage de temps récente concernée, et l'écart-type est calculé par moindres carrés pondérés à partir d'une valeur *a priori* et de la variabilité propre de ce forçage radiatif sur cette plage de temps. Il n'existe toutefois pas de série temporelle de l'écart-type des forçages radiatifs non-aérosols ; deux solutions étaient donc *a priori* possibles : choisir un écart-type constant sur toute la série, ou prendre un écart-type constant en valeur relative sur toute la série. Cependant, si les forçages radiatifs non-aérosols anciens sont moins forts, ils sont aussi moins bien connus que ceux des époques récentes. Sans information sur ce sujet, j'ai choisi une approche prudente qui, dans le doute, favorise des intervalles de confiance assez larges ; j'ai donc

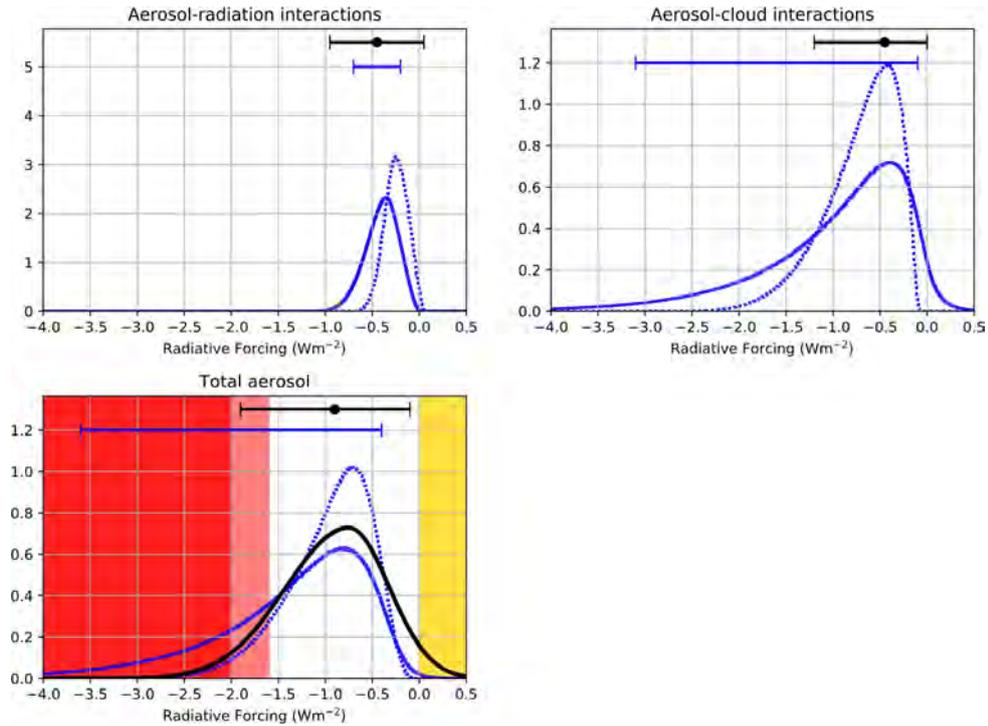


Fig. 1.1 – Fonction de distribution de probabilité des forçages radiatifs effectifs des aérosols [BELLOUIN *et al.*, 2020] pour la période 2005-2015 par rapport à 1850 : en haut à gauche, le forçage radiatif résultant de l'interaction aérosols-rayonnement; en haut à droite, le forçage radiatif résultant de l'interaction aérosols-nuages; en bas, le forçage radiatif total. En noir, celui tiré du Cinquième rapport du GIEC [MYHRE *et al.*, 2013]; en bleu tireté, l'estimation contrainte par le bilan d'énergie; en bleu continu : l'estimation non contrainte. Les extrémités des barres horizontales représentent les probabilités 5% et 95%. En bas, les plages colorées indiquent les forçages radiatifs incompatibles avec les températures observées (rouge pour l'intervalle 5%-95%, rose pour 17%-83%) et le rayonnement de surface (jaune).

appliqué une valeur constante sur toutes les époques, que j'ai prise égale à 20% du forçage radiatif de l'année 2011, à savoir $0,62 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}$.

1.1.A. d. Traitement du forçage radiatif des aérosols

Le forçage radiatif des aérosols n'ayant pas une distribution symétrique, j'ai le représente par une loi log-normale. Les paramètres de celle-ci sont estimés à partir de sa borne basse, le quantiles 0,05 ($q_5 = -3,15 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}$), et son mode, que j'approxime à sa médiane 0,50 ($q_{50} \approx -0,8 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}$); voir annexe C page 169 pour le détail de la méthode utilisée.

1.1.A. e. Forçage radiatif total

Soient $\mathcal{D}_{F_{NA}}$ et \mathcal{D}_{F_A} les distributions des forçages radiatifs non-aérosols et aérosols, respectivement. La distribution du forçage radiatif total \mathcal{D}_F est obtenue en tirant aléatoirement une réalisation de loi gaussienne pour $\mathcal{D}_{F_{NA}}$ et de loi log-normale pour \mathcal{D}_{F_A} , puis en sommant un à un les réalisations de chaque distribution individuelle.

1.1. B. TEMPÉRATURES

Le jeu de températures de surface que j'utilise provient de reconstructions appuyées sur des mesures *in situ* de températures interpolées tirées de COWTAN & WAY (2014). La grandeur fournie dans ce jeu est un composite de température de surface de l'air (SAT) et de température de surface de la mer (SST). La SST est mesurée à la surface par les satellites, ce qui biaise la mesure par rapport à la température à 2 mètres qui est celle qui est impliquée dans le bilan d'énergie. La sous-estimation de ses valeurs mise en évidence par RICHARDSON *et al.* (2016) a amené ANDREWS & FORSTER (2020) à en proposer une mise à l'échelle avec un facteur multiplicatif de 1,09, que j'ai également suivie. Ce jeu de données est fourni avec une série temporelle d'écart-types, que j'ai réutilisée et également mise à l'échelle.

1.1. C. DÉSÉQUILIBRES ÉNERGÉTIQUES PLANÉTAIRES

J'utilise plusieurs séries de déséquilibres énergétiques planétaires, qui sont soit déduits du contenu de chaleur de l'océan, mesurés par méthodes *in situ* (à partir de mesures de températures et salinité) soit depuis l'espace, puisqu'un élément original de mon travail de thèse est que, pour la première fois dans la littérature, nous utilisons les mesures du déséquilibre énergétique mesuré par géodésie spatiale.

I.I.C. a. Du contenu de chaleur de l'océan au déséquilibre énergétique planétaire

a. i. *L'océan, principal régulateur thermique du système climatique*

L'océan absorbe sous forme de chaleur plus de 90% du déséquilibre énergétique planétaire, les estimations pouvant varier, entre 89% sur 1971-2018 puis 90% sur 2010-2018 [VON SCHUCKMANN *et al.*, 2020], entre 91% sur 1971-2018 puis 90,7% sur 2006-2018 [FORSTER *et al.*, 2021], voire 93% [TRENBERTH *et al.*, 2016] et même plus de 95% [JOHNSON *et al.*, 2016]. C'est la valeur de 93% que j'ai utilisée, étant la valeur de référence lorsque j'ai commencé mes travaux, en la notant β .

a. ii. *De l'océan au sommet de l'atmosphère*

Le contenu de chaleur de l'océan (*ocean heat content* – OHC) est une grandeur extensive, exprimée en joules ; le déséquilibre énergétique planétaire N est un flux surfacique d'énergie, en $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$; N est ainsi proportionnel à la dérivée de l'OHC par rapport au temps. L'EEI en tant que flux est par ailleurs exprimé relativement à la surface du sommet de l'atmosphère, notée S_{TOA} , comme expliqué dans l'introduction (voir page 8). Au final, on déduit le déséquilibre énergétique planétaire N de l'OHC par la relation suivante :

$$N = \frac{1}{S_{TOA}} \cdot \frac{1}{\beta} \cdot \frac{d\text{OHC}}{dt} \quad (\text{I.1})$$

I.I.C. b. Mesures *in situ* du contenu de chaleur de l'océanb. i. *Théorie du contenu de chaleur de l'océan*

La détermination *in situ* de l'OHC s'appuie sur des mesures de température et salinité à différentes profondeurs, dont est déduite la température conservative Θ en invoquant l'équation d'état de l'eau de mer [IOC, SCOR & IAPSO, 2015] ; le contenu de chaleur de l'océan est alors l'intégrale volumique du produit de la masse volumique de l'eau de mer (qui dépend de la température et de la salinité), de la capacité calorifique spécifique à pression constante, et de la température conservative [MEYSSIGNAC *et al.*, 2019]¹ :

$$\text{OHC} = \iiint_{h_2}^{h_1} \rho C_p \Theta \, dx dy dz \quad (\text{I.2})$$

b. ii. *Mesures de température, salinité et profondeur*

Différents types d'instruments ont été utilisés pour réaliser les mesures de température et salinité (voir fig. I.2 page suivante)² et différentes méthodes d'interpolation des données pour fournir des évaluations globales. Ces différentes approches amènent une incertitude importante dans les estimations de l'OHC qui a été négligée jusqu'ici dans les évaluations de l'ECS présentes dans la littérature.

b. iii. *Solutions disponibles*

Dans le cadre de la méthode des différences d'états, j'ai utilisé deux jeux de données. Le premier s'appuie sur la contribution thermostérique (*i.e.* représentant la variation de volume de l'océan due aux variations de températures ; à l'échelle globale, la contribution halostérique, due aux variations de salinité, est considérée négligeable) de la reconstruction du bilan du niveau de la mer de DIENG *et al.* (2017) de 1993 à 2016 (en mm)³, notée GMTSLR (*Global mean thermosteric sea level rise*)⁴. L'OHC en est déduit en divisant cette contribution par le coefficient d'efficacité expansive de la chaleur ε (*Expansion efficiency of heat* – EEH) [MELET & MEYSSIGNAC, 2015] :

$$\text{OHC} = \frac{\text{GMTSLR}}{\varepsilon} \quad (\text{I.3})$$

1. Il est à noter que, *stricto sensu*, le produit $C_p \Theta$ est l'enthalpie conservative (en $\text{J}\cdot\text{kg}^{-1}$) [McDOUGALL, 2003], que les conventions thermodynamiques internationales considèrent comme la meilleure mesure du contenu de chaleur de l'océan [IOC, SCOR & IAPSO, 2015]. L'analyse dimensionnelle de cette grandeur amène naturellement à l'expression intégrale ci-dessus pour la quantifier sur l'océan global. La capacité calorifique spécifique à pression constante vaut par convention $C_p = 3\,991,867\,957\,119\,63\,\text{J}\cdot\text{kg}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$.

2. En complément de ce que j'ai mentionné à ce sujet dans l'introduction, on peut rappeler que, historiquement, des bouteilles ont été utilisées, puis des bathythermographes mécaniques (*Mechanical bathythermograph* – MBT) à partir des années 1940, jusqu'à la profondeur d'environ 250 m ; les bathythermographes jetables (*Expandable bathythermograph* – XBT) ont porté la profondeur limite à environ 450 m à partir des années 1960, puis à 800 m dans les années 1990. Ces différents instruments ont été utilisés à l'occasion de campagnes océanographiques scientifiques, puis par la marine marchande [MEYSSIGNAC *et al.*, 2019]. Parallèlement, se sont développées les sondes conductivité-température-profondeur (*Conductivity-temperature-depth* – CTD), à partir des années 1970. Le principe de leur mesure a été repris pour le déploiement de la flotte de profileurs autonomes Argo, qui a permis d'obtenir une couverture quasi-globale de profils. De nos jours, ce sont environ 4 000 sondes Argo qui couvrent les océans jusqu'à la profondeur de 2 000 m [MEYSSIGNAC *et al.*, 2019] (voir fig. I.3 page ci-contre).

3. En toute rigueur, il faut rappeler que DIENG *et al.* (2017) ont procédé inversement, et déduit la contribution stérique du niveau de la mer à partir de mesures *in situ* et d'Argo, en utilisant une autre valeur pour ε , de $\varepsilon \approx 0,12\,\text{m}\cdot\text{YJ}^{-1}$ [DIENG *et al.*, 2017b]. Ce produit est disponible à l'adresse https://data.ceda.ac.uk/neodc/esacci/sea_level/data/IND/v2.0/MSL [ESA SEA LEVEL CCI PROJECT TEAM, 2017].

4. À l'échelle globale, la contribution halostérique, due aux variations de salinité, est négligeable [LOWE & GREGORY, 2006].

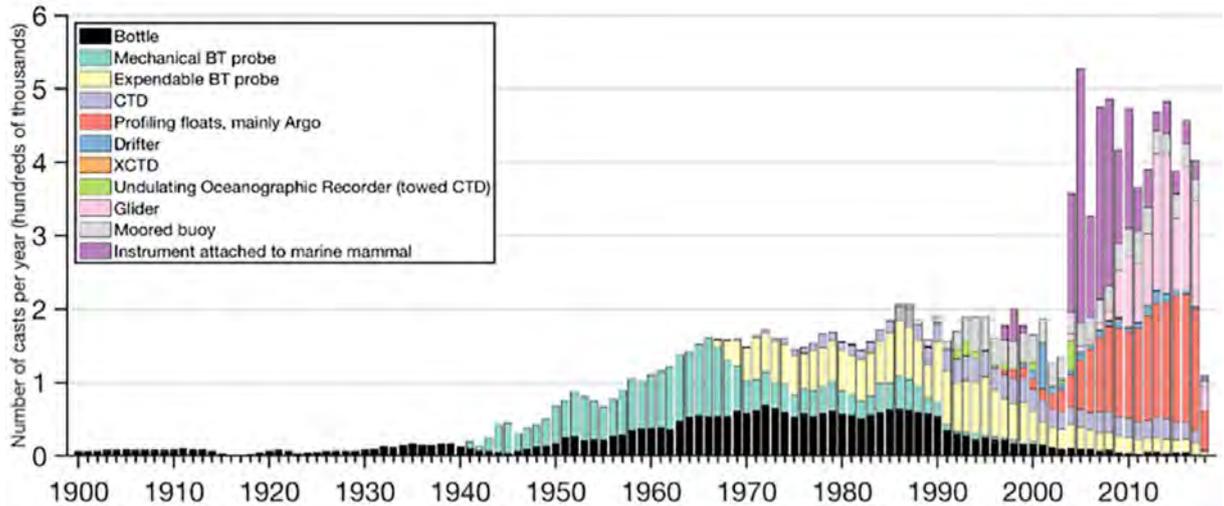


Fig. I.2 – Évolution du nombre de mesures in situ par type d'instrument à partir de 2017 [MEYSSIGNAC *et al.*, 2019]. Il est à noter qu'en plus des instruments mentionnés dans le texte, la figure présente aussi les mesures réalisées par les gliders, les mouillages, et les instruments fixés aux mammifères marins.

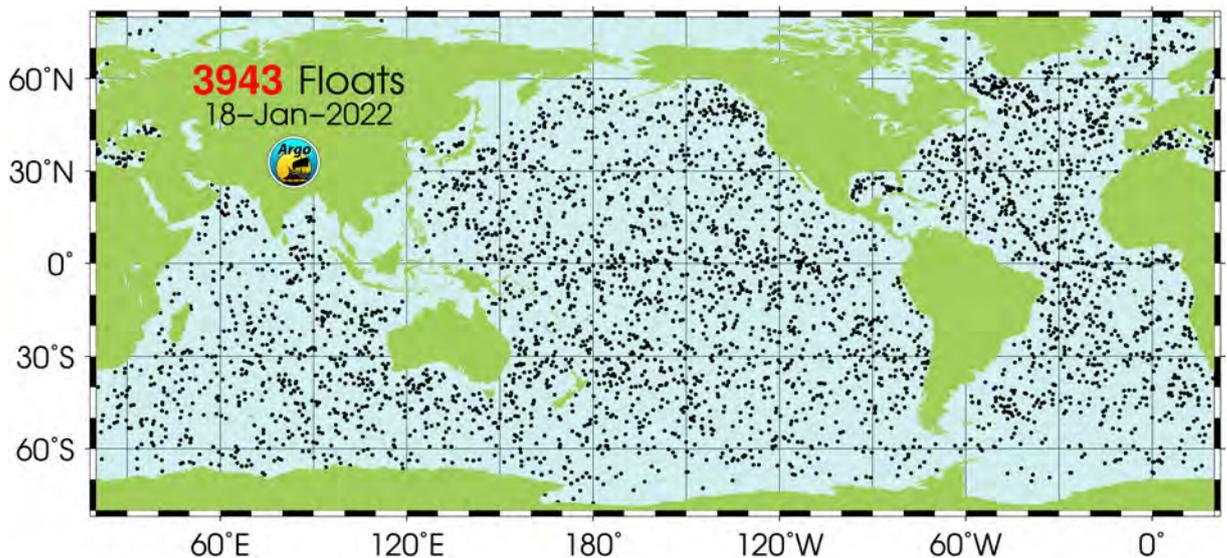


Fig. I.3 – Carte de la flotte de profileurs Argo au 18 janvier 2022; voir <https://argo.ucsd.edu/about/status/>.

où $\varepsilon \approx 0,145 \text{ m} \cdot \text{YJ}^{-1}$ [MARTI *et al.*, 2022].

Le second jeu de données provient de mesures réalisées par la flotte Argo, traitées par G. Johnson et J. Lyman, qui m'ont été fournies par N. Loeb par l'intermédiaire de B. Meyssignac [LOEB *et al.*, 2021]. Ces données vont de mi-2005 à mi-2019, que j'ai tronquées à 2018 en cohérence avec le jeu de forçage radiatif dont je dispose. Quoique la méthode des différences suppose de calculer une moyenne sur la période considérée, LOEB *et al.* (2021) ont identifié une tendance dans le flux de chaleur absorbé par l'océan de $0,43 \pm 0,40$ (5-95%) $\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$ par décennie.

1.1.C. c. Mesure du contenu de chaleur de l'océan par géodésie spatiale

c. i. Principe théorique

La détermination du contenu de chaleur de l'océan par géodésie spatiale repose sur l'équation du bilan du niveau de la mer [CAZENAIVE & WCRP GLOBAL SEA LEVEL BUDGET GROUP, 2018; GREGORY *et al.*, 2019b] :

$$\text{GMSLR} = \text{GMTSLR} + \text{GMBSLR} \quad (\text{I.4})$$

où GMSLR (*Global-mean sea-level rise*) est le niveau moyen global de la mer et GMBSLR (*Global mean barystatic sea level rise*) est la contribution du bilan de masse de l'océan aux variations du niveau de la mer (celle-ci inclut les contribution des

calottes polaires du Groenland et de l'Antarctique, des glaciers, des stocks d'eau continentaux, de la vapeur d'eau atmosphérique et de la neige). Cette équation est transformée pour calculer le terme thermostérique à partir de la différence entre le GMSLR et le GMBSLR : $\text{GMTSLR} = \text{GMSLR} - \text{GMBSLR}$. On en déduit l'OHC comme vu précédemment, en divisant GMTSLR par le coefficient d'efficacité expansive de la chaleur ε , puis le déséquilibre énergétique N en calculant la pente du contenu de chaleur de l'océan OHC selon le temps, et en corrigeant du ratio d'énergie capté par l'océan ($\beta = 0,93$; voir éq. I.1 page 44)

c. ii. *Le produit MOHEACAN [MARTI et al., 2022]*

La première solution d'OHC calculé par méthode géodésique que j'ai utilisée est le produit MOHEACAN (*Monitoring ocean heat content and Earth energy imbalance from space*) produit en coopération par l'équipe EMC₂⁵ de mon laboratoire d'accueil, et l'entreprise MAGELLIUM à Toulouse [MARTI et al., 2022]. Ce produit s'étend de 2002 à 2016 et utilise les données de niveau de la mer mesurées par les missions d'altimétrie spatiale Topex-Poseidon, Jason-1, Jason-2, Jason-3. Ces données, dédiées au suivi de long terme des variations du niveau de la mer, sont distribuées par le *Copernicus climate service* (C3S) à l'adresse <https://cds.climate.copernicus.eu/>. Ces données contiennent les anomalies de niveau de la mer par rapport à un niveau moyen calculé sur 1993-2012. Elles sont corrigées *a posteriori* de l'effet de l'ajustement iso-statique glaciaire, qui est la réponse visqueuse de la Terre solide à la fonte consécutive à la sortie du Dernier maximum glaciaire, il y a 12 000 ans; s'y ajoute une contribution liée à la déformation du plancher océanique en réponse à la fonte contemporaine des glaces continentales.

Le bilan de masse de l'océan est déduit de l'ensemble GRACE (*Gravity Recovery And Climate Experiment*) V1.4 calculé au sein de l'équipe EMC₂ [BLAZQUEZ et al., 2018]; cet ensemble inclut 216 solutions de géoïdes mensuels représentés par des harmoniques sphériques calculés par six centres d'analyse. Cet ensemble applique les post-traitements les plus à jour, concernant le mouvement du géocentre, l'ajustement iso-statique glaciaire, l'aplatissement dynamique de la Terre, etc. Dans ces solutions, j'ai développé la correction de l'effet gravitationnel des grands séismes, de façon à améliorer la cohérence régionale des solutions d'OHC, ce qui forme ma contribution au produit MOHEACAN et à l'article [MARTI et al., 2022] que je présente page 177.

Enfin, le coefficient d'efficacité expansive de la chaleur est calculé régionalement, entre les parallèles 66° et -66°, jusqu'à la profondeur de 2 000 mètres, à partir de l'OHC obtenu par Argo, et du GMTSLR, sur 2005-2015.

c. iii. *Le produit JPL [HAKUBA et al., 2021]*

La seconde solution d'OHC calculé par méthode géodésique que j'ai utilisée exploite le même principe, et a été élaborée au JPL (*Jet propulsion laboratory*), aux États-Unis. Le niveau de la mer utilisé par HAKUBA et al. (2021) est le même que celui de MARTI et al. (2022). Le bilan de masse de l'océan est également tiré de mesures GRACE, sous la forme de la solution mascon⁶ JPL RL06V2. Le coefficient d'efficacité expansive de la chaleur est obtenu à partir de simulations issues de modèles d'océans. Le jeu initial s'étend de 2003 à 2019 mais les données des années 2017 et 2018 sont incomplètes car la mission GRACE-FO, qui a pris la suite de GRACE, a été lancée après la fin des opérations de GRACE, amenant un trou dans les observations d'environ 11 mois. J'ai donc choisi de tronquer ce jeu de données à 2016, afin d'éviter de biaiser mon estimation avec des moyennes annuelles sur 2017 et 2018 calculées avec des données incomplètes.

I.1.C. d. Mesures radiométriques directes du déséquilibre énergétique planétaire

d. i. *Principe théorique*

Le principe de mesure radiométrique du déséquilibre énergétique planétaire consiste à établir le bilan radiatif global au sommet de l'atmosphère, c'est-à-dire :

$$N = SW^\downarrow - (SW + LW)^\uparrow \quad (\text{I.5})$$

SW^\downarrow est le flux solaire incident moyenné sur toute la planète, qui vaut environ $340 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ et est mesuré par exemple par le satellite SORCE (*Solar Radiation and Climate Experiment*); SW^\uparrow est le flux visible réfléchi par la Terre et LW^\uparrow est le flux infrarouge émis par la Terre.

La difficulté à mesurer N par cette approche tient à ce qu'il est actuellement à des gammes de valeurs inférieures à $1 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$, c'est-à-dire deux ordres de grandeurs plus faible que le flux incident. Or, par construction, SW^\downarrow est situé dans le domaine spectral visible et est mesuré dans la direction du Soleil, tandis que SW^\uparrow , également dans le visible, est mesuré dans la direction de la Terre, et LW^\uparrow est un flux infrarouge. La mesure radiométrique de N exploite donc des données

5. Énergie, masse et changement climatique.

6. Contrairement aux représentations du géoïde sous forme d'harmoniques sphériques, les mascons le représentent à partir de concentrations de densité.

issues de plusieurs types d'instruments qu'il est difficile d'inter-calibrer de façon certaine. Par exemple, [LOEB *et al.* \(2009\)](#) ont calculé que la moyenne sur 5 ans du flux radiatif net de la Terre mesuré par la mission CERES était de $6,5 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}$, soit environ huit fois la valeur attendue à l'époque de $0,85 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}$; les sources d'incertitudes se trouvent ainsi dans la calibration instrumentale ($4,2 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}$) et l'éclairement solaire total ($1 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}$). [LOEB *et al.* \(2018\)](#) ont ainsi aligné le flux net mesuré par CERES sur celui déduit de mesures *in situ* effectuée dans l'océan par Argo de juillet 2005 à juin 2015, pour former le produit CERES-EBAF Ed4.0⁷.

d. ii. Solutions utilisées

J'ai utilisé deux jeux de données de mesure radiométrique du déséquilibre énergétique planétaire. Le premier est le produit CERES-EBAF Ed4.0 au sommet de l'atmosphère, téléchargeable à l'adresse <https://ceres.larc.nasa.gov/data/>, et s'étend de 2000 à 2019. Le second (DEEP-C) s'appuie sur les données CERES, mais reconstruit le flux net jusque 1985 avec les données de la mission ERBE et des réanalyses atmosphériques, entre 1985 et 2019 [[ALLAN *et al.*, 2014](#); [LIU *et al.*, 2015](#)]. Dans les deux cas, j'ai tronqué la date de fin à 2018, afin de rendre ces jeux de données cohérents avec celui de forçage radiatif.

1.2 État de base

1.2. A. CHOIX DE LA PÉRIODE DE BASE

La méthode des différences d'états suppose le choix d'une période de référence. C'est un choix difficile, car il doit répondre à plusieurs critères. Le premier est qu'il doit être suffisamment éloigné dans le temps pour que l'anomalie ΔX de chaque variable X entre cette période de base et la période récente soit représentative d'une tendance de long terme en réponse aux émissions de gaz à effet de serre, et pas seulement d'une variabilité inter-annuelle ou inter-décennale; le corollaire de ce critère est de considérer que les grands modes d'oscillation (*El Niño* étant le plus connu et un des plus importants du système climatique) doivent être, entre l'époque de base et l'époque récente, dans des états proches, de façon à annuler leurs effets et non de les ajouter. L'idéal demeure cependant de disposer d'une période de base suffisamment longue pour que la moyenne des effets de la variabilité inter-annuelle s'annulent. Un second critère touche à l'absence d'éruption volcanique, en raison des perturbations des variables climatiques que de tels événements induisent (voir fig. I.4 page suivante), qui pourraient biaiser l'estimation.

J'ai choisi de suivre [LEWIS & CURRY \(2018\)](#), qui utilisent la période 1869-1882 (époque moyenne : 1876); on retrouve par ailleurs souvent le choix de l'année 1882 (ou une année légèrement antérieure) comme année de fin dans d'autres études, en raison de l'éruption majeure du Krakatau, en 1883, puis de celle du Colima en 1890, qui rendent en pratique les décennies 1880 et 1890 impropres à définir un état de base climatique. C'est aussi le cas des décennies 1900 et 1910, pour les mêmes raisons, étant respectivement frappées par l'éruption du Santa-Maria en 1902 et celle du Katmai en 1912. Les décennies suivantes ont été plus calmes, jusqu'à l'éruption du Mont Agung en 1963, mais sont probablement trop proches dans le temps de l'époque contemporaine pour permettre aux observations récentes de tracer une tendance claire de la réponse forcée du système climatique. Il est à noter que, pour des raisons de dynamique atmosphérique, ce sont souvent les éruptions majeures de volcans situés sous les tropiques qui peuvent avoir un effet global (voir tab. I.1 et fig. I.4 page suivante).

Volcano	Month/year of eruption	Latitude	VEI
Askja	March 1875	65°N	5
Krakatau*	August 1883	6°S	6
Tarawera+	June 1886	38°S	5
Bandai+	July 1888	38°N	4
Soufrière	May 1902	13°N	4
Santa Maria*	October 1902	15°N	6
Ksudach+	March 1907	52°N	5
Katmai (Novarupta)*	June 1912	58°N	6
Quizapo (Cerro Azul)+	April 1932	36°S	5
Bezymianny+	March 1956	56°N	5
Agung*	March 1963	8°S	4
Fuego+	October 1974	14°N	4
Mt. St. Helens	May 1980	46°N	5
El Chichón*	April 1982	17°N	5
Mt. Pinatubo*	June 1991	15°N	6

Table I.1 – Éruptions majeures depuis 1875, leur latitude, et leur indice d'explosivité (Volcanic explosivity index – VEI); adapté de [ROBOCK & MAO \(1995\)](#).

7. CERES energy balanced and filled edition 4.0.

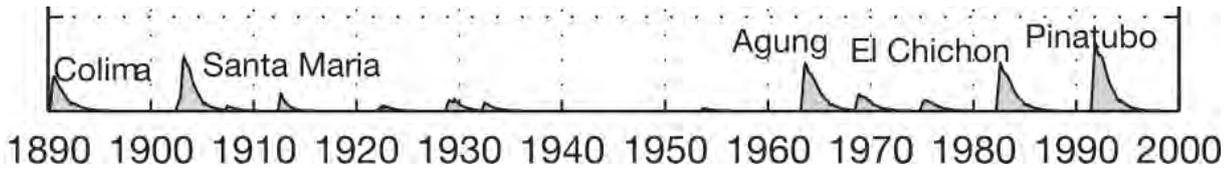


Fig. I.4 – Épaisseur optique stratosphérique pour le rayonnement visible (longueur d'onde de 500 nm) des éruptions majeures depuis 1890 (échelle arbitraire); adapté de CHURCH *et al.* (2005).

1.2. B. DÉTERMINATION DE L'ÉTAT DE BASE

1.2.B. a. Forçage radiatif et température

Lorsqu'on dispose d'une série temporelle reconstruisant une des variables de l'équation du bilan d'énergie suffisamment loin dans le temps pour que la période de base en fasse partie, il est immédiat de le calculer, en estimant la moyenne et l'écart-type de cette variable sur cette période; c'est le cas du forçage radiatif et de la température. Tout l'enjeu du calcul de l'état de base dans le contexte de la méthode des différences d'états touche à ce que ceux-ci soient cohérents entre eux, et concernent donc la même plage de temps. L'état de base pour une série pré-existante est donc nécessairement relatif à cette série; par conséquent, le calcul de l'anomalie entre l'état moyen récent et l'état moyen sur la période de base suppose que les deux soient extraits de la même série.

1.2.B. b. Déséquilibre radiatif

Pour le déséquilibre énergétique, aucune série temporelle d'observation n'est assez longue pour en donner une estimation à la fin du XIX^e siècle, si bien qu'il faut le supposer en s'appuyant sur la littérature disponible. Le XIX^e siècle est à la rencontre de deux évolutions climatiques : la fin du Petit Âge Glaciaire, commencé aux alentours du XV^e siècle, et le début de l'ère industrielle. Postuler l'équilibre énergétique à cette période est une gageure, et aucun auteur ne s'y risque; en revanche, les périodes et les valeurs (en $W \cdot m^{-2}$, moyenne et écart-type) adoptées sont diverses : 1860-1879 ($0,08 \pm 0,03$) pour OTTO *et al.* (2013), 1859-1882 pour LEWIS & CURRY (2015) puis 1869-1882 pour LEWIS & CURRY (2018) ($0,15 \pm 0,075$ pour les deux études), 1861-1880 et 1850-1900 ($0,2 \pm 0,12$ pour les deux périodes) pour SHERWOOD *et al.* (2020); toutes ces estimations sont dérivées de simulations historiques de modèles de climat, qui ne contiennent pas de modélisation de l'effet du Petit Âge Glaciaire. On constate ainsi que le déséquilibre postulé pour ces périodes n'a cessé d'être considéré comme de plus en plus positif, ce qui est lié au fait que, dans les simulations historiques, le climat ne répond pas au Petit Âge Glaciaire, mais, au contraire, qu'il réagit déjà aux émissions de gaz à effet de serre anthropiques associées au début de l'industrialisation; il est donc probable que les estimations de l'absorption océanique de chaleur (*ocean heat uptake* – OHU⁸) de la fin du XIX^e siècle dans les simulations historiques des modèles de climat soit surévaluée.

GEbbie & HUYBERS (2019) proposent une réanalyse océanique depuis 1860, qui assimile toutes les observations océaniques de température incluant celles du HMS challenger entre 1872 et 1876, en examinant les implications de ces mesures pour l'océan profond et pour l'absorption de chaleur par l'océan. Ils établissent que, malgré le réchauffement de la surface, l'océan Pacifique profond se refroidissait depuis plusieurs siècles déjà pendant le Petit âge Glaciaire, et a continué à se refroidir au XX^e siècle, en diffusant sa chaleur aux couches plus superficielles. La fraction de chaleur gagnée par le Pacifique superficiel venant des profondeurs représenterait ainsi un quart de la chaleur totale absorbée par l'océan superficiel, ce qui implique un déséquilibre énergétique planétaire négatif pendant la période de base, autrement dit que la Terre perdait encore de l'énergie pendant cette période, en dépit d'une entrée dans l'ère industrielle déjà effectuée, pour les pays occidentaux, depuis plusieurs décennies. En examinant leur figure 1 (reprise dans ce manuscrit, voir fig. I.5 page ci-contre), on voit que le gradient de température en bas de la couche de mélange en 1860-1880 est négatif, autour de $-0,15$ K. Pour convertir cette estimation en déséquilibre énergétique, il faut invoquer l'efficacité de l'absorption océanique de chaleur, notée κ . Celle-ci est assez mal connue, et les valeurs dans la littérature vont du simple au double, entre $\kappa = 0,69 \pm 0,12$ $W \cdot m^{-2} \cdot K^{-1}$ pour la moyenne des modèles de climats étudiés par DUFRESNE & BONY (2008), et $\kappa = 1,6$ $W \cdot m^{-2} \cdot K^{-1}$ pour GREGORY (2000); j'ai choisi une valeur moyenne assez prudente de $\kappa = 1,2 \pm 0,5$ $W \cdot m^{-2} \cdot K^{-1}$. On aboutit à une absorption océanique de chaleur de l'ordre $OHU \equiv \Delta T \times \kappa = -0,18 \pm 0,8$ $W \cdot m^{-2}$, ce qui correspond à un déséquilibre énergétique au sommet de l'atmosphère $N = -0,2 \pm 0,08$ $W \cdot m^{-2}$.

Cette estimation a été confortée par BAGNELL & DE VRIES (2021) qui ont estimé la variation de contenu de chaleur de l'océan de 1946 à 1990 à $dOHC/dt = -0,04 \pm 0,11$ $W \cdot m^{-2}$ (mais $0,67 \pm 0,13$ $W \cdot m^{-2}$ de 2000 à 2019), alors qu'en ignorant le refroidissement de l'océan profond, elle aurait été évaluée à $0,01 \pm 0,09$ $W \cdot m^{-2}$; ce refroidissement profond est global, à l'exception de l'océan Atlantique (voir fig. I.6 page 50). Certes, cette période se situe plusieurs décennies après la période retenue pour faire office de période de base, avec un approfondissement de l'industrialisation et donc des émissions

8. $OHU = dOHC/dt$

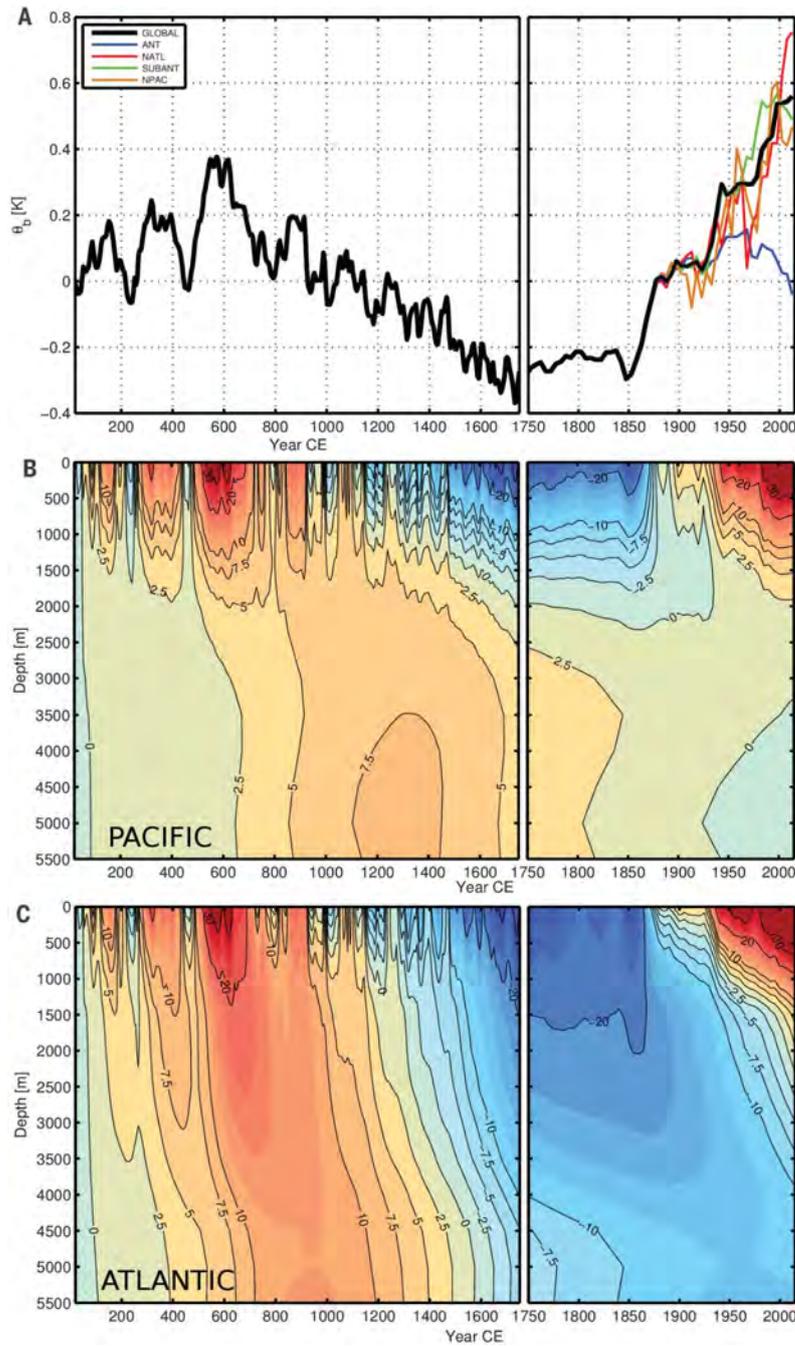


Fig. I.5 – En haut : séries temporelles de la moyenne globale (noir) de température potentielle de l'intérieur de l'océan (en K) et par bassin océanique (Antarctique : bleu ; Atlantique nord : rouge ; sub-Antarctique : vert ; Pacifique nord : orange), pour un état supposé d'équilibre en l'an 15. Au milieu, anomalie de température potentielle (en cK) en fonction du temps et de la profondeur pour le profil moyen à la latitude 45° sud dans le Pacifique ; en bas, de même mais à la latitude 35° sud dans l'Atlantique. L'échelle de temps après 1750 est dilatée. Pour ces trois graphiques : [GEBBIE & HUYBERS, 2019].

de gaz à effet de serre, mais cela ne fait que confirmer que le déséquilibre énergétique planétaire ne pouvait pas être positif à la fin du XIX^e siècle. Prenant acte de ces travaux, mais notant aussi l'incertitude persistante sur le déséquilibre énergétique sur la période de base retenue, j'ai donc opté pour une valeur légèrement négative avec une forte incertitude, de $-0,065 \pm 0,27 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}$.

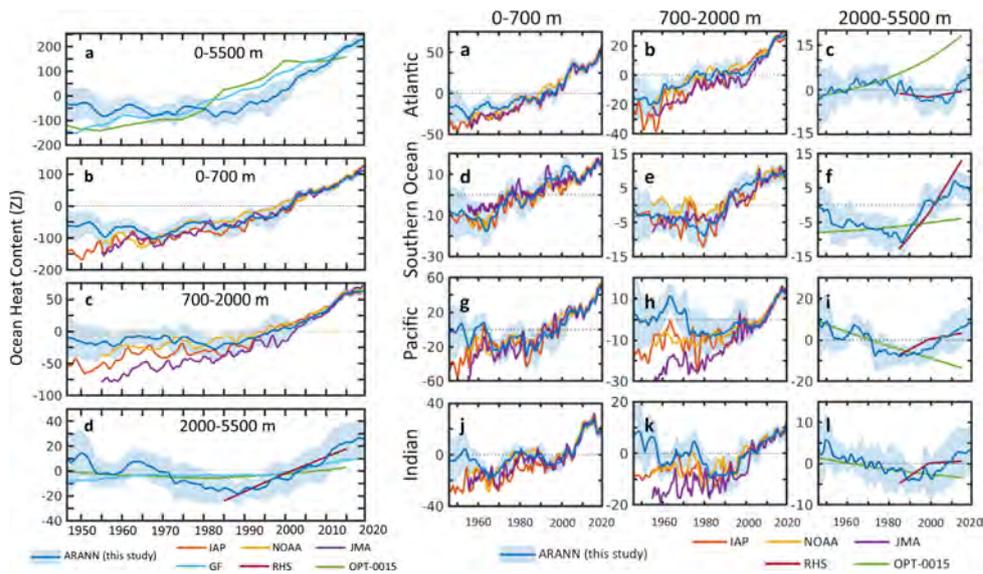


Fig. I.6 – Contenu de chaleur de l’océan global et par bassin océanique depuis 1946, pour différentes couches de l’océan, et différentes réanalyses [BAGNELL & DE VRIES, 2021]; je renvoie à cet article pour les références aux diverses analyses figurant sur ce graphique.

1.3 Correction de l'effet de mosaïque thermique dans l'estimation de la sensibilité climatique

L'effet de mosaïque thermique dû à la variabilité interne et à la réponse forcée a pour conséquence de faire varier le paramètre de réponse climatique avec le temps. La quantification de leurs effets doit donc s'appuyer sur la description de $\lambda(t)$. Pour ce faire, je me suis appuyé sur les modèles de climat participant à l'exercice CMIP6 et j'ai cherché les simulations fournissant les termes de l'équation du bilan d'énergie sur l'époque historique. La température T et le bilan radiatif planétaire peuvent être facilement extraits des simulations historiques (`historical`), moyennant l'utilisation des simulations de contrôle `piControl` pour établir l'état de contrôle pré-industriel et l'anomalie de chaque grandeur par rapport à celui-ci (voir l'annexe A page 155 pour le détail des opérations réalisées pour la réduction des variables issues des simulations numériques des modèles de climat). Le forçage radiatif est issu des simulations `piClim-histall`, et de la simulation de contrôle `piClim-control`, dans lesquelles la climatologie des températures de surface est imposée à leur état pré-industriel (donc $T = 0$ au niveau global), tandis que les agents forçant connaissent leur évolution historique; le bilan d'énergie s'y résume à $N = F$ puisque $R = 0$ en réponse à $T = 0$. En calculant le bilan radiatif au sommet de l'atmosphère N , on a donc accès au forçage radiatif F de la simulation historique.

Une fois les simulations de séries temporelles des trois grandeurs déterminées, il s'agit de résoudre l'équation du bilan d'énergie sur des fenêtres glissantes pour évaluer le comportement du paramètre λ avec le temps. Dans le contexte de la méthode des différences, j'utilise comme durée des fenêtres glissantes de calcul de λ la durée qui sépare l'époque moyenne des observations dont je dispose, notée E_o , et l'époque centrale de l'état de base, notée E_b : $d = E_o - E_b$. Ce choix permet de caractériser, avec un nombre de valeurs échantillonnées d'autant plus grand que cette durée est petite, la variabilité et l'effet des structures de réchauffement auxquels s'expose un jeu de données considéré.

L'incertitude sur le paramètre λ due à l'effet de mosaïque thermique associé à la variabilité interne est donné par la distance moyenne, avec écart-type associé, entre les séries temporelles des $\lambda(t)$ des réalisations individuelles de la simulation historique et la série temporelle de $\lambda(t)$ de la moyenne d'ensemble des réalisations historiques, pour chaque modèle, puis pour l'ensemble des modèles utilisés. L'incertitude due à l'effet de mosaïque thermique généré par la réponse forcée est la distance entre la moyenne temporelle de $\lambda(t)$ dans la moyenne d'ensemble de la simulation historique de chaque modèle et la moyenne temporelle de $\lambda(t)$ calculée dans la simulation forcée par une augmentation abrupte du CO_2 atmosphérique, calculée d'abord par modèle puis pour l'ensemble des modèles utilisés. Je renvoie à l'annexe B page 161 pour les précisions sur le détail des calculs. Ces deux corrections permettent de modéliser le passage d'une trajectoire climatique historique porteuse de variabilité interne (les réalisations individuelles de la simulation historique) à la trajectoire historique forcée, puis à la trajectoire de l'hypothèse fictive de Charney d'un forçage par doublement de la concentration atmosphérique de CO_2 .

1.3. A. EFFET DE LA CONTRAINTE DE STABILITÉ DU SYSTÈME CLIMATIQUE

Lorsqu'on estime λ , celui-ci est représenté par une distribution de valeurs. Le signe de λ associé à la condition de stabilité du climat est négatif, mais il peut arriver qu'une fraction non négligeable de la distribution de λ se trouve dans le domaine positif. Ces valeurs sont tronquées, et les quantiles de la distribution recalculés selon une méthode décrite dans l'annexe D page 171. La troncature des valeurs positives de λ induit une incertitude d'autant plus grande que la fraction de valeurs rejetées est grande. Pour contrer cet effet, ma méthode propose de tenir compte de l'effet des valeurs rejetées sur la borne la plus proche de zéro de λ , et de laisser inchangée la borne la plus éloignée de zéro de λ ; ainsi, en raison de la relation inverse de λ et de l'ECS, seule la borne supérieure de l'ECS est modifiée par la troncature. Par conséquent, la borne inférieure de la distribution de l'ECS, qui est inchangée, devient un indicateur particulièrement fiable de mon estimation de l'ECS.

1.4 Simulations de Monte-Carlo

1.4. A. ESTIMATION DE OBSEFF λ

Chaque terme de l'équation 2.4 page 27 fait l'objet de tirages aléatoires : on calcule d'abord `obseff λ` à partir des grandeurs ΔN et ΔT qui sont considérées gaussiennes, et de ΔF qui se décompose en une part gaussienne, ΔF_{NA} associée aux non-aérosols, et une part non-gaussienne, ΔF_{AER} associée aux aérosols (voir partie 1.1 page 42); une fois `obseff λ` estimé, `obseffCS` est obtenue en calculant $-F_{2\times}/\text{obseff}\lambda$ pour chacune des réalisations de `obseff λ` , ce qui fournit une distribution de `obseffCS`.

1.4.A. a. Variables gaussiennes

Pour les variables gaussiennes X , je calcule les états moyens $\langle X \rangle$ de base et final par moindres carrés, en tenant compte le cas échéant des incertitudes, qui permettent d'estimer une incertitude (écart-type) sur l'état moyen qui est donc inférieure à celle des valeurs individuelles. L'anomalie est la différence des valeurs moyennes calculées : $\langle \Delta X \rangle = \langle X \rangle_{\text{fin}} - \langle X \rangle_{\text{base}}$, et l'écart-type sur l'anomalie est calculé en faisant l'hypothèse que les deux états sont indépendants (ce qui est justifié étant

donnée leur séparation par plus de 100 ans) : $\varepsilon_{\Delta X} = \sqrt{\varepsilon_{\langle X \rangle_{\text{fin}}}^2 + \varepsilon_{\langle X \rangle_{\text{base}}}^2}$. La distribution finale de ΔX est calculée en échantillonnant aléatoirement 500 000 fois la loi normale $\mathcal{N}(\langle \Delta X \rangle, \varepsilon_{\Delta X})$.

1.4.A. b. Variable non-gaussienne

La distribution de la variable non-gaussienne (le forçage radiatif des aérosols) est calculé selon le principe précisé page 43, avec là aussi 500 000 échantillons aléatoires de la loi log-normale $\mathcal{L}(\mu, \sigma)$, dont les paramètres μ et σ ont été ajustés entre l'anomalie observée et celle de BELLOUIN *et al.* (2020).

1.4.A. c. Distribution de obseff λ

Les distributions gaussiennes de ΔN , ΔF_{NA} et ΔT , et la distribution non-gaussienne de ΔF_A sont alors combinées pour obtenir 500 000 échantillons aléatoires de λ , dont les valeurs positives sont tronquées pour fournir la distribution de obseff λ , dont je déduis la distribution de obseffCS.

1.4. B. ESTIMATION DE HISTEFF λ

À partir de $\Delta \lambda_{VI}$ et ε_{VI} , j'échantillonne aléatoirement 500 000 fois la loi normale $\mathcal{N}(\Delta \lambda_{VI}, \varepsilon_{VI})$, que j'ajoute terme à terme aux 500 000 échantillons aléatoires initiaux de λ . Les valeurs négatives de la distribution de $\lambda + [\Delta \lambda_{VI} \pm \varepsilon_{VI}]$ sont conservées et forment la distribution de histeff λ , dont je déduis la distribution de histeffCS.

1.4. C. ESTIMATION DE CO₂EFF λ

De même, à partir de $\Delta \lambda_{PE}$ et ε_{PE} , j'échantillonne aléatoirement 500 000 fois la loi normale $\mathcal{N}(\Delta \lambda_{PE}, \varepsilon_{PE})$, que j'ajoute terme à terme aux 500 000 échantillons aléatoires initiaux de $\lambda + [\Delta \lambda_{VI} \pm \varepsilon_{VI}]$. Les valeurs négatives de la distribution de $\lambda + [\Delta \lambda_{VI} \pm \varepsilon_{VI}] + [\Delta \lambda_{PE} \pm \varepsilon_{PE}]$ sont conservées et forment la distribution de CO₂eff λ , dont je déduis la distribution de CO₂effCS.

1.4. D. NATURE FRÉQUENTISTE DES DISTRIBUTIONS CALCULÉES

En combinant ainsi les distributions des variables physiques et des corrections modélisées, le cas échéant en tronquant les valeurs positives selon la méthode décrite dans l'annexe D page 171, j'obtiens une distribution des différentes acceptions de λ de nature fréquentiste, formant une fonction de vraisemblance. Par contraste, SHERWOOD *et al.* (2020) ont une approche bayésienne, dont la distribution de λ forme une fonction de distribution de probabilité. La discussion des résultats doit ainsi tenir compte de cette différence de la nature mathématique des résultats présentés. Dans le cas fréquentiste, on parle ainsi d'intervalle de confiance, tandis qu'on parle d'intervalle de crédibilité dans le cas bayésien. Les figures des fonctions de vraisemblance que je présente sont normalisées de façon que leur intégrale vaille 1.

2 Résultats, atouts et faiblesses de la méthode des différences et de mon modèle de correction

2.1 Résultats

Leurs valeurs centrales peuvent être exprimées selon différents indicateurs : moyenne, mode ou médiane ; j'ai fait le choix d'utiliser la médiane, accompagnée d'un intervalle de confiance, généralement 5%-95%. En effet, la moyenne est un indicateur biaisé, tandis que le mode de la distribution peut être très proche de la borne basse lorsque la pente de la distribution s'élève fortement entre la borne basse et le mode.

2.1. A. DE NOUVELLES ESTIMATIONS APPUYÉES SUR DE NOUVELLES DONNÉES

Je présente un ensemble d'estimations des sensibilités climatiques dans le tableau I.2 page 54 et sur les figures I.7, I.8 et I.9 page ci-contre, accompagnées des anomalies des grandeurs physiques de l'équation du bilan d'énergie qui en sont à l'origine. On constate d'abord, comme on pouvait s'y attendre, que la température, le forçage radiatif non-aérosols et le déséquilibre énergétique planétaire sont d'autant plus élevés que l'époque finale est récente ; par contraste, le forçage radiatif des aérosols demeure à peu près constant.

Par ailleurs, l'estimation avec le déséquilibre énergétique planétaire N de DIENG *et al.* (2017) est celle qui donne les valeurs les plus basses (*e.g.* médiane de CO₂effCS à 2,7 K) ; les deux estimations appuyées sur des mesures radiométriques de N sont cohérentes entre elles, avec des valeurs intermédiaires (médiane de CO₂effCS à 3,2 K) ; enfin, l'estimation avec N mesuré avec Argo ainsi qu'avec la méthode de géodésie spatiale donne les valeurs de sensibilité climatique les plus élevées (CO₂effCS d'environ 3,5 K). Les bornes inférieures de la CO₂effCS sont ordonnées de même, allant de 1, 2 à 1, 6 K. On voit donc que ces estimations sont globalement plus élevées que celles de la littérature pré-SHERWOOD *et al.* (2020), avec un effet notable de la prise en compte de la variabilité interne et de l'effet des structures spatiales du réchauffement (histeffCS et

CO_2effCS), et de l'état de base sur N . Les estimations géodésiques de l'ECS que je fournis sont les premières obtenues avec de telles données, et sont corroborées par celle obtenue avec Argo (voir fig. I.7, I.8 et I.9). De façon générale, mes estimations de histeffCS sont cohérentes avec le résultat de référence de [SHERWOOD *et al.* \(2020\)](#) de 3, 1 [1, 9; 14, 4] K; l'estimation du Sixième rapport du GIEC [[FORSTER *et al.*, 2021](#)] (2, 5 [1, 6; 4, 8] K) s'éloigne de ces plages de valeurs.

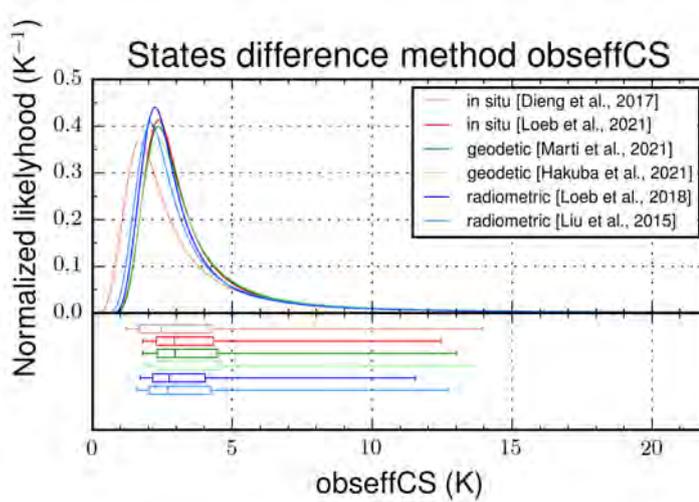


Fig. I.7 – *Vraisemblances normalisées des sensibilités climatiques observationnelles effectives (obseffCS) estimées avec la méthode des différences d'états. Les extrémités des boîtes indiquent les quantiles 5% et 95%, et la boîte centrale les quantiles 25% et 75%; le trait vertical dans la boîte indique la médiane.*

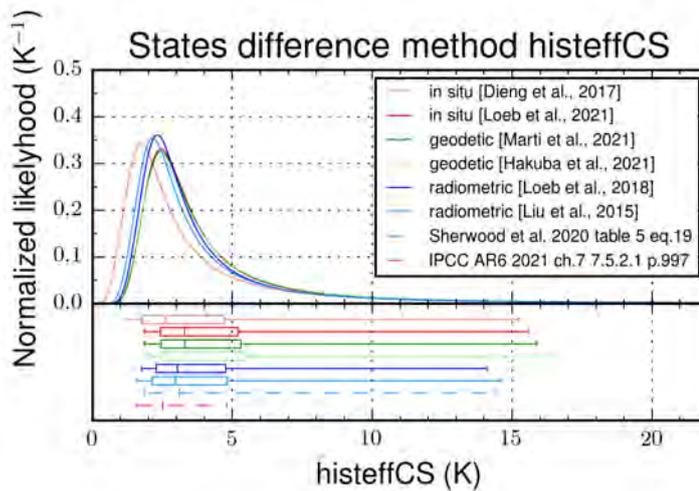


Fig. I.8 – *Vraisemblances normalisées des sensibilités climatiques historiques effectives (histeffCS) estimées avec la méthode des différences d'états. Les extrémités des boîtes indiquent les quantiles 5% et 95%, et la boîte centrale les quantiles 25% et 75%; le trait vertical dans la boîte indique la médiane. Pour les estimations extérieures présentées en traits tiretés, seuls la médiane et les quantiles 5% et 95% sont représentés.*

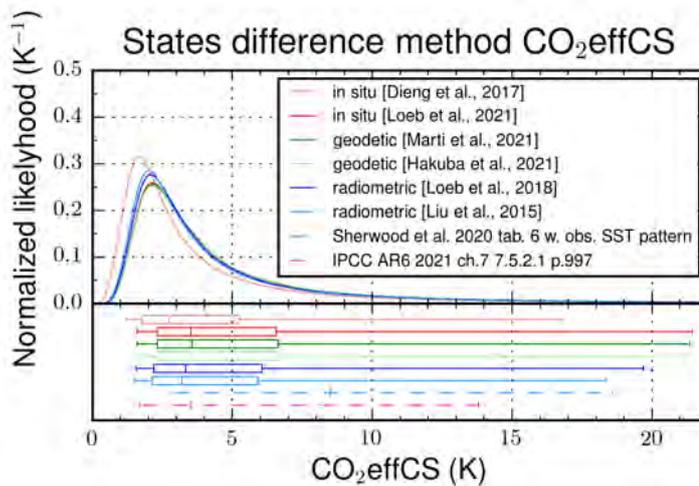


Fig. I.9 – *Vraisemblances normalisées des sensibilités climatiques effectives au CO₂ (CO₂effCS) estimées avec la méthode des différences d'états. Les extrémités des boîtes indiquent les quantiles 5% et 95%, et la boîte centrale les quantiles 25% et 75%; le trait vertical dans la boîte indique la médiane. Pour les estimations extérieures présentées en traits tiretés, seuls la médiane et les quantiles 5% et 95% sont représentés.*

2.1. B. TESTS DE SENSIBILITÉ ET VÉRIFICATION D'AUTRES RÉSULTATS PUBLIÉS

Afin de vérifier que mes résultats n'étaient pas dus à un biais méthodologique, j'ai souhaité utiliser ma méthode et mon code pour reproduire les résultats publiés par d'autres équipes, en me rapprochant de leurs configurations (voir tab. I.4). Compte-tenu de la proximité des différentes estimations de déséquilibre énergétique planétaire que j'ai utilisé, je me restreins ici à celui venant du système Argo ; j'ai aussi choisi de ne pas modifier le jeu de température utilisé, celui-ci étant largement répandu dans les différentes études de la littérature.

Étude	Période de base	Période finale	ECS	$q_{50} [q_5; q_{95}]$ (K)
[LEWIS & CURRY, 2018]	1869-1882	2007-2016	obseffCS	1,66 [1,15;2,7]
[LEWIS & CURRY, 2018]	1869-1882	2007-2016	hišteffCS	1,76 [1,2;3,1]
[SHERWOOD <i>et al.</i> , 2020] tab. 5 eq. 19	1861-1880	2006-2018	hišteffCS	3,11 [1,86;14,41]
[SHERWOOD <i>et al.</i> , 2020] tab. 5 eq. 19 AR5 ERF	1861-1880	2006-2018	hišteffCS	2,49 [1,66;5,05]
[SHERWOOD <i>et al.</i> , 2020] tab. 5 eq. 19 périodes alter.	1850-1900	2006-2018	hišteffCS	2,63 [1,66;10,97]
IPCC AR6 [FORSTER <i>et al.</i> , 2021] ch. 7 7.5.2.1 p. 997	1850-1900	2006-2019	hišteffCS	2,5 [1,6;4,8]
[SHERWOOD <i>et al.</i> , 2020] tab. 6	1861-1880	2006-2018	CO ₂ effCS	8,5 [2,8;18,6]
IPCC AR6 [FORSTER <i>et al.</i> , 2021] ch. 7 7.5.2.1 p. 997	1850-1900	2006-2019	CO ₂ effCS	3,5 [1,7;13,8]

Table I.4 – Quelques estimations de références utilisées pour comparer mes résultats.

2.1.B. a. Variations sur les paramètres utilisés

Pour ces tests de sensibilité, j'ai commencé par utiliser un état de base positif pour le déséquilibre énergétique planétaire, comme le font de nombreuses publications. J'ai choisi de tester la valeur de SHERWOOD *et al.* (2020) de $+0,2 \pm 0,12 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}$ (noté $N+$), puis une valeur de signe opposé : $-0,2 \pm 0,2 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}$ (noté $N-$).

J'ai ensuite modifié les forçages radiatifs utilisés, en rendant symétrique la distribution du forçage radiatif des aérosols de BELLOUIN *et al.* (2020) (en l'intégrant donc au forçage non-aérosols en tenant compte de son incertitude, toujours calculée comme 20% du forçage total de 2011, et en annulant la composante non-gaussienne) (noté FAERGAUSS). J'ai également utilisé les forçages radiatifs complets de MYHRE *et al.* (2013) prolongés par DESSLER & FORSTER (2018) (noté FAR5DF18), en les considérant gaussiens.

J'ai enfin testé la valeur de $F_{2\times}$ utilisée par LEWIS & CURRY (2018) à savoir $3,80 \pm 0,74 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}$ (noté F2xLC18) et, de façon plus générale, j'ai testé un paramétrage autant que possible proche du leur (noté SIMLC18 ; voir description plus bas).

2.1.B. b. Résultats

Les résultats de ces tests sont présentés dans le tableau I.3 page précédente.

b. i. Effet de l'état de base du déséquilibre énergétique

On constate d'abord que l'état de base positif sur le déséquilibre énergétique N tire les estimations observationnelles vers le bas : sur la figure I.10, les barres d'erreur tiretées qui représentent les estimations obtenues dans cette configuration fournissent systématiquement des valeurs plus basses (médiane, bornes basse et haute : 2,7, [1,6;11,5] K dans le cas $N+$ contre 3,6 [2,0;17,8] avec $N-$). L'intervalle de confiance est moins incertain, en raison de l'éloignement de la distribution de λ de 0 auquel conduit une telle configuration. Réciproquement, les estimations avec un N de base négatif rapprochent la distribution de λ de 0 et conduit, simultanément, à des sensibilités climatiques plus élevées et plus incertaines, en raison de l'effet d'inflation sur la sensibilité climatique des erreurs autour d'un λ proche de 0. Mon hypothèse d'un déséquilibre négatif à la fin du XIX^e siècle contribue donc aux estimations plus élevées obtenues. Il peut aussi être envisagé que le déséquilibre énergétique à la fin du XIX^e ait été encore plus négatif que la valeur de $-0,065 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}$ que j'ai adoptée dans mon calcul standard du tableau I.2 page ci-contre, qu'il soit en réalité plus proche de $-0,2 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}$, et aboutisse aux résultat du cas $N-$ du tableau I.3 page précédente. Si la borne basse de l'hišteffCS de mon calcul de référence, à environ 1,6 K, est en accord avec celle du Sixième rapport du GIEC [FORSTER *et al.*, 2021], l'utilisation d'un état de base à $-0,2 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}$ la ferait passer à 2,0 K, valeur particulièrement élevée pour une hišteffCS.

b. ii. Effet des forçages radiatifs

Ensuite, on voit que l'utilisation des forçages radiatifs des aérosols de BELLOUIN *et al.* (2020) influe fortement sur les résultats. La « gaussianisation » de ses aérosols (cas FAERGAUSS) conduit à avoir une distribution de forçages radiatifs des aérosols moins négative, donc plus proche de zéro. Cette évolution entre alors en concurrence avec l'état de base de N : s'il est positif (cas FAERGAUSS & $N+$), λ reste suffisamment loin de 0 pour que l'effet d'inflation soit négligeable ; l'hišteffCS obtenue est plus faible et moins incertaine qu'avec la distribution asymétrique des aérosols (2,8 [1,6;9,0] K), et on

retrouve alors des valeurs proches de celle du Sixième rapport du GIEC ; c'est un résultat cohérent car le Sixième rapport du GIEC ne considère pas l'asymétrie de la distribution du forçage radiatif des aérosols et, de surcroît, il les considère comme moins incertains que BELLOUIN *et al.* (2020). Si l'état de base du déséquilibre énergétique est négatif (cas FAERGAUSS & N^-), λ se rapproche plus fortement de 0, et l'effet d'inflation s'exprime fortement, amenant une $hi\text{steffCS}$ plus élevée qu'avec la distribution asymétrique des aérosols, et également plus incertaine (3, 8 [2, 0; 19, 3] K).

En poursuivant la voie de forçages radiatifs des aérosols quasi-gaussiens, on voit que la solution du Cinquième rapport du GIEC [MYHRE *et al.*, 2013] prolongée par DESSLER & FORSTER (2018) (cas FAR₅DF18) conduit à une $hi\text{steffCS}$ beaucoup plus basse et plus contrainte, que le déséquilibre énergétique de base soit négatif (cas N^- : 3, 5 [2, 1; 9, 2] K) ou positif (cas N^+ : 2, 6 [1, 7; 4, 5] K); dans ce dernier cas, je retrouve quasiment les mêmes valeurs que SHERWOOD *et al.* (2020) : 2, 5 [1, 7; 5, 1] K (voir tab. I.4 page précédente). Ceux-ci utilisent également le forçage radiatif des aérosols du Cinquième rapport du GIEC [MYHRE *et al.*, 2013] prolongé par DESSLER & FORSTER (2018), si bien que ce nouveau résultat cohérent alimente la confiance dans ma méthode.

De façon plus générale, j'ai montré ici qu'une réduction de l'incertitude sur le forçage radiatif des aérosols conduira, à l'avenir, à une baisse de l'estimation de l'ECS. C'est en partie à cause du forçage radiatif des aérosols, moins asymétrique et moins dispersé que celui estimé par BELLOUIN *et al.* (2020) et repris par SHERWOOD *et al.* (2020), que le Sixième rapport du GIEC [FORSTER *et al.*, 2021] fournit une $hi\text{steffCS}$ si basse et si contrainte (2, 5 [1, 6; 4, 8] K), même si d'autres facteurs y contribuent : un déséquilibre énergétique de base positif à $+0, 2 \pm 0, 2 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$, et une période de base (1850-1900) marquée par des éruptions volcaniques majeures (Krakatau, Colima), qui amènent d'ailleurs SHERWOOD *et al.* (2020), lorsqu'ils s'appuient sur cette même période, à obtenir également une $hi\text{steffCS}$ plus basse et plus contrainte (2, 6 [1, 7; 11, 0] K) que celle qui fait office de résultat de référence (mais néanmoins nettement plus dispersée que l'intervalle de confiance du Sixième rapport).

b. iii. Effet du forçage radiatif associé au doublement du CO₂

En outre, l'utilisation d'un forçage radiatif de doublement du CO₂ plus faible (cas F_{2x}LC18) amène, comme attendu au regard de la relation de proportionnalité entre cette grandeur et l'ECS, à une $hi\text{steffCS}$ plus basse, particulièrement notable sur la borne basse et la médiane : dans le cas FAR₅D18 & EEI- & F_{2x}LC18, on obtient 3, 3 [1, 8; 9, 0] K, tandis que dans le cas FAR₅D18 & EEI- & F_{2x}LC18, on obtient 2, 4 [1, 4; 4, 6] K. L'utilisation de la valeur plus élevée de SMITH *et al.* (2020) dans mes calculs contribue aussi à expliquer mes valeurs élevées pour la sensibilité climatique.

b. iv. Le cas particulier de LEWIS & CURRY (2018)

J'ai cependant constaté que l'estimation de LEWIS & CURRY (2018) demeurait encore inférieure aux plus basses des $ob\text{seffCS}$ et $hi\text{steffCS}$ obtenues avec mes tests. Afin de comprendre leur résultat, j'ai enfin cherché à me rapprocher de leur configuration avec mes données ; j'ai ainsi choisi la même plage de temps qu'eux, à savoir 2007-2016, et renoncé, comme eux, à la mise à l'échelle des températures de RICHARDSON *et al.* (2016) (d'où $\Delta T = 0, 88 \pm 0, 02 \text{ K}$). J'ai choisi le même état de base pour le déséquilibre énergétique ($N = 0, 15 \pm 0, 075 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$), aboutissant à une anomalie $\Delta N = 0, 52 \pm 0, 08 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$. Concernant les forçages radiatifs, la différence entre la prolongation de la série du Cinquième rapport du GIEC [MYHRE *et al.*, 2013] entre 2011 et 2018 réalisée par DESSLER & FORSTER (2018) et celle de LEWIS & CURRY (2018) est la source principale des différences persistantes entre l'estimation de LEWIS & CURRY (2018) et celle que j'ai essayé de reproduire ; j'ai donc abaissé l'état de base du forçage radiatif à $-0, 35 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$, qui est le biais que j'ai constaté ; j'ai obtenu une anomalie de $\Delta F = 2, 52 \pm 0, 28 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$.

Avec cette configuration, j'obtiens $hi\text{steffCS} = 1, 80 [1, 09; 3, 09] \text{ K}$. L'estimation de LEWIS & CURRY se situe à $ob\text{seffCS} = 1, 66 [1, 15; 2, 7] \text{ K}$ et, en autorisant la réponse radiative à varier dans le temps, elle passe à $hi\text{steffCS} = 1, 76 [1, 2; 3, 1] \text{ K}$. Ces deux valeurs sont cohérentes avec celles que j'ai effectivement obtenues, en utilisant une configuration similaire à la leur, notée SIMLC18 sur la figure I.10 page suivante et dans le tableau I.3 page 54 ; ce résultat montre à nouveau que ma méthode et mon code donnent des résultats cohérents avec ceux de la littérature antérieure. Si chaque paramétrage de LEWIS & CURRY (2018) peut, bien sûr, être individuellement discuté, le fait que l'ensemble des traitements auxquels ils procèdent concourent tous à tirer $hi\text{steffCS}$ vers le bas me paraît difficile à soutenir. En effet, tous ces paramètres, pris individuellement, ont fait l'objet, dans la littérature et dans mes propres travaux, de traitements solidement justifiés par les résultats récents, tels que ceux de BELLOUIN *et al.* (2020) et BAGNELL & DE VRIES (2021). Aujourd'hui, à la vue de ces nouveaux résultats, l'estimation très basse de LEWIS & CURRY paraît peu crédible tandis que la mienne, appuyée sur des résultats récents, paraît plus solide.

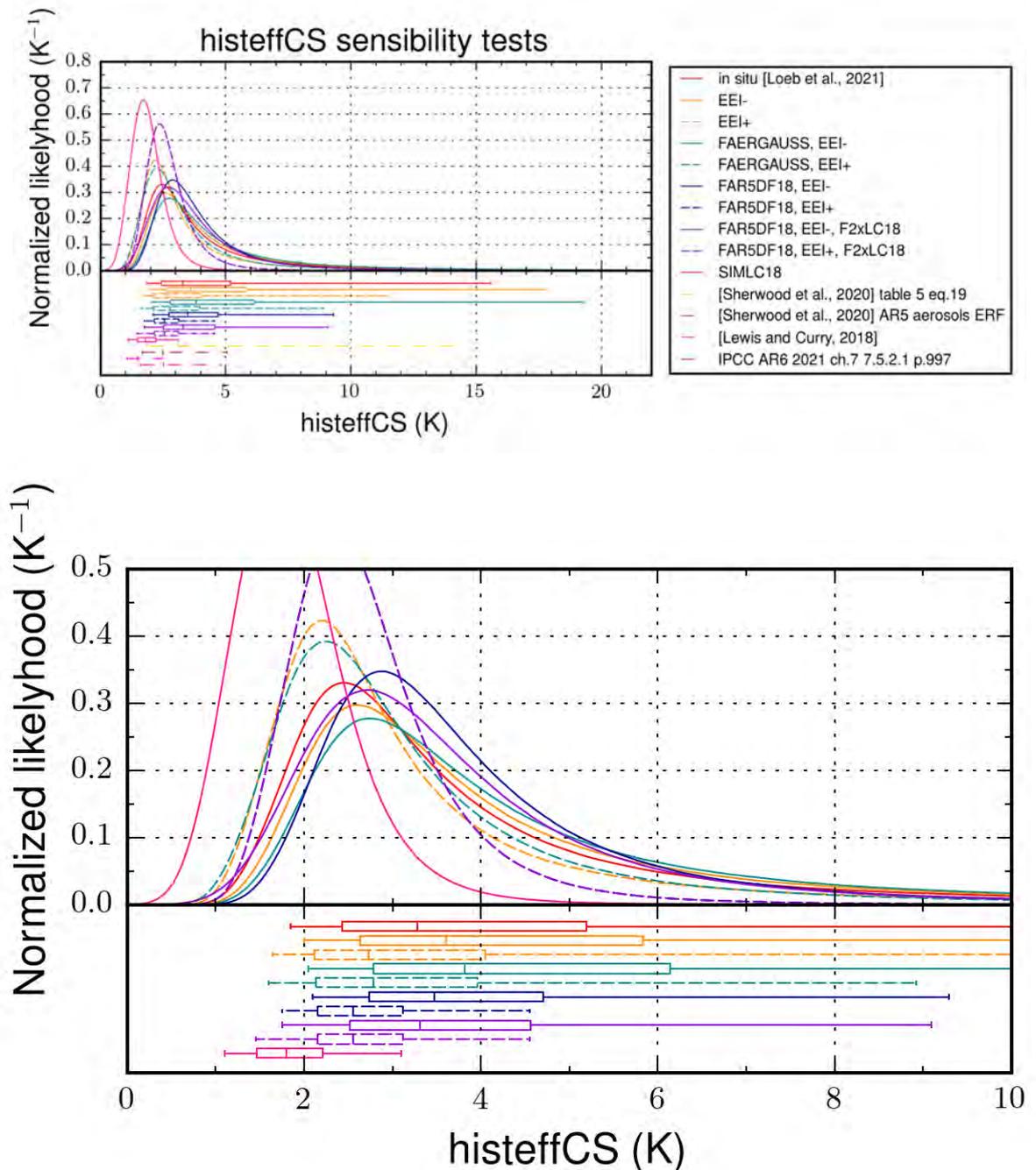


Fig. 1.10 – *Uraisemblances normalisées des sensibilités climatiques historiques effectives (histeffCS) estimées avec la méthode des différences d'états, en testant la sensibilité des différents paramètres; voir le texte pour la signification de la légende. En dessous, la même figure, mais limitée entre 0 et 10 K en abscisses, et entre 0 et 0,5 en ordonnées.*

2.2 Des incertitudes structurelles

2.2. A. LE FORÇAGE RADIATIF DES AÉROSOLS

Les tests de sensibilité ont montré que l'utilisation d'une estimation récente de forçage radiatif des aérosols contribue fortement à l'obtention de valeurs d'histeffCS élevées et incertaines, et qu'une des explications des valeurs basses des estimations observationnelles récentes tient dans l'utilisation de forçages radiatifs des aérosols plus contraints. La piste d'amélioration des forçages radiatifs des aérosols se trouve dans l'amélioration de la compréhension de l'interaction entre les aérosols et les nuages; cette voie est bien au-delà du propos de ma thèse, mais mon travail ici contribue à diagnostiquer ce problème.

2.2. B. LE PROBLÈME DE L'ÉTAT DE BASE

La deuxième cause de l'incertitude intrinsèque aux études observationnelles de la sensibilité climatique vient de l'état de base. Comme je l'ai largement expliqué dans ce chapitre, la méthode des différences d'états reste très fragile du fait de la nécessité de l'utilisation d'un tel état. En particulier, l'état de base utilisé pour le déséquilibre énergétique par la plupart des études observationnelles de la sensibilité climatique suppose celui-ci positif à la fin du XIX^e siècle. Or les études récentes de reconstruction du contenu de chaleur de l'océan montrent que la mémoire longue de l'océan aboutit, en fait, à un refroidissement de très long terme de l'océan profond [GEBBIE & HUYBERS, 2019; BAGNELL & DE VRIES, 2021], qui contrebalance largement le réchauffement observé dans l'océan supérieur. Cette observation conduit à un déséquilibre énergétique négatif pendant de nombreuses décennies, jusqu'au milieu du XX^e siècle. Or les tests de sensibilité que j'ai effectués montrent que le passage d'un déséquilibre planétaire de base positif à un déséquilibre négatif a des conséquences sur les valeurs de l' $hi_{steffCS}$, en faisant augmenter la médiane de l'ordre de 1 K et la borne basse de 0,3 K (et donc approcher les 2 K). Quelles que soient les conclusions qui s'imposent à ce sujet, contraindre l'état de base sur les trois grandeurs de l'équation du bilan d'énergie demeure un exercice durablement difficile.

2.2. C. DES CORRECTIONS POSSIBLEMENT DISCUTABLES

Enfin, la métrique qui est réellement estimée par la plupart des études observationnelles est en général ob_{seffCS} , au mieux $hi_{steffCS}$, mais pas CO_2_{effCS} , qui est un intermédiaire vers la métrique canonique de l'ECS plus performant que l' ob_{seffCS} et l' $hi_{steffCS}$. Le calcul rigoureux de la distance entre $ob_{seff\lambda}$, $hi_{steff\lambda}$, puis $CO_2_{eff\lambda}$ que je propose s'expose à trois critiques.

2.2.C. a. Erreurs conceptuelles possibles

La première touche aux définitions des biais et incertitudes que j'ai proposées, c'est-à-dire aux expressions mathématiques que je propose (voir annexe B page 161) entre réalisations, moyennes d'ensembles, utilisation d'un ou de plusieurs modèles, qui pourraient tout-à-fait faire l'objet d'autres approches. À ce titre, ANDREWS *et al.* (2018) examinent la distance entre $hi_{steff\lambda}$ et $CO_2_{eff\lambda}$ sous la forme d'un biais appliqué à λ et sous la forme d'un facteur multiplicatif appliqué à λ . Ils ne tranchent pas entre les deux méthodes, mais constatent que le facteur d'échelle donne une CO_2_{effCS} plus élevée que le biais; dont acte.

La seconde critique touche aux données utilisées pour calculer les corrections. En particulier, le point de départ que sont les simulations historiques pourrait être remplacé par les simulations $amip$ ou $amip-piForcing$, où les températures de surface de l'océan observées sont imposées aux simulations de reconstruction du climat historique (avec ou sans forçages radiatifs historiques, respectivement). Ces simulations forment, dans le monde des modèles, un analogue plus proche du climat réel que les simulations historiques, car elles reproduisent la variabilité climatique interne observée au XX^e siècle. En revanche, les simulations $amip$ sont de durées plus hétérogènes entre les modèles, et généralement plus courtes en durée que les simulations $historical$ (à noter que ANDREWS *et al.* (2018) utilisent toutefois les simulations $amip-piForcing$ de huit modèles de 1871 à 2010).

2.2.C. b. Erreurs sur les valeurs obtenues

b. i. Correction de l'effet de mosaïque thermique libre

La troisième critique à laquelle s'expose ma méthode de calcul de l'effet de mosaïque thermique dû à la variabilité interne est la conséquence des deux précédentes : elle ne repose que sur la faculté des modèles à bien reproduire le comportement de $\lambda(t)$, et à en déduire des biais et incertitudes correctement formulées et donc des valeurs réalistes. Ainsi, DESSLER *et al.* (2018) ont calculé la dispersion de λ due à la variabilité interne, qu'ils qualifient de « non forcée », entre les réalisations du grand ensemble de cent réalisations historiques (1850-2005) issues du modèle MPI-ESM1.1; λ est calculé par la méthode des différences entre la dernière et la première décennie de chaque réalisation. Ne considérant pas le λ de la réalisation moyenne de l'ensemble mais le λ moyen de l'ensemble, ils n'en déduisent pas de biais associé à la variabilité interne, mais seulement une dispersion de $0,25 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$ ($1,65\sigma$), que l'on peut associer à une incertitude due à la variabilité interne. À partir du même ensemble, mais procédant à un calcul par régression sur des fenêtres glissantes de 30 ans, GREGORY *et al.* (2019) évaluent la même quantité à $0,57 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$ ($1,65\sigma$). Mon approche repose sur 103 réalisations issues de cinq modèles, et je définis l'erreur de variabilité interne par une moyenne $\Delta\lambda_{VI}$ et un écart-type ε_{VI} ; en l'occurrence, pour la durée caractéristique de 130 ans entre période de base et période finale, j'obtiens une correction de l'ordre de $0,16 \pm 0,29 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$ (voir tab. B.1 page 163), c'est-à-dire un biais non négligeable et un écart-type à mi-chemin entre les deux estimations mentionnées précédemment.

b. ii. Correction de l'effet de mosaïque thermique forcée

Toujours sur le plan des valeurs obtenues, mais concernant l'effet de mosaïque thermique forcée, LOEB *et al.* (2020) ont montré que la plupart des modèles de climat échouent à reproduire le bilan d'énergie planétaire au seul motif de leur difficulté à simuler correctement l'effet des structures spatiales de réchauffement. Cette mise à distance des simulations du climat historique conduit ANDREWS *et al.* (2018) et SHERWOOD *et al.* (2020) à des valeurs de ce que j'appelle $\Delta\lambda_{PE}$ et

ε_{PE} plus élevées que les miennes : les premiers trouvent $0,64 \pm 0,40 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$ (moyenne, $1,65\sigma$), et les seconds adoptent la valeur de $0,5 \pm 0,5 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$ (moyenne, $1,65\sigma$). De mon côté, je trouve au maximum une valeur de $0,338 \pm 0,468 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$ (moyenne, $1,65\sigma$) (pour la durée de 35 ans, voir tab. B.2 page 167), mais de l'ordre de $0,24 \pm 0,727 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$ (moyenne, $1,65\sigma$) pour les durées autour de 130 ans caractéristiques de la méthode des différences d'états. Ainsi mon modèle peut espérer approcher des valeurs acceptables de correction pour les durées courtes, mais fournit des valeurs probablement sous-estimées en biais et trop incertaines pour les durées longues. Alors que nos estimations de $\text{hi}\text{steffCS}$ sont très proches, la différence entre mon estimation de l'effet supposé des mosaïques thermiques et celle de SHERWOOD *et al.* (2020) est vraisemblablement la cause de l'écart entre nos valeurs de CO_2effCS : je trouve 3,5 [1,6; 21,4] K dans le cas [LOEB *et al.*, 2021] (Argo) et 3,7 [1,6; 22,4] K dans le cas $N-$, contre 8,5 [2,8; 18,6] K pour nos collègues [SHERWOOD *et al.*, 2020].

À partir des données en ma possession, j'ai cherché à comparer l'effet des structures spatiales du réchauffement dans les modèles de climat et dans les observations. Pour ce faire, j'ai étudié l'intensité de l'inversion au sommet de la couche limite atmosphérique (*Estimated inversion strength* – EIS) définie par WOOD & BRETHERTON (2006), moyennée sur les zones marines entre les parallèles $+50^\circ$ et -50° par CEPPI & GREGORY (2019) pour affiner le modèle du bilan d'énergie (voir annexe E page 173)⁹. Je l'ai calculée pour les simulations *historical* des cinq modèles de climat que j'utilise, ainsi que dans les réanalyses historiques ERA20C (1900-2010) [POLI *et al.*, 2013] et ERA5 (1979-2019) [HERSBACH *et al.*, 2020] (voir fig. I.5 page suivante). Je trouve bien dans les observations des variations de l'EIS plus grandes que celles simulées dans les simulations historiques; il n'est cependant pas clair que cet indicateur démontre que l'effet radiatif des structures spatiales du réchauffement soit sous-estimé dans les modèles de climat par rapport à ce qu'il est dans les observations, car l'EIS reste un indicateur partiel de l'effet *pattern*.

2.2.C. c. Évaluation globale du modèle de corrections proposé

Ce constat pessimiste mérite toutefois d'être nuancé car, parmi les cinq modèles que j'utilise pour calculer ces corrections, les valeurs obtenues ne sont pas homogènes. Pour la variabilité interne, les biais ne sont négligeables, pour les longues durées uniquement, que pour les modèles IPSL-CM6A-LR et CanESM5; en revanche, ils prennent des valeurs considérables avec MIROC6 et GISS-E2-1-G; l'incertitude associée à ce dernier modèle enfle de façon préoccupante avec la durée des fenêtres glissantes. Concernant l'effet des mosaïques thermiques, les biais issus du modèle IPSL-CM6A-LR paraissent réalistes, mais ses incertitudes sous-estimées; à l'inverse, les incertitudes issues des modèles GFDL-CM4 et GISS-E2-1-G semblent convenables, mais leurs biais respectivement sur- et sous-estimés. Je n'ai toutefois pas poussé l'investigation sur les causes de cette dispersion inter-modèles.

J'observe pour conclure que, dans la littérature, les corrections du paramètre de réponse radiative ne séparent en général pas les deux effets ensemble (effet de mosaïque thermique libre et forcée), et n'en traitent qu'un des deux : LEWIS & CURRY (2018), DESSLER *et al.* (2018), GREGORY *et al.* (2019) traitent de la variabilité interne, tandis que ANDREWS *et al.* (2018) et SHERWOOD *et al.* (2020) considèrent la distance entre climat réel et définition canonique de la sensibilité climatique et donc de λ . Le mérite de mon approche est de quantifier les deux corrections et de les ajouter successivement; pour la durée caractéristique de 130 ans, la correction est ici de $0,4 \pm 0,864 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$ (moyenne, $1,65\sigma$), ce qui forme un biais légèrement sous-estimé par rapport aux valeurs de biais habituellement associées à l'effet des structures spatiales, et une incertitude très importante et probablement surestimée : si je considère l'erreur de variabilité interne de GREGORY *et al.* (2019) de $0,57 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$ ($1,65\sigma$) et l'incertitude de SHERWOOD *et al.* (2020) sur la correction associée à l'effet de mosaïque thermique (reprise par le Sixième rapport du GIEC) de $0,5 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$ ($1,65\sigma$), j'obtiens une incertitude totale de $0,78 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$ ($1,65\sigma$), soit environ 90% de celle obtenue avec mon modèle.

Ainsi, compte-tenu des incertitudes pesant encore sur la définition et la quantification des effets qui biaisent les estimations observationnelles de la sensibilité climatique, mon modèle propose une tentative de standardisation conceptuelle et d'évaluation des erreurs associées qui, pour imparfaite qu'elle peut être, a cependant le mérite d'exister, d'être plus exhaustive que les tentatives précédentes de la littérature, et d'alimenter à la réflexion collective sur la question.

⁹ La place qu'occupe dans ce manuscrit l'exploitation du modèle de CEPPI & GREGORY (2019) est très inférieure, en proportion du nombre de pages total, à celle du temps que je lui ai consacré en vain.

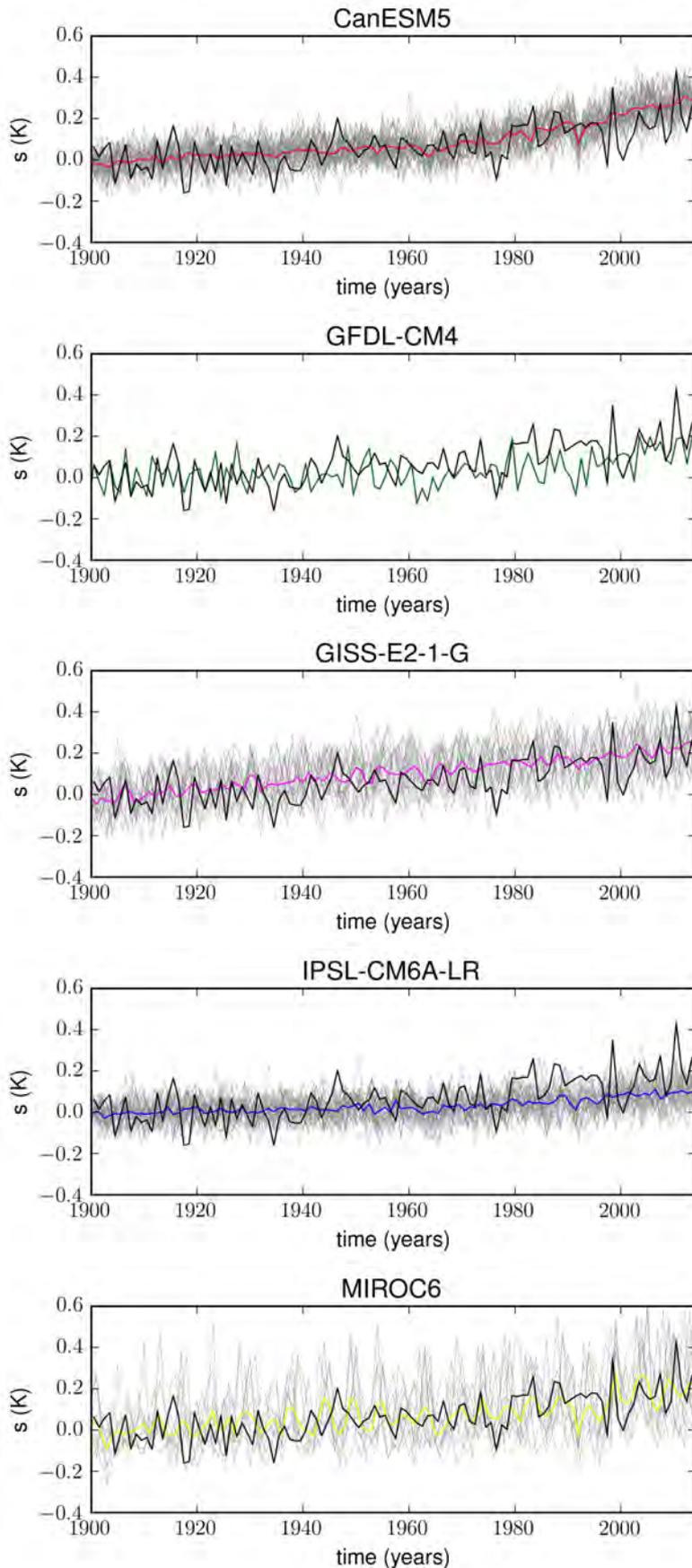


Table I.5 – Intensité de l'inversion au sommet de la couche limite marine atmosphérique entre les parallèles $+50^\circ$ et -50° , entre 1900 et 2014, dans la réanalyse composite ERAmix issue de ERA20C et ERA5 (voir annexe E. 3.4 page 175) (en noir) et dans les modèles de climat (voir annexe E) (en gris pour les réalisations individuelles, en couleur pour les moyennes d'ensemble des grandeurs de base servant au calcul de s ; les courbes en couleurs représentent donc s de la moyenne d'ensemble et non la moyenne d'ensemble des s des réalisations individuelles). Toutes les grandeurs représentées sont des anomalies exprimées par rapport à la moyenne sur 1900-1920.

Cette première étape de mon travail m'a permis de reproduire des résultats observationnels publiés par d'autres équipes et de comprendre l'origine de leur sous-estimation par rapport aux estimations appuyées sur les simulations numériques de l'expérience de pensée du climat de Charney. J'ai aussi posé un cadre méthodologique permettant de corriger rigoureusement les estimations observationnelles de la sensibilité climatique afin d'en déduire la sensibilité climatique effective au CO₂, en tenant compte rigoureusement des différentes sources d'incertitudes.

Toutefois, des incertitudes structurelles persistent sur la méthode des différences, toutes liées à l'état de base. Malgré un récent faisceau concordant d'éléments suggérant, contrairement aux hypothèses habituelles sur le sujet, que le déséquilibre énergétique était négatif à la fin du XIX^e siècle, l'état du climat global à cette période demeure encore très incertain. De surcroît, l'état de base étant très éloigné dans le temps des observations récentes et fiables contemporaines, l'estimation observationnelle du paramètre de rétroaction climatique avec la méthode des différences équivaut à le considérer comme constant entre ces deux périodes; son estimation en donne une valeur moyenne qui masque les variations de λ sur ce long intervalle de temps. Enfin, l'estimation des paramètres associés à l'effet de mosaïque thermique sur une telle durée (qui se traduit, avec ma méthode, par des valeurs calculées avec des fenêtres glissantes longues mais peu nombreuses) rend probable la sous-estimation de la correction de ces effets ainsi que la sur-estimation de l'incertitude qui lui est associée (voir valeurs des tableaux de l'annexe B page 161).

Il convient donc d'élaborer une nouvelle méthode d'estimation répondant à plusieurs enjeux. Le premier consiste à se dispenser du besoin d'un état de base lointain et incertain. Cela suppose d'utiliser les variations décennales d'observations fiables établies sur des périodes plus longues que les observations utilisées pour l'état final dans la méthode des différences d'états. Le deuxième enjeu touche à la sous-estimation des effets de la variabilité climatique, qui suppose une durée d'observations plus courte que celle séparant observations récentes en période de base en méthode des différences d'état. La contradiction entre les deux enjeux amène donc à un compromis pour une durée de quelques décennies; les observations historiques de contenu de chaleur de l'océan mesuré *in situ* ouvrent une telle perspective.

II

UNE MÉTHODE D'ESTIMATION OBSERVATIONNELLE DE LA SENSIBILITÉ CLIMATIQUE PAR RÉGRESSION LINÉAIRE

« *Fai appris que la voie du progrès n'était ni rapide ni facile* »

Marie Curie

DANS ce deuxième chapitre, je propose de pousser avant la recherche d'un cadre conceptuel d'estimation observationnelle de la sensibilité climatique, en répondant aux objections soulevées à l'occasion de la revisite de la méthode des différences d'états. Cette approche a fait l'objet d'un article publié dans la revue *Journal of climate* [CHENAL *et al.*, 2022], inclus page 67.

I Données et méthode

I.1 Données

I.1. A. FORÇAGES RADIATIFS ET TEMPÉRATURES

Les forçages radiatifs et les températures utilisés sont les mêmes que dans la méthode des différences d'états, qu'il s'agisse du doublement de la concentration de CO₂ (voir page 42), ou des séries temporelles de forçages radiatifs historiques (voir page 42) et de températures (voir page 43). Ces séries temporelles sont exprimées comme anomalies par rapport à leur moyenne sur une période de base, qui est la même que celle retenue pour la méthode des différences d'états, à savoir 1869-1882 (qui est aussi celle retenue par LEWIS & CURRY (2018)).

I.1. B. DÉSÉQUILIBRE ÉNERGÉTIQUE PLANÉTAIRE

Le jeu de données de déséquilibre énergétique planétaire est déduit d'observations historiques de contenu de chaleur de l'océan calculé à partir de mesures *in situ* de température et salinité, et en utilisant l'équation d'état de l'eau de mer; le principe en est identique à celui présenté page 44.

Ma série de contenu de chaleur de l'océan s'appuie sur cinq solutions allant de 1971 à 2017 (voir fig. II.1 page suivante haut) :

- la solution japonaise MRI-JMA (*Meteorological research institute – Japan meteorological agency*) [ISHII *et al.*, 2017];
- la solution sino-américaine IAP (*Institute of atmospheric physics*) [CHENG *et al.*, 2017];

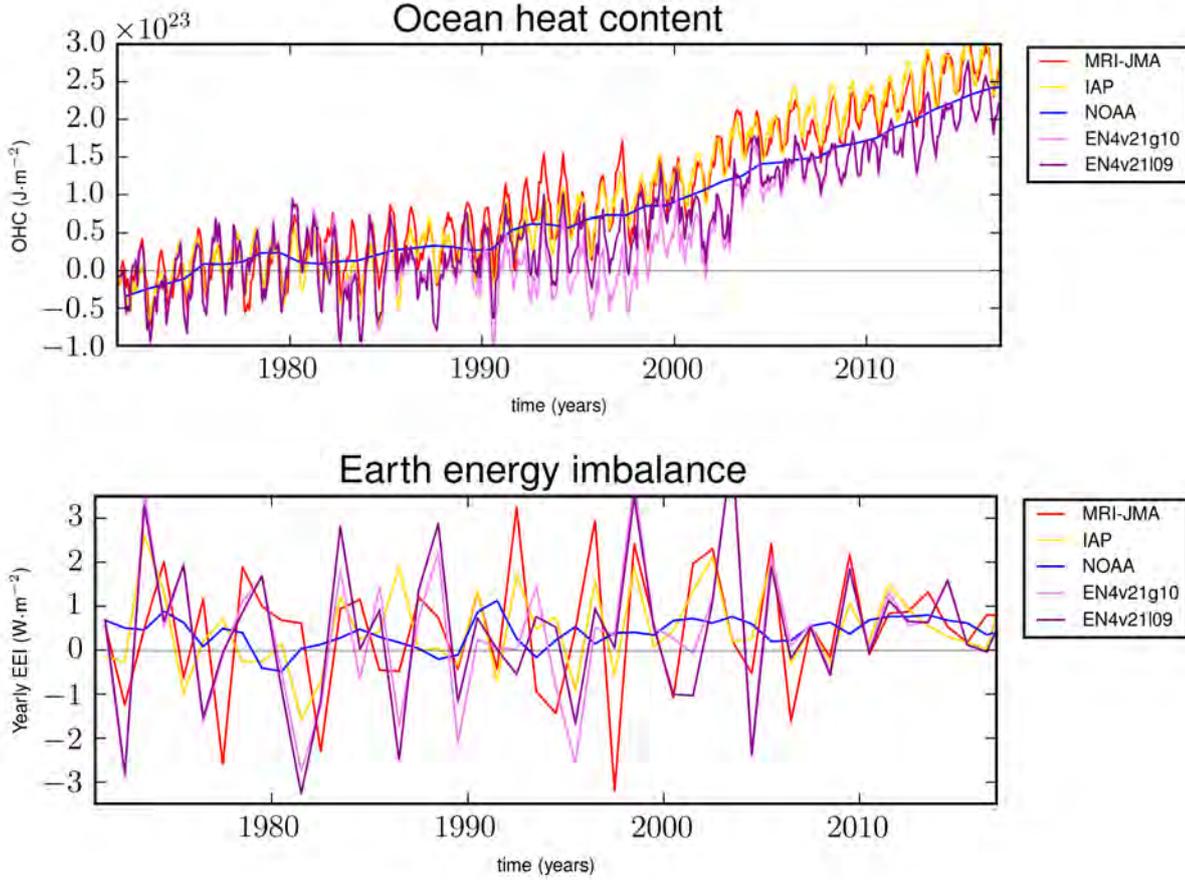


Fig. II.1 – En haut : séries temporelles originales de contenu de chaleur de l’océan entre 1971 et 2017, exprimées par rapport à leur moyenne sur 1971-1981; toutes sont mensuelles, sauf NOAA (voir texte). En bas : séries temporelles de déséquilibre énergétique planétaire annuel.

- la solution américaine NOAA (*National oceanic and atmospheric administration*) [LEVITUS *et al.*, 2012];
- deux solutions EN4v2.1 (*United Kingdom Met Office’s ENACT/ENSEMBLES v4*) [GOOD *et al.*, 2013], une utilisant la correction instrumentale de GOURETSKI & KOLTERMANN (2007) (EN4v21g10), l’autre celle de LEVITUS *et al.* (2009) (EN4v21l09).

Toutes commencent en 1955, mais j’ai choisi de ne sélectionner que les données postérieures à 1971, quand les mesures ont acquis un caractère quasi-global, excepté l’océan austral [ABRAHAM *et al.*, 2013]. Ces données de base sont mensuelles¹; pour chacune, j’ai calculé une série temporelle de déséquilibre énergétique planétaire N , en considérant, comme pour la méthode des différences, une fraction de 93% absorbée par l’océan, et en utilisant cette fois-ci un schéma de dérivation par différences finies centrées :

$$\frac{d\text{OHC}}{dt}(t_i) = \frac{\text{OHC}(t_{i+1}) - \text{OHC}(t_{i-1})}{t_{i+1} - t_{i-1}} \quad (\text{II.1})$$

J’ai ensuite calculé des valeurs moyennes annuelles de déséquilibre énergétique (voir fig. II.1 bas), ce qui permet à la fois de lisser la variabilité subannuelle, mais aussi de s’aligner sur la cadence des valeurs de forçage radiatif utilisées. Ensuite, à partir de ces cinq jeux de données, j’ai calculé la série temporelle de la moyenne d’ensemble, à laquelle j’ai associé un écart-type, qui est celui de la dispersion de l’ensemble, aboutissant donc à une série temporelle de valeurs annuelles de déséquilibre énergétique planétaire et d’une évaluation d’un écart-type qui dépend du temps (voir fig. 1 de l’article inséré à partir de la page 67).

Toutefois, les solutions utilisées ne s’appuient que sur des mesures à des profondeurs inférieures à 2 000 m. J’ai donc suivi PURKEY & JOHNSON (2010) et ajouté, avant 1990, une incertitude supplémentaire de moyenne nulle avec une incertitude caractérisée par un écart-type de $0,04 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}$, et à partir de 1991, la contribution de l’océan profond au déséquilibre énergétique planétaire de $0,07 \pm 0,04 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}$, suivant la recommandation de VON SCHUCKMANN *et al.* (2020). Je dispose

1. Sauf pour la solution NOAA, directement exprimée par an après un lissage sur 5 ans, et téléchargée à partir de https://www.ncei.noaa.gov/data/oceans/woa/DATA_ANALYSIS/3M_HEAT_CONTENT/DATA/basin/pentad/pent_h22-w0-2000m.dat.

ainsi d'une série temporelle de déséquilibre énergétique planétaire déduit d'une estimation de la contribution de l'océan sur toute sa profondeur, accompagnée d'une évaluation de son écart-type.

1.1. C. TRAITEMENT DES ÉRUPTIONS VOLCANIQUES MAJEURES

Deux éruptions majeures (El-Chichon, 1982, et Pinatubo, 1991) ont eu lieu sur la plage de temps 1971-2017 qui est celle sur laquelle j'applique ma méthode d'estimation (47 ans). Afin de ne pas biaiser mes estimations par la perturbation climatique engendrée par ces éruptions, j'ai retiré de la série temporelle les données des cinq années suivant celle de ces éruptions [CHURCH *et al.*, 2005], à savoir 1982 à 1986 (incluses) et 1991 à 1995 (incluses), formant une série temporelle d'étendue 47 ans, mais réduite à 37 valeurs.

1.2 Méthode

1.2. A. CHOIX DES MOINDRES CARRÉS

La méthode que j'ai développée entend résoudre l'équation du bilan d'énergie par régression linéaire de la réponse radiative $N - F$ par la température T . L'outil mathématique à mobiliser est la méthode d'estimation dite des moindres carrés, et $N - F$ y est appelée « l'observable » tandis que T y est « le prédicteur ». Je me place ici dans le cadre de l'utilisation des moindres carrés ordinaires, c'est-à-dire que je ne considère pas l'incertitude sur le prédicteur T , par opposition aux moindres carrés totaux. GREGORY *et al.* (2019) a discuté ces deux méthodes, et conclu défavorablement envers la seconde car, outre l'incertitude sur T , elle mobilise une information inconnue, qui est la corrélation, au sens statistique, entre $N - F$ et T .

1.2. B. INCONNUES À ESTIMER

Reconnaissant que l'estimation par moindres carrés ordinaires peut être biaisée, le choix du prédicteur et de l'observable aurait pu être inversé, et voir T régressé en fonction de $N - F$, estimant alors $1/\lambda$. Or, précisément, le choix de T comme prédicteur réduit ce biais, en faisant l'hypothèse que le bruit sur $N - F$ qui est, certes, supérieur à celui sur T , ne lui est cependant pas corrélé (voir notamment les annexes B puis D.5 de GREGORY *et al.* (2019)).

Pour ce schéma d'estimation, j'estime une inconnue de degré 1 en T , qui est le paramètre λ , ainsi qu'un paramètre de degré 0, noté R_0 . Celui-ci se justifie par la prise en compte du fait que la réponse radiative $N - F$ peut être non-nulle lorsqu'on extrapole l'anomalie de température à 0. Cette approche est équivalente à celle de GREGORY *et al.* (2019) qui estime λ en régressant la forme différentielle du bilan d'énergie $d(N - F)/dT = \lambda$. J'écris donc mon vecteur inconnu comme :

$$X = \begin{pmatrix} R_0 \\ \lambda \end{pmatrix} \quad (\text{II.2})$$

1.2. C. TRAITEMENT DU PRÉDICTEUR T AU SENS DES MOINDRES CARRÉS

Je considère donc la série temporelle de température $T(t)$. Je construis la matrice jacobienne de mon système, qui est indépendante de l'observable (notée Y) :

$$\begin{aligned} A &\equiv \begin{pmatrix} \partial_{R_0} Y_1 & \partial_{\lambda} Y_1 \\ \vdots & \vdots \\ \partial_{R_0} Y_{n_e} & \partial_{\lambda} Y_{n_e} \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} 1 & T(t_1) \\ \vdots & \vdots \\ 1 & T(t_{n_e}) \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (\text{II.2})$$

1.2. D. TRAITEMENT DE L'OBSERVABLE $N - F$ AU SENS DES MOINDRES CARRÉS

Comme pour la méthode des différences d'états, l'asymétrie marquée du forçage radiatif des aérosols m'impose de distinguer le traitement des observables supposées gaussiennes (F_{NA} et N) de celles qui ne le sont pas (F_A).

1.2.D. a. Forçage radiatif des aérosols

La méthode de régression linéaire que j'ai développée tient compte de l'asymétrie du forçage radiatif des aérosols, et s'appuie sur la modélisation sous forme de loi log-normale développée page 43. Toutefois, il me faut désormais une série temporelle, et non une distribution représentative d'une anomalie.

Pour ce faire, j'ai d'abord calculé l'anomalie de la série initiale de forçage radiatif des aérosols entre ma période de base et l'année 1850 qui sert à BELLOUIN *et al.* (2020), ce qui corrige légèrement l'ensemble de sa distribution. J'estime alors les

paramètres μ et σ de la loi log-normale qui s'ajustent le mieux aux paramètres de BELLOUIN *et al.* (2020), comme pour la méthode des différences d'états (voir annexe C page 169). À ce stade, je rappelle que cette loi de distribution ne décrit qu'une anomalie de l'époque récente par rapport à un état pré-industriel. Pour aboutir à une série temporelle, je dois coupler cette distribution à la série temporelle du forçage radiatif des aérosols de SHERWOOD *et al.* (2020). La méthode qui suit est le fruit de très longs échanges avec A. Ribes et B. Meyssignac, que je remercie au passage.

Je commence par tirer aléatoirement 500 000 échantillons de la loi log-normale $\mathcal{L}(\mu, \sigma)$, dont je tire ensuite la médiane (q_{50}). La distribution initiale est alors normalisée par la médiane. Je parcours ensuite l'ensemble des n_e époques de la série temporelle du forçage radiatif, et je calcule 500 000 échantillons de valeurs possibles pour chaque époque en multipliant la valeur du forçage radiatif des aérosols de cette époque par la valeur normalisée de l'échantillon aléatoire de la loi log-normale. J'aboutis à 500 000 séries temporelles de n_e époques du forçage radiatif des aérosols F_A ; réciproquement, à chacune des n_e époques de la série temporelle, je dispose d'une distribution log-normale de 500 000 valeurs possibles pour le forçage radiatif des aérosols F_A . Autrement dit, la loi log-normale normalisée déduite de BELLOUIN *et al.* (2020) est utilisée pour calculer des homothéties de la série temporelle du forçage radiatif des aérosols de SHERWOOD *et al.* (2020). Je note désormais $F_{A_j}(t_i)$ la valeur du j^e échantillon du forçage radiatif des aérosols à l'époque t_i .

1.2.D. b. Forçage radiatif des autres espèces chimiques et du déséquilibre énergétique planétaire

Le traitement des séries temporelles du forçage radiatif des non-aérosols et du déséquilibre énergétique planétaire est plus simple, puisque chacune est supposée gaussienne. À chaque époque t , 500 000 échantillons aléatoires de la loi normale $\mathcal{N}(F_{NA}(t), \varepsilon_{F_{NA}}(t))$ sont tirés pour représenter la distribution du forçage radiatif non-aérosols; il est fait de même avec la loi normale $\mathcal{N}(N(t), \varepsilon_N(t))$ pour représenter la distribution du déséquilibre énergétique. Je dispose donc de 500 000 séries temporelles de F_{NA} et de N ; réciproquement, à chacune des n_e époques de la série temporelle, je dispose d'une distribution gaussienne de 500 000 valeurs possibles pour F_{NA} et N . Je note désormais $F_{NA_j}(t_i)$ la valeur du j^e échantillon du forçage radiatif des non-aérosols à l'époque t_i , et $N_j(t_i)$ la valeur du j^e échantillon du déséquilibre énergétique planétaire à l'époque t_i .

1.2.D. c. Échantillonnage du vecteur de l'observable

Je suis alors en mesure de construire 500 000 séries temporelles de l'observable de la réponse radiative en calculant, pour l'échantillon j et l'époque t_i , la grandeur $N_j(t_i) - F_{NA_j}(t_i) - F_{A_j}(t_i)$. Je généralise mes notations en écrivant le j^e vecteur observable :

$$Y_j = \begin{pmatrix} N_j(t_1) - F_{NA_j}(t_1) - F_{A_j}(t_1) \\ \vdots \\ N_j(t_{n_e}) - F_{NA_j}(t_{n_e}) - F_{A_j}(t_{n_e}) \end{pmatrix} \quad (\text{II.3})$$

1.2. E. ESTIMATION DE OBSEFF λ

J'estime 500 000 fois le paramètre λ en inversant le système suivant de façon classique ² :

$$\begin{aligned} Y_j &= A \cdot X_j \\ A^T \cdot Y_j &= A^T \cdot A \cdot X_j \\ \tilde{X}_j &= (A^T \cdot A)^{-1} \cdot A^T \cdot Y_j \end{aligned} \quad (\text{II.3})$$

Les 500 000 valeurs de λ obtenues forment une distribution, dont je retire les valeurs positives, comme expliqué page 51, ce qui me donne la distribution de obseff λ . L'obseffCS est calculée selon la relation 25 page 30.

1.2. F. CALCUL DES CORRECTIONS

Le calcul des corrections $[\Delta\lambda_{VI} \pm \varepsilon_{VI}]$ et $[\Delta\lambda_{PE} \pm \varepsilon_{PE}]$ reprend exactement le même formalisme que celui présenté avec la méthode des différences d'états (voir page 51), à ceci près que la durée des fenêtres glissantes utilisée est celle de l'étendue de la série temporelle (47 ans), par contraste avec la méthodes des différences d'états où il faut utiliser la durée entre l'époque moyenne de la période récente et l'époque moyenne de la période de base. En méthode des régressions, on évalue ainsi l'incertitude due à l'effet de mosaïque thermique, libre et forcée, à laquelle s'expose un jeu d'une durée donnée.

À partir de la distribution initiale de λ , je calcule l'hišteff λ par l'ajout du biais et de l'écart-type associés à la variabilité interne, en utilisant une simulation de Monte-Carlo et en procédant à la troncature des valeurs positives, ce qui m'amène à la distribution de l'hišteffCS (voir eq. 26 page 30). De même, je calcule le CO₂eff λ par l'ajout du biais et de l'écart-type associés à l'effet des mosaïques thermiques forcée et en tronquant les valeurs positives, ce qui me donne la distribution de la CO₂effCS (voir eq. 28 page 31). Les distributions calculées dans cette partie sont, comme dans le chapitre précédent, de nature fréquentiste (voir page 52).

2. Ainsi j'ai rejeté l'utilisation d'une forme des moindres carrés où l'incertitude sur l'observable est gaussienne et permet de pondérer l'estimation avec l'inverse de la matrice de variance, en une seule inversion.

2 Article : *Observational constraint on the climate sensitivity to atmospheric CO₂ concentrations changes derived from the 1971–2017 global energy budget*

Dans les pages qui suivent figure l'article qui synthétise les deux premiers chapitres de ma thèse, et qui a été publié dans la revue *Journal of climate* [CHENAL *et al.*, 2022], accessible par le lien <https://doi.org/10.1175/JCLI-D-21-0565.1>.

15 JULY 2022

CHENAL ET AL.

4469

Observational Constraint on the Climate Sensitivity to Atmospheric CO₂ Concentrations Changes Derived from the 1971–2017 Global Energy Budget

JONATHAN CHENAL,^a BENOÎT MEYSSIGNAC,^a AURÉLIEN RIBES,^b AND ROBIN GUILLAUME-CASTEL^a^a LEGOS, Université de Toulouse, CNES, CNRS, IRD, UPS, Toulouse, France^b Centre National de Recherches Météorologiques, Université de Toulouse, Météo France, CNRS, Toulouse, France

(Manuscript received 28 July 2021, in final form 1 February 2022)

ABSTRACT: The estimate of the historical effective climate sensitivity (histeffCS) is revisited with updated historical observations of the global energy budget in order to derive an observational constraint on the effective sensitivity of climate to CO₂ (CO₂effCS). A regression method based on observations of the energy budget over 1971–2017 is used to estimate the histeffCS (4.34 [2.17; 22.83] K: median and 5%–95% range). Then, climate model simulations are used to evaluate the distance between the histeffCS and the CO₂effCS. The observational estimate of the histeffCS and the distance between the histeffCS and the CO₂effCS are combined to derive an observational constraint on CO₂effCS of 5.46 [2.40; 35.61] K. The main sources of uncertainty in the CO₂effCS estimate comes from the uncertainty in aerosol forcing and in the top of the atmosphere energy imbalance. Further uncertainty arises from the pattern effect correction estimated from climate models. There is confidence in the lower end of the 5%–95% range derived from our method because it relies only on reliable recent data and it makes full use of the observational record since 1971. This important result suggests that observations of the global energy budget since 1971 are poorly consistent with climate sensitivity to CO₂ below 2.4 K. Unfortunately, the upper end of the 5%–95% range derived from the regression method is above 30 K. This means that the observational constraint derived from observations of the global energy budget since 1971 is too weak (i.e., the uncertainty is too large) to provide any relevant information on the credibility of high CO₂effCS.

KEYWORDS: Climate change; Climate sensitivity; Radiative forcing

1. Introduction

The climate sensitivity characterizes the asymptotic response of the surface air temperature (SAT) of the climate system to a given increase in CO₂ concentrations. It is a parameter that depends on the definition of the climate system (i.e., which components it includes), the processes that are accounted for in the climate system, and the time scale that is considered (see, e.g., Heinze *et al.* 2019; Ghil and Lucarini 2020). Most recent studies adopt Charney *et al.*'s definition of the climate sensitivity that has been considered in the Charney report (National Research Council 1979) and in the Intergovernmental Panel on Climate Change (IPCC) reports. This definition excludes the carbon cycle response and the ice sheet response in the estimation of the asymptotic response of the SAT. By convention, in the Charney report, the climate sensitivity has been defined as the increase in SAT that is reached at equilibrium after an abrupt doubling of

preindustrial atmospheric CO₂ concentrations. This climate sensitivity is often called the equilibrium climate sensitivity (ECS).

The ECS is difficult to estimate because climate change simulations need to be run for thousands of years to simulate the response of the deepest layers of the ocean and reach a new equilibrium (e.g., Rugenstein *et al.* 2020). In general, for practical reasons, climate simulations are not run so long and the climate sensitivity is actually derived from a few hundred years of climate change simulations while the climate system has not yet reached equilibrium. Such climate sensitivities that are estimated over periods of nonequilibrium, are called “effective climate sensitivities” (effCS). The common practice in the literature is to estimate an effective climate sensitivity from the first 150 years of climate change simulation under an abrupt quadrupling of CO₂ concentration (e.g., Zelinka *et al.* 2020). We call CO₂ effective climate sensitivity (CO₂effCS) the climate sensitivity that is obtained by regressing the top-of-atmosphere (TOA) radiative imbalance against SAT and then linearly extrapolating to determine the temperature at which the radiative imbalance is zero (see Gregory *et al.* 2004 and following articles). This effective climate sensitivity does not account for the carbon cycle response and the ice sheet response like the ECS. In addition, it ignores the response of the ocean and sea ice beyond 150 years (unlike the ECS).

The recent LongrunMIP project (Rugenstein *et al.* 2019) has shown that CO₂effCS is actually a good proxy for ECS

 Denotes content that is immediately available upon publication as open access.

 Supplemental information related to this paper is available at the Journals Online website: <https://doi.org/10.1175/JCLI-D-21-0565.s1>.

Chenal's current affiliation: École Nationale des Ponts et Chaussées, Marne-la-Vallée, France.

Corresponding author: Jonathan Chenal, jonathan.chenal@legos.obs-mip.fr

DOI: 10.1175/JCLI-D-21-0565.1

© 2022 American Meteorological Society. For information regarding reuse of this content and general copyright information, consult the [AMS Copyright Policy](https://www.ametsoc.org/PUBSReuseLicenses) (www.ametsoc.org/PUBSReuseLicenses).



This article is licensed under a [Creative Commons Attribution 4.0 license](https://creativecommons.org/licenses/by/4.0/) ([http://creativecommons.org/licenses/by/4.0/](https://creativecommons.org/licenses/by/4.0/)).

because it is highly correlated with ECS (>0.9) although it is slightly biased low (by less than 20%). CO_2effCS is also, by itself, a key parameter of the climate response to changes in CO_2 concentrations because it is representative at centennial time scales of global warming under realistic scenarios of future climate change. Indeed, at centennial time scales, it correlates well with the global increase in SAT (e.g., Grose et al. 2018) making it a reliable index for future surface warming and for future changes in the many variables that are physically related to global SAT (such as global atmospheric water vapor, global precipitations, global ocean temperature, global sea level rise, etc.). In addition, because the pattern of many variables like surface temperature, ocean heat content or sea level, scale with global SAT, CO_2effCS is also a relevant index of future local changes (e.g., Santer et al. 1990; Mitchell 2003; Perrette et al. 2013; Bilbao et al. 2015; Grose et al. 2017).

For all of these reasons CO_2effCS has been the center of much attention in the climate community since the Charney report. However, despite important efforts deployed by the climate community, the estimates of CO_2effCS have had a persistently wide spread. Indeed, the 66% confidence level (CL) range for CO_2effCS has long been [1.5; 4.5] K (e.g., Knutti et al. 2017), which is very close to the range given at the time of the IPCC First Assessment Report (IPCC 1992).

Recently, significant progress has been achieved with large-eddy simulations and global climate model simulations on the understanding of physical processes that control the climate feedbacks and in particular the cloud radiative feedbacks (which remains the biggest driver of intermodel spread in effCS; Zelinka et al. 2020). An important effort on tropical marine low clouds over the past 10 years has produced new evidence that these clouds cause actually a positive feedback (see, e.g., Klein et al. 2017; Myers et al. 2021). The negative feedback due to transitions from ice to liquid in high-latitude clouds present in many climate models has also been investigated and is now considered as overestimated in absolute value (e.g., Frey and Kay 2018; Mülmenstädt et al. 2021). This progress has led to less negative estimates of the total climate feedback and suggests the lower bound of the 66% CL range in CO_2effCS should be increased to 2.3 K (Sherwood et al. 2020). This progress is encouraging to narrow the range in CO_2effCS . Combined with other lines of evidence from paleoclimatic data in particular, this recent progress has led to a revised range for CO_2effCS in the 6th assessment report of the IPCC. The 66% confidence level range for the CO_2effCS from the IPCC is now [2.5; 4.0] K, which is slightly reduced relative to the IPCC AR5 estimate.

Our sense of progress, however, is not a substitute for verifying the response of the climate system to CO_2 concentrations change in the real world, in our time. Historical observations can provide crucial information on how the energy budget is actually changing in response to past and present greenhouse gases (GHG) concentrations. If historical observations are precise and long enough, they may lead in principle to accurate estimates of the historical effective climate sensitivity (histeffCS) and further provide an observational constraint on CO_2effCS . By comparing this observational constraint with CO_2effCS estimates derived from

simulations, we should be able to evaluate the consistency of climate model simulations with the historical real climate response.

In the past, several studies analyzed the historical energy budget and derived a constraint on CO_2effCS from historical observations of the SAT and the Earth energy imbalance (EEI) at TOA (Lewis and Curry 2018; Skeie et al. 2018 are the most recent studies). They found ranges for CO_2effCS that are significantly smaller and tighter than the range derived from climate model simulations. In particular, they found an upper bound that does not exceed 3.1 K (95%CL), which disagrees with most phase 6 of the Climate Model Intercomparison Project (CMIP6; Eyring et al. 2016) simulations (Zelinka et al. 2020). Three major reasons have been put forward to explain this apparent disagreement between the observed historical energy budget and the climate sensitivity from climate model simulations. One reason is that past observational studies used an underestimated uncertainty in the aerosol effective radiative forcing (ERF; Bellouin et al. 2020) to derive the histeffCS (Sherwood et al. 2020). A second reason is that, in observational studies, the internal variability in SAT is not removed before deriving the histeffCS, leading to estimates that are biased high and artificially narrow (Gregory et al. 2020). A third reason is that past observational studies have not fully considered the dependence of the EEI to the geographic pattern in SAT (Sherwood et al. 2020; Gregory et al. 2020). This effect is called “the pattern effect.” It arises from changes in the mix of radiative forcings, lag-dependent responses to forcings, or forced variability and it leads to apparent time variations in the estimates of the histeffCS and to differences between histeffCS and CO_2effCS (see, e.g., Armour et al. 2013; Gregory and Andrews 2016; Andrews et al. 2018; Andrews and Webb 2018; Dong et al. 2019; Marvel et al. 2018; Paynter and Frölicher 2015; Winton et al. 2010; Zhou et al. 2017). Not accounting for these apparent time variations leads to biased estimates and artificially narrow ranges for the observational constraint on CO_2effCS .

Recently, important progress has been made on these issues. A new estimate of the aerosols ERF is available (Bellouin et al. 2020). In addition, the release of the data from the Radiative Forcing Model Intercomparison Project (RFMIP; Pincus et al. 2016) makes it now possible to evaluate the time-dependent radiative response of Earth in historical climate model simulations, and thus to evaluate the impact of the pattern effect on estimates of the histeffCS, so it is timely to revisit the historical energy budget from observations. We propose here to account for these different issues and see whether it changes the observational constraint on CO_2effCS .

In this paper we focus on the historical period during which climate has warmed significantly. This warming has been predominantly a response to anthropogenic GHG emissions (Pachauri et al. 2014). We use up-to-date observational estimates of the EEI changes, of the forcing changes and of the SAT changes to evaluate the changes experienced by the energy budget during this warming period and to derive an estimate of the histeffCS (section 3). We make a regression of the observed energy budget with a method similar to Gregory et al. (2020). We focus on the recent period 1971–2017, when the most reliable data are available. This time period is longer

15 JULY 2022

CHEN ET AL.

4471

than the time period in Gregory et al.'s (2020) study, who only considered data from ERBE and CERES over 1985–2011. In this approach, we evaluate the associated uncertainty accounting for all sources of errors in observations. We compare our estimates of the histeffCS with recent estimates from the literature and discuss the similarities and differences (section 3).

Because the current warming is predominantly a response to atmospheric CO₂ concentrations, the current changes of the energy budget are expected to reflect predominantly the response of the energy budget to CO₂ concentrations. As such the histeffCS should be close to the CO₂effCS. We use atmosphere–ocean general circulation models (AOGCM) simulations to evaluate the distance between the histeffCS and CO₂effCS accounting for all uncertainties (section 4). Then we use the observational estimate of the histeffCS to derive an observational constraint on CO₂effCS accounting for the estimated distance between both histeffCS and CO₂effCS (section 5). We discuss our observational constraint on CO₂effCS in section 6 and conclude in section 7.

2. The global energy budget

The global conservation of energy in the climate system relates the ERF F (Myhre et al. 2013) and the radiative response of the climate system R with the changes N in EEI at TOA:

$$N = F + R. \quad (1)$$

In this equation F , R , and N are anomalies with respect to an unperturbed equilibrium in which $F = N = R = 0$; F and R are counted positive downward, and N is counted positive when the incoming radiative flux at TOA is greater than the outgoing flux (i.e., N is the heat flux into the climate system); R is the sum of the radiative response of the climate system to the change in global SAT (R_T) and the radiative response that is unrelated to the change in global SAT (R_T). Following Budyko (1969) and the vast literature on the global energy budget that comes after [see, e.g., Knutti et al. (2017) and references therein] we assume that R_T scales linearly with global changes in SAT and R_T is a random variable with zero mean that is generated by the internal variability of the climate system. Now, if we call T the global changes in SAT with respect to the unperturbed equilibrium and if we consider temporal means that are sufficiently long such that R_T averages to zero, the global energy budget reads as follows:

$$N - F = R_T = \lambda T. \quad (2)$$

Note that here, N , F , R_T , and T are now temporal averages, but we keep the same notation as in Eq. (1) for simplicity; λ is the climate feedback parameter ($\text{W m}^{-2} \text{K}^{-1}$). Because of the convention adopted in Eq. (2), λ is a negative parameter.

In the perturbed equilibrium after a doubling of preindustrial atmospheric CO₂ concentrations, $N = 0$ (because equilibrium has been reached), $F = F_{2\times}$ (with $F_{2\times}$ being the forcing under 2-times-CO₂ concentrations in the atmosphere), and $T = \text{ECS}$ (by definition of ECS). Thus, the energy budget of the perturbed equilibrium described in Eq. (2) leads to the following formula for the ECS: $\text{ECS} = -F_{2\times}/\lambda$. Because

ECS is inversely related to λ , the closer λ gets to zero, the larger ECS becomes. Another consequence of this inverse relation is that an uncertainty with a normal distribution in λ translates into an uncertainty in ECS that is skewed and shows a fat tail (see, e.g., Roe and Baker 2007). The tail becomes fatter as the distribution in λ spreads and comes closer to zero.

In transient climate change, the climate system has not yet reached equilibrium and $N \neq 0$. In this case λ verifies $\lambda = (N - F)/T$ and the quantity $-F_{2\times}/\lambda$ is the effCS. The formula for effCS is then $\text{effCS} = -F_{2\times}/\lambda = TF_{2\times}/(F - N)$. Following Andrews et al. (2012) and applying the method of Gregory et al. (2004), CO₂effCS corresponds to one-half of the effCS computed over the first 150 years of AOGCM simulations under an abrupt quadrupling of CO₂ concentration; histeffCS corresponds to the effCS in response to the historical forcing. It is estimated over historical periods (we mean by historical period here any period between 1850 and the present). If λ is constant through the transient phase and the equilibrium phase of climate change then histeffCS = CO₂effCS = ECS. However, if λ is not constant, the equality no longer holds and the inconstancy of λ has to be taken into account to relate histeffCS with CO₂effCS and with ECS.

Because the historical record does not include any period with an unperturbed climate that is in equilibrium, the unperturbed equilibrium state is not known and the anomaly with respect to the equilibrium state cannot be estimated. To cope with this problem, Eq. (2) is generally applied to differences between two historical states: a base state and a present state [as in, e.g., Lewis and Curry (2018) and Sherwood et al. (2020)]. The difference enables to remove the reference to the unperturbed equilibrium state in Eq. (2). We call this method herein the “state-difference method.” Other authors use an alternative method based on a differential form of Eq. (2) and estimate λ by a regression of $N - F$ against T (Gregory et al. 2020 is the most recent example). Hereinafter, we call this method the “regression method.” Here we adapt the regression method for observations of the global energy budget since 1971. It allows for a full use of the available historical data and is a priori a better estimator of the slope than the state-difference method (Barnes and Barnes 2015). Note that both methods are affected by the internal variability and by the volcanic activity (e.g., Lewis and Curry 2018; Gregory and Forster 2008). Thus, these effects must be considered in the implementation of the regression method here (see section 3).

Recent studies based on AOGCM and atmosphere general circulation models (AGCMs) show that λ is not constant for two reasons. First, λ depends on the climate state, which means λ depends on the magnitude of global mean T or global mean F . This effect is small for small departures in T or F , but it becomes significant under large forcing ($4 \times \text{CO}_2$ and larger) after 100 years, when T reaches high values (Gregory et al. 2015; Bloch-Johnson et al. 2015, 2021; Rugenstein et al. 2019, 2020; Sherwood et al. 2020). Second, R may vary because of changes in the pattern of sea surface temperature (SST) or, equivalently, R may have a different value for the same change in global mean temperature (e.g., Armour et al. 2013; Andrews et al. 2015; Gregory et al. 2015; Knutti and

Rugenstein 2015). This effect is called the pattern effect. It arises either because of heterogeneous radiative forcing (e.g., Shindell 2014), lag-dependent responses to forcings (e.g., Held et al. 2010; Armour et al. 2013), or forced variability (e.g., Proistosescu and Huybers 2017; Andrews and Webb 2018; Marvel et al. 2018). When R is represented as $R = \lambda T$, the pattern effect means that λ actually changes with the SST pattern (e.g., Stevens et al. 2016; Gregory and Andrews 2016).

As stated above a consequence of the inconstancy of λ is that $\text{histeffCS} \neq \text{CO}_2\text{effCS}$. Thus, estimates of histeffCS cannot be used as direct observational constraints on CO_2effCS . We use AOGCM simulations of the historical period and AOGCM simulations under an abrupt quadrupling of CO_2 concentration to evaluate the distance between histeffCS and CO_2effCS . Then we use this distance to derive an observational constraint on CO_2effCS from the estimate of histeffCS (see section 5).

3. Historical effective climate sensitivity

a. Observations and associated uncertainties

In this section we estimate the histeffCS from the historical energy budget using observations of the historical anomalies in the ERF F , the TOA energy imbalance N , and the SAT T . Myhre et al. (2013) used radiative transfer models and estimates of the rapid atmospheric adjustments from climate models to estimate the total historical ERF over 1750–2011 from historical anthropogenic emissions and atmospheric composition. Dessler and Forster (2018) and then Sherwood et al. (2020) revised and extended this estimate to 2018. We use here the ERF updated version from Sherwood et al. (2020). In this version, as compared with Myhre et al. (2013), the forcing from ozone has been updated following Myhre et al. (2017) and the forcing from CO_2 , N_2O , and CH_4 has been computed using concentrations and formulae to convert mixing ratios to forcing from Etminan et al. (2016). The aerosols ERFs have also been updated with the unconstrained estimate from Bellouin et al. (2020) (although Bellouin et al. 2020 considered their constrained estimate of aerosols ERFs more accurate, we cannot use it here because it is derived with an energy budget constraint and thus it would lead to circular reasoning).

For all ERFs except the aerosol ERF, the uncertainty in forcing is estimated using the radiative forcing uncertainties in 2011, from Myhre et al. (2013). In 2011, we assume the uncertainties are Gaussian distributed and we derive the Gaussian standard deviation from Myhre et al. (2013, their Table 8.6). For all other years, we also assume the uncertainty is Gaussian distributed with a standard deviation that is equal to the standard deviation of the 2011 distribution (see Fig. 1).

For the aerosol ERF, the uncertainty in forcing is estimated from Bellouin et al. (2020). We use a lognormal distribution fitted on Bellouin et al. (2020) to represent the distribution of the aerosol ERF in 2011. We normalize the lognormal distribution by its median and use 500 000 Monte Carlo draws of this normalized distribution to scale the time series of aerosol forcing. We get an ensemble of 500 000 time series, which represents the aerosol forcing and its uncertainty (see Fig. 1).

Note that this approach means we have considered a time correlation of 1 in the aerosol ERF uncertainty. Assuming here a high level of time correlation is relevant because most of the uncertainty in aerosol ERF is coming from the poorly known interaction with clouds (which is rather unconstrained by process knowledge; Bellouin et al. 2020), and thus it is very likely a systematic uncertainty. However, assuming full time correlation is probably conservative and leads to a slightly overestimated uncertainty range.

For observed historical SAT changes, we use the updated global annual mean temperature anomaly dataset derived from blended SST and SAT from Cowtan and Way (2014), version 2. This dataset corrects for missing data in the observational network (in particular in the polar regions), which makes it less sensitive to coverage biases in particular in the beginning of the historical record (Fig. 1). Global mean SAT estimates from blended SST and SAT datasets are lower than estimates derived from SAT only (Richardson et al. 2016; Cowtan et al. 2015). We correct for this bias following Richardson et al. (2016) who found that climate models closely agreed on a scaling of ~ 1.09 from blended historical SST and SAT anomalies to SAT anomalies. The uncertainty in SAT changes is taken from Cowtan and Way (2014). It includes the temporal correlation in errors (Morice et al. 2012). Cowtan and Way's (2014) uncertainty in SAT changes represents only the instrumental uncertainty. It is small relative to the uncertainty in SAT due to internal variability so we neglect it in the rest of the study (we did run the regression method with the GISS SAT time series and could not find significant differences with the run with the Cowtan and Way time series). The uncertainty in T generated by the internal variability is considered at a later stage in the energy budget (see section 3b).

The planetary heat uptake essentially occurs in the ocean ($\sim 93\%$; Church et al. 2011; Levitus et al. 2012; Meyssignac et al. 2019; von Schuckmann et al. 2020). Thus, the ocean heat uptake (OHU) places a strong constraint on the planetary heat uptake. Here, following Melet and Meyssignac (2015), we estimate N from observations of OHU divided by the fraction of energy entering the ocean (0.93). The observations of OHU are derived from the in situ record of the ocean subsurface temperatures using the International Thermodynamic Equation Of Seawater—2010 (TEOS-10; see Melet and Meyssignac 2015). For the regression method, we need time series of N as long as possible to make full use of available information. The longest global and continuous ocean temperature datasets are provided by four research groups. They are gridded estimates of the ocean temperature over 1955–2017 either with a statistical interpolation of in situ data (Good et al. 2013; Ishii et al. 2017; Levitus et al. 2012) or with a combination of statistical interpolation of in situ data and climate model information (Cheng et al. 2017). Although the four products are based on the same database of in situ data, they show differences because they use different in-filling strategy for data gaps, different corrections for instrumental biases, and different climatologies. To account for these differences, we use an ensemble of five datasets. This ensemble comprises the NOAA dataset (Levitus et al. 2012) and the Meteorological Research Institute (MRI)-JMA dataset (Ishii et al. 2017), plus two versions of the

15 JULY 2022

CHENAL ET AL.

4473

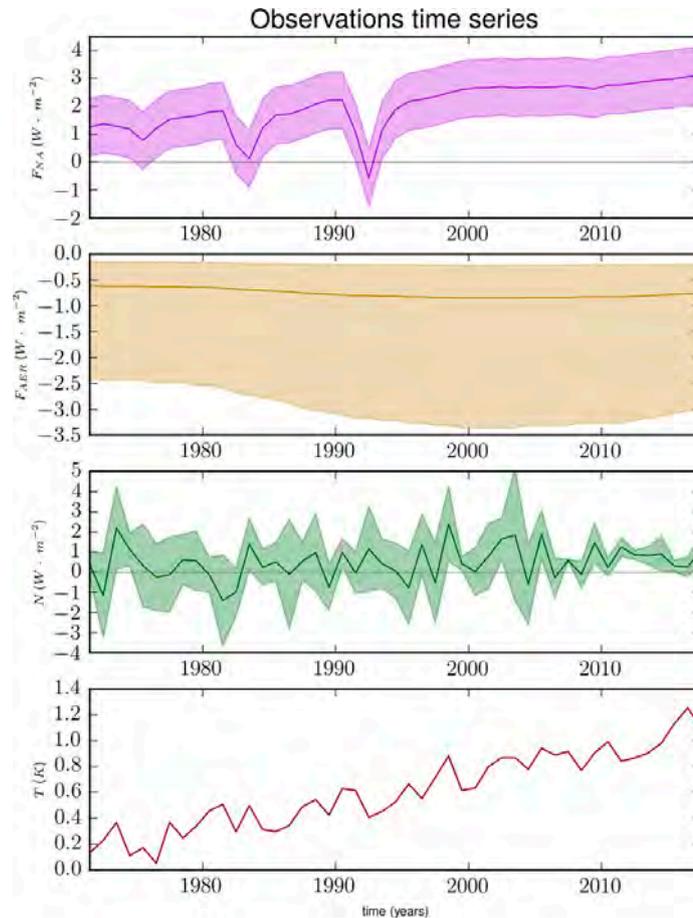


FIG. 1. Time series of annual-mean nonaerosols radiative forcing F_{NA} , aerosols radiative forcing F_{AER} , TOA radiative imbalance N , and global mean surface temperature T (with respect to their respective time average over 1869–82 when available) that are used for the regression method. The shaded envelopes indicate the 5%–95% confidence intervals.

Met Office enhanced ocean data assimilation and climate prediction (ENACT)/ENSEMBLES, version 4 (EN4), dataset (Good et al. 2013) and the Institute of Atmospheric Physics (IAP) dataset [each version using a different correction of the instrumental biases based on Gouretski and Koltermann (2007) and Levitus et al. (2009)]. We take as best estimate of OHU the average of the ensemble because averaging allows to reduce the effect of particular errors of individual datasets and emphasizes the common variability among datasets (Fig. 1). The uncertainty in OHU is characterized with the spread of the ensemble. Measurements of ocean subsurface temperature are particularly sparse before 1971. We use time series of OHU beginning in 1971 when quasi-global coverage of ocean subsurface temperature becomes

available. It starts to be quasi-global only in 1971 and it provides rare measurements below 2000-m depth (Abraham et al. 2013). To cope with these issues, we use the OHU time series only from 1971 to 2017 and we add an extra-deep OHU below 2000-m depth of $0.0 \pm 0.04 \text{ W m}^{-2}$ between 1971 and 1990 and then $0.07 \pm 0.04 \text{ W m}^{-2}$ from 1991 to 2017 [following von Schuckmann et al. (2020)].

b. Estimate of the hysteresis with the regression method

In the regression method, we estimate λ as the slope of the linear regression of $N - F$ over T (N , F , and T are from the observational datasets described in section 3a). The regression method is applied over the period 1971–2017 because it is the

longest period covered by the three datasets of F , N , and T (N being the limiting dataset). This 47-yr-long period is marked by two major volcanic eruptions (El Chichón in 1982 and Pinatubo in 1991), however. To mitigate the effect of volcanic eruptions on the estimate of the CO_2effCS , we remove from all time series the 5 years following each volcanic eruption, following Church et al. (2005). Then, we build 500 000 time series of N with 500 000 Monte Carlo draws of the distribution of N at each epoch (this approach means that we assume no correlation in time for the uncertainty in N). The same is done for the nonaerosol ERF. We also use the 500 000 aerosols radiative forcing time series described in section 3. Then we use 500 000 times an ordinary least squares scheme to regress $N - F_{\text{NA}} - F_{\text{AER}}$ over T . The output is an ensemble of 500 000 λ that represents the distribution in the climate feedback parameter (Fig. S1 in the online supplemental material shows the distribution of $N - F_{\text{NA}} - F_{\text{AER}}$ against T , and supplemental Fig. S2 shows an example of regression for one draw of $N - F_{\text{NA}} - F_{\text{AER}}$ and T). Here, we do not account for the internal variability in N and T that can blur the estimate of the histeffCS . Both these sources of uncertainty are dealt with in the next paragraph.

Gregory et al. (2020) showed that estimates of the historical λ made by least squares regressions (either ordinary or generalized least squares regressions) are negatively (low) biased and lead to artificially narrow ranges in historical λ because they do not account for noise in T and N (here the noise in N is due to instrumental noise and internal variability). Given our definition of the energy budget in Eq. (1), the noise in T here corresponds to any signal T' in T that does not produce proportionate variability $\lambda T'$ in R (as a reminder, $\lambda T'$ here is the forced radiative response of climate to the historical forcing). This noise T' can be due to instrumental noise in T or it can be due to internal variability in T that produces a response in R that either is not proportional with T or is proportional with T with a different constant than λ (like in the case of the pattern effect). Another possible source for T' is some persistence in internal variability of R that generates a response in T with thermal inertia [see appendix C and D in Gregory et al. (2020) and also Proistosescu et al. (2018) (their second case)]. The instrumental noise in T identified in Morice et al. (2012) is significantly smaller than the noise T' generated by the internal variability (Dessler et al. 2018) so we neglect it (as indicated above). The appendix goes into the computation of the bias and uncertainty in λ from these effects in more detail.

Following Gregory et al. (2020), we evaluate the bias and the range in λ that is generated by the internal variability in T and N with AOGCMs historical simulations. N is estimated from the TOA energy budget of the historical simulations and T from the SAT of the historical simulations. The effective radiative forcing F is estimated with the piClim-histall simulations from the RFMIP project (Pincus et al. 2016). The piClim-histall simulations are run with historical forcing agents, keeping the surface temperature at its preindustrial climatology such that the radiative response of the Earth R is zero and the TOA energy imbalance N in these simulations equals the historical forcing F . Thus, we use the TOA energy imbalance N of the piClim-histall simulations to estimate the forcing F of historical simulations. At the time we worked on

this study, RFMIP piClim-histall full simulations were available for only five models, namely, IPSL-CM6A-LR (Boucher et al. 2018), CanESM5 (Swart et al. 2019), MIROC6 (Tatebe et al. 2019), GFDL CM4 (Winton et al. 2020), and GISS-E2-1-G (Kelley et al. 2020). These five models provide in total 103 realization of the historical simulations. For each realization of the historical simulation, we regress the differential form of the energy budget on sliding windows whose length is equal to the duration of the observation dataset (i.e., 47 years). Since historical simulations start in 1850 and end in 2014, they include 117 different overlapping 47-yr periods). To sample as much as possible the effect of internal variability we run the regression method for each of these periods (see Fig. S3 in the online supplemental material). We do the same for the ensemble mean of the historical simulations of each model. We evaluate the bias and the range in λ induced by the internal variability by calculating for each model the difference between the time averaged λ of each historical realization and the time averaged λ of the ensemble mean. We find that the internal variability generates a bias in λ of $-0.005 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ and a range of $\pm 0.136 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ (1σ). It corresponds to a bias of -0.5% and a range of $\pm 14\%$ around the best estimate of the historical λ . The range is consistent with the finding from Gregory et al. (2020) (for a regression over a period of 30 years) but the bias is smaller. This is likely because there are few realizations per model, making our estimate of the bias less accurate than in Gregory et al. (2020). Note that the range is also close to the estimate from Dessler et al. (2018) who find that internal climate variability alone results in an uncertainty in λ of $\pm 0.14 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ in the historical simulation ensemble of the MPI-ESM model.

Table 1 shows our estimate of historical effective λ from the regression method with associated uncertainty based on observations of the energy budget over 1971–2017. The uncertainty comprises all sources of uncertainty described above, which include the measurement uncertainty in N and in F and the bias and the uncertainty that are both due to the internal variability (it includes the effect of internal variability on N and T). The internal variability bias and the associated uncertainty in historical λ is added to the measurement uncertainty by applying a Monte Carlo simulation. On the overall, the regression method indicates a historical λ of -0.92 [-1.82 ; -0.18] $\text{W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ for the period 1971–2017 (the best estimate indicates the median and the range is the 5%–95% confidence level range). This corresponds to an histeffCS of 4.34 [2.17 ; 22.69] K for the period 1971–2017 (in the translation from historical λ to histeffCS we use the mean estimate of $F_{2\times} = 3.99 \pm 0.27 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ from Smith et al. (2020). Note that in the translation, λ values that are above zero are truncated because they are physically inconsistent (due to the substantial noise in each fit, some fraction of the λ estimates are greater than zero, here 9%). A consequence of the truncation of these positive λ is that the distribution in λ is slightly changed leading to small changes ($< 0.18 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$) in the median and the limits of the 5%–95% range. This means that our method is intrinsically uncertain at the level of $\pm 0.18 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$.

In the histeffCS uncertainty, the observational uncertainty in N and the uncertainty in F dominates over the uncertainty

15 JULY 2022

CHENAL ET AL.

4475

TABLE 1. Estimate of the historical effective λ (first row) and the histeffCS (second row) from the regression method with the classical energy budget. The historical effective λ and the histeffCS characterize the climate response to the historical forcing (see the text). The numbers indicate the median, and the ranges indicate the 5%–95% CL. In the second column, all sources of uncertainty are considered: the instrumental uncertainty in N and in F , the bias due to internal variability, the uncertainty due to internal variability, and the uncertainty in $F_{2\times}$. In the column named “no uncertainty in X ” the range and the best estimate of historical effective λ and histeffCS have been computed with a value for X set at the median of X and with a range in X set at 0. Numbers have been computed with the full 64 bits of precision and then rounded at the second digit. For this reason, the same rounded value in λ can correspond to a slightly different rounded value in histeffCS.

Variable	All uncertainties included	No uncertainty in $F_{2\times}$	No uncertainty in N	No uncertainty in nonaerosol F	No uncertainty in aerosols F	No uncertainty in F and N	No realization bias	No uncertainty from internal variability
Historical effective λ	-0.92 [-1.82; -0.18]	—	-0.89 [-1.52; -0.24]	-0.90 [-1.65; -0.21]	-1.16 [-2.05; -0.33]	-1.15 [-1.37; -0.93]	-0.92 [-1.81; -0.17]	-0.92 [-1.79; -0.18]
histeffCS	4.34 [2.17; 22.83]	4.34 [2.19; 22.83]	4.50 [2.59; 16.34]	4.45 [2.39; 19.50]	3.44 [1.92; 12.16]	3.47 [2.81; 4.41]	4.36 [2.17; 22.95]	4.36 [2.20; 22.37]

due to internal variability. If there was no observational uncertainty (i.e., no uncertainty in estimates of N and F) the 5%–95% range of the histeffCS would be reduced by 86% and most of this reduction (79%) would occur in the upper limit of the range (see Table 1). In contrast if there was no internal variability the range would be reduced by less than 3%. It means that the uncertainty due to internal variability is small and plays only a marginal role in the range of the histeffCS estimate. As for the bias that is generated by the internal variability in histeffCS, it also plays a minor role. It slightly shifts the range of historical λ by a few percent toward less negative values, which results in a very small upward shift of the histeffCS upper range.

Among observational uncertainties, the uncertainty from the aerosol forcing dominates (see Fig. 2). If there was no uncertainty in the aerosol forcing, then the range of histeffCS would be reduced by 50% and this reduction occurs almost entirely on the upper limit of the range (see Table 1). This result confirms earlier studies that show that aerosols ERFs are the main source of uncertainty in the estimate of the historical λ and the histeffCS. It also shows that the uncertainty in aerosols is the main cause for the fat tail in high values of the histeffCS (note that removing the uncertainty in the aerosol ERF also shifts the range in historical λ toward more negative values by a few percent leading to smaller histeffCS estimates. This is because of the skewness of the distribution in F_{AER}).

In comparison, the role of the uncertainty in N or in nonaerosol forcing on the uncertainty in histeffCS is smaller; but it is sizable. If there was no uncertainty in N then the range of histeffCS would be reduced by 33% and this reduction would occur essentially on the upper limit of the range (31% decrease of the upper limit and 2% increase of the lower limit, see Table 1). The same is true for the nonaerosol F . If there was no uncertainty in nonaerosol F then the range of histeffCS would be reduced by 17% and this reduction would occur essentially on the upper limit of the range (16% decrease of the upper limit and 1% increase of the lower limit, see Table 1). These results show that the uncertainty in N and nonaerosol F are far from negligible in the total uncertainty in histeffCS and that they play a sizable role in the fat tail in high values of the histeffCS.

Lewis and Curry (2018) estimated the histeffCS with a state difference method between the periods of 1869–82 and 2007–16. They found an histeffCS of 1.5 [1.05; 2.45] K (median and 5%–95% range). This is significantly smaller than our estimate. And their fat tail in high histeffCS values is much thinner than the tail here. This is essentially because they used an estimate of the aerosol forcing based on the AR5 report (Boucher et al. 2013) that is significantly more certain and not skewed relative to the aerosol forcing from Bellouin et al. (2020); see also Sherwood et al. (2020).

Sherwood et al. (2020) estimated the histeffCS with a state difference method over similar base period and final period as Lewis and Curry (2018). They used the aerosol forcing from Bellouin et al. (2020) and found an histeffCS of 3.11 [1.86; 14.41] K [see Sherwood et al. 2020, their green curve on Fig. 11b and their Table 5 Eq. (19)]. This is close and consistent with our estimate but slightly smaller on the lower end of the 5%–95% range. Sherwood et al. (2020) estimate is also about 8 K lower than our estimate on the high end of the 5%–95%

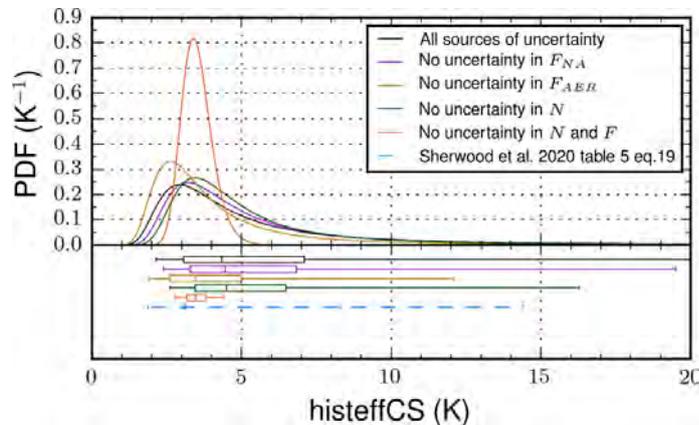


FIG. 2. Probability density functions (above the zero line) and the associated whisker plots (below the zero line) of the estimate of the histeffCS derived from the regression method with all sources of uncertainty (black), without the uncertainty in F_{NA} (violet), without the uncertainty in F_{AER} (brown), without the uncertainty in N (green), and without the uncertainty in both N and F (red). In the whisker plots, the boxes indicate the 25th–75th percentiles, the whiskers indicate the 5th and the 95th percentiles, and the vertical lines indicate the medians. The blue dashed line and vertical line respectively indicate the 5%–95% range and the median of the Sherwood et al. (2020) estimate [see their Table 5 Eq. (19)].

range. The difference on the high end is not significant because it corresponds to a difference in λ of $+0.04 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ (this is below the intrinsic uncertainty of $\pm 0.18 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ of our method; see section 3). This is different for the lower end of the 5%–95% range. The small difference of 0.31 K is significant because it corresponds to a difference in λ of $+0.31 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ (this is above the intrinsic uncertainty of $\pm 0.18 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ of our method; see section 3). Most of the difference in low end λ can be actually explained by a potential bias in the base-state EEI estimate in Sherwood et al. (2020). See the discussion section.

4. Distance between the histeffCS and CO_2effCS

Recent model studies showed that the climate parameter λ is not constant (see section 2). A consequence of the inconstancy of λ is that histeffCS is different from CO_2effCS . Thus, the observational constraint derived on histeffCS from the historical climate record cannot be used as direct observational constraint on CO_2effCS . To derive an observational constraint on CO_2effCS , we need first to evaluate the distance between histeffCS and CO_2effCS (and the associated uncertainty).

In AOGCMs simulations of the climate response to abrupt CO_2 forcing, λ is not constant and tend to become less negative with time, as climate approaches the equilibrium (see, e.g., Armour et al. 2013; Andrews et al. 2015; Gregory et al. 2015; Rugenstein et al. 2016; Bloch-Johnson et al. 2015; Armour 2017; and many others). As we have seen in section 2, this temporal variation of λ occurs because λ depends on the amplitude of global warming (e.g., Bloch-Johnson et al. 2015) and because

it depends on the SST pattern (the so-called pattern effect; e.g., Armour et al. 2013). A consequence of this behavior is that λ in abrupt-4 $\times\text{CO}_2$ simulations will, in general, be less negative than the apparent λ in historical simulations. To evaluate this difference between both λ s, we use CMIP6 historical simulations and abrupt-4 $\times\text{CO}_2$ simulations to compute the difference between the simulated abrupt-4 $\times\text{CO}_2$ λ and the historical λ . We use the estimates of λ over the first 150 years of abrupt-4 $\times\text{CO}_2$ simulations derived by Zelinka et al. (2020). The historical λ is estimated for each model as well, by regressing $N-F$ over T on sliding windows on the ensemble mean of the historical realizations (the sliding windows being of the same duration as the observed dataset). Then, this $\lambda(t)$ time series is averaged across time. We find a bias in λ between the abrupt-4 $\times\text{CO}_2$ λ and the historical λ of $+0.30 \pm 0.30 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ (1σ) for the period covered by the regression method. The range associated to this estimate is a range across models (see Fig. S4 in the online supplemental material).

Different models lead to different biases because they show different patterns in SST and thus different distance in λ between historical simulations and the abrupt-4 $\times\text{CO}_2$ simulation. So, the range can be seen as a simple estimate of the uncertainty in the bias estimate that is due to the representation of the pattern effect in AOGCM simulations. Our estimate of the bias and the uncertainty associated to the representation of the pattern effect is consistent with a previous study from Andrews et al. (2019), where the authors used the historical simulations of the HadGEM3 model and found a bias of $+0.2 \pm 0.4 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ (1σ). The biases and uncertainties in λ induced by the representation of the pattern

15 JULY 2022

CHENAL ET AL.

4477

TABLE 2. Estimate of the $\text{CO}_2\text{eff}\lambda$ and the CO_2effCS from the regression method with the classical energy budget. The numbers indicate the median, and the ranges indicate the 5%–95% CL. In the second column, all sources of uncertainty are considered: the uncertainty in histeffCS (see Table 1 for more details on the estimate of histeffCS), the bias between histeffCS and CO_2effCS , the uncertainty in the bias due to divergence in the representation of the pattern effect among AOGCMs, and the uncertainty in the bias due to the internal variability. In the column named “no uncertainty in X ” the range and the best estimate of $\text{CO}_2\text{eff}\lambda$ and CO_2effCS have been computed with a value for X set at the median of X and with a range in X set at 0. Numbers have been computed with the full 64 bits of precision and then rounded at the second digit. For this reason, the same rounded value in λ can correspond to a slightly different rounded value in effCS .

Variable	All uncertainties included	No uncertainty in historical λ	No bias between CO_2effCS and histeffCS	No uncertainty in the bias due to the misrepresentation of the pattern effect in AOGCMs
$\text{CO}_2\text{eff}\lambda$	-0.73 [-1.63; -0.11]	-0.58 [-1.10; -0.13]	-0.94 [-1.93; -0.17]	-0.69 [-1.52; -0.11]
CO_2effCS	5.46 [2.40; 35.61]	6.92 [3.58; 31.53]	4.23 [2.03; 23.79]	5.75 [2.59; 36.01]

effect is added to the measurement uncertainty with a Monte Carlo simulation.

5. Observational constraint on CO_2effCS

Table 2 shows the resulting estimate of the CO_2effCS (see Fig. 3). Table 2 also shows the effect of the bias between the historical and the abrupt- $4\times\text{CO}_2$ λ and the effect of its uncertainty on the estimate of the CO_2effCS . The CO_2effCS estimate is greater and more uncertain than the histeffCS estimate. This is because of the systematic positive bias in λ between abrupt- $4\times\text{CO}_2$ simulations and historical simulations. This positive bias also induces an increased uncertainty and a fatter tail in

CO_2effCS relative to histeffCS (see Table 2) because of the inverse relation between λ and effCS . Indeed as λ is inversely related to effCS , the same range in λ systematically leads to a larger range (and fatter tail) in effCS when it is less negative and shifted closer to 0.

We find that the dominant source of uncertainty in CO_2effCS comes from the uncertainty in the estimate of histeffCS (see Table 2). The second largest source of uncertainty comes from the bias in λ that is generated by the pattern effect. As explained above this bias inflates systematically the uncertainty in CO_2effCS because it shifts λ closer to 0 (see Table 2). The third largest source of uncertainty is the uncertainty in the bias associated to the representation of the pattern effect. Its effect is small

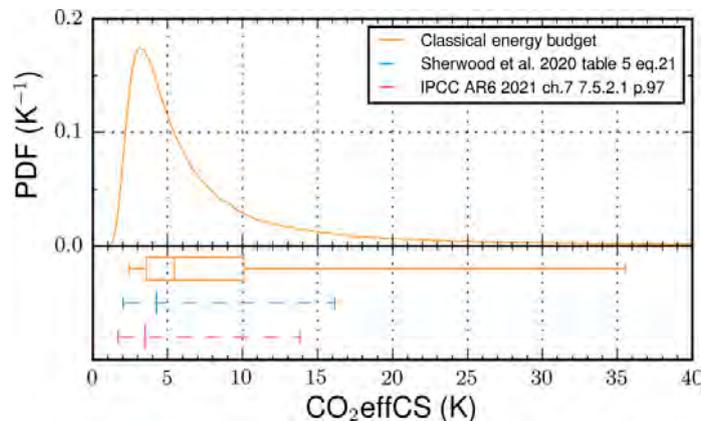


FIG. 3. Probability density function (above the zero line) and associated whisker plot (below the zero line) of the estimate of the CO_2effCS derived from the regression method with a classical energy budget and AOGCM simulations to estimate the distance between histeffCS and CO_2effCS (yellow). In the whisker plot, the boxes indicate the 25th–75th percentiles, the whiskers indicate the 5th and the 95th percentiles, and the vertical lines in the box indicate the medians. The blue dashed line and vertical line respectively indicate the 5%–95% range and the median of the Sherwood et al. (2020) estimate [see their Table 5 Eq. (21)], and the pink dashed line and vertical line respectively indicate the 5%–95% range and the median of IPCC AR6 (Forster et al. 2021) (see their chapter 7, section 7.5.2.1).

relative to the effect of the uncertainty in histeffCS and the effect of the bias induced by the pattern effect (see Table 2).

With the regression method applied on the global energy budget since 1971, we find an estimate of CO_2effCS of 5.46 [2.40; 35.61] K (5%–95% CL). This observational constraint means that the historical energy budget imposes that the CO_2effCS is above 2.4 K and below 35.61 K (5%–95% CL). This is similar to the result of Sherwood et al. (2020) who find a range for CO_2effCS of [2.04; 16.13] K [see Sherwood et al. (2020), their Table 5 and Eq. (21)]. This similarity of the results despite the different approaches gives confidence in both Sherwood et al.'s (2020) results and our results [Sherwood et al. (2020) uses a state different method and a Bayesian approach, while we use a regression method and a frequentist approach].

Beside the general similarity, there are some discrepancies between Sherwood et al.'s (2020) estimate of the CO_2effCS and our estimate. Our lower end of the 5%–95% range is higher by 0.36 K while our upper end is higher by 19.5 K. The 19.5 K difference in upper ends is not significant because it corresponds to a difference in $\text{CO}_2\text{eff}\lambda$ of only $+0.13 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ (here such a small difference in $\text{CO}_2\text{eff}\lambda$ of $+0.13 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ turns into a large difference in CO_2effCS of 19.5 K just because of the inverse relation between λ and effCS and because the upper end $\text{CO}_2\text{eff}\lambda$ is very close to 0). In contrast, the 0.36 K difference in the lower end is significant because it corresponds to a difference in $\text{CO}_2\text{eff}\lambda$ of $+0.30 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$. That is unexpected because both methods (the regression method and the state difference method) should lead to consistent estimates of $\text{CO}_2\text{eff}\lambda$. This difference in CO_2effCS lower end estimates can be actually attributed to the difference in histeffCS lower end estimates identified earlier in section 3. We suspect that the original cause for this difference is mostly a potential bias in the base-state EEI estimate in Sherwood et al. (2020). See the discussion section below.

6. Discussion

In this study we have estimated the historical effective sensitivity from the latest historical observations and derived an observational constraint on the effective sensitivity of climate to CO_2 concentrations. We used AOGCMs simulations to evaluate the distance between the histeffCS and the CO_2effCS . Our approach accounts for all sources of uncertainty including the uncertainty in aerosols forcing (from Bellouin et al. 2020) and it quantifies the role of each source of uncertainty in the total uncertainty of the estimated CO_2effCS .

We used a regression method to estimate the CO_2effCS in order to make full use of the available data since 1971. The regression method yields a wide 5%–95% range of CO_2effCS of [2.40; 35.61] K. This is broadly consistent with Sherwood et al.'s (2020) (and Forster et al. 2022) estimate. However, we find a significant difference of $+0.36 \text{ K}$ in the lower end of the CO_2effCS 5%–95% range. Indeed, the regression method shows that the historical energy budget imposes that the CO_2effCS is actually above 2.4 K at the 95%CL, which is 0.36 K above the low end estimate from Sherwood et al. (2020).

We find that this difference in low end estimates of CO_2effCS is actually due to the difference in low end estimates of histeffCS (cf. section 3). This difference can be due to differences in the N and T datasets used. We tested the state difference method, as in Sherwood et al. (2020), but with present day estimates of T and N derived from our own datasets in N and T . We found an histeffCS of 2.73 [1.66; 11.52] K (see Table S1 in the online supplemental material), which is consistent with Sherwood et al. (2020) estimate [when they use the Cowtan and Way (2014) blended dataset; see their Table 5, column 8, line 2]. Thus, it cannot be the different datasets in T and N that explain the difference between the regression method and the state different method from Sherwood et al. (2020).

The difference in low end could be explained by a bias in N during the base period chosen for the state difference method. Indeed, while there is confidence in the global SAT record at the end of the nineteenth century, there are reasons to doubt Sherwood et al.'s (2020) estimate of EEI over the base period 1861–80. Sherwood et al. (2020) chose an EEI of $+0.2 \text{ W m}^{-2}$ over the base period 1861–80 from AOGCM simulations. This corresponds to an OHU positive and thus it corresponds to an ocean that is already warming in response to GHG emissions. However, there is evidence that, in 1861–80, the OHU was probably negative because the climate was still responding to the Little Ice Age (Paasche and Bakke 2010). The data from the 1872–76 mission of Her Majesty's Ship (HMS) *Challenger* indicates a basinwide cooling of $\sim 0.1 \text{ K}$ between the 1870s and the 2000s in middepth in the Pacific Ocean. This spatial pattern of temperature change is consistent with a long-term response to the little ice age (Gebbie and Huybers 2011, 2012). In Gebbie and Huybers (2019, their Fig. 1) the global mixed-layer temperature anomaly in 1870 is around -0.15 K reflecting the response to the Little Ice Age while the subsurface anomaly is warmer and close to zero, reflecting the residual warmth of the Medieval Warm Period. This difference of temperature suggests an import of heat in the mixed layer in the 1870s and thus an OHU that is negative (and close to 0) rather than positive. With an ocean heat uptake efficiency of about $1.2 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ [mean of Gregory (2000) estimate and Dufresne and Bony (2008)], it would correspond to an OHU of about -0.2 W m^{-2} , which is consistent with the finding of Bagnell and DeVries (2021). We tested this hypothesis in a sensitivity study of the state difference method.

We changed N in the base period to $-0.2 \pm 0.2 \text{ W m}^{-2}$ and run the state difference method with all other parameters as in Sherwood et al. (2020). We found that changing N to -0.2 W m^{-2} in the base period leads to an histeffCS of 3.60 [1.98; 17.76] K (see Table S1 in the supplemental material), which explains most of the difference in the low end histeffCS between the regression method and Sherwood et al.'s (2020) state difference method. A small difference of 0.18 K remains that drives a difference in CO_2effCS of about 0.15 K. This small residual could be due to a bias in the F record between the beginning of the record (before 1900) and the end of the record (after 1971) or due to the changing pattern effect that may have led to an historical λ that was slightly less negative

15 JULY 2022

CHEN ET AL.

4479

(closer to 0) over the second half of the twentieth century than over the entire twentieth century.

Another possible reason is the errors in the estimate of the bias induced by the pattern effect. Indeed, our estimate of the historical pattern effect, as well as Sherwood et al.'s (2020) estimate, both rely on AOGCM simulations of the historical period. There are reasons to doubt the capacity of AOGCM simulations to accurately capture the relative patterns of historical temperature change. Recent studies (e.g., Andrews et al. 2018; Marvel et al. 2018) show that historical simulations of AOGCMs generally produce patterns of warming that resemble that of their abrupt-4×CO₂ simulations rather than that of observed warming (Seager et al. 2019). Here, potentially, AOGCMs do not perfectly capture the different pattern effect over the second half of the twentieth century in comparison with the pattern effect over the base period and the recent period of the state difference method. This would lead to an erroneous estimate of the distance between histeffCS and CO₂effCS and could explain part of the discrepancy in the lower range of the estimates of CO₂effCS between the regression method and the state difference method. In particular, Andrews et al. (2018) argues that comparing abrupt-4×CO₂ simulations with AMIP-piForcing simulations yields more accurate estimates of the pattern effect. It would be interesting to test this option and see if it explains the residual discrepancy in lower end estimates of the CO₂effCS.

When we compare our estimate of the CO₂effCS with Lewis and Curry's (2018) estimate, we find a significantly large difference. Sherwood et al. (2020) showed that an important cause for the difference between Lewis and Curry (2018) estimate and their own estimate is the use of a different aerosol forcing. Since we use here the recent estimate of the aerosol forcing from Bellouin et al. (2020) as in Sherwood et al. (2020) we suspect that the aerosol forcing could explain a significant part of the difference between the regression estimate of the CO₂effCS and Lewis and Curry (2018) estimate. And as Lewis and Curry (2018) rely on the same assumption as Sherwood et al. (2020) concerning the base-state EEI, we suspect that the bias in the base-state EEI could explain the potential residual after correcting the aerosol forcing. To test this hypothesis, we run a state difference method with a present day estimate of T and N derived from our datasets, with the AR5 aerosol forcing and a base-state EEI set to +0.2 W m⁻² [close to Lewis and Curry's (2018) assumptions]. With this approach we find a histeffCS of 1.75 [1.06; 3.01] K that is very close to Lewis and Curry's (2018) estimate. It confirms that the difference in aerosol forcing and a potential bias in the 1861–80 EEI estimate explain the difference in CO₂effCS between Lewis and Curry (2018) and the regression method.

Our analysis of the uncertainty budget of the regression method shows that, in estimates of the CO₂effCS, the major source of uncertainty (86% of the total uncertainty) arises from the uncertainty in the observations (primarily the uncertainty in the aerosol forcing but also the uncertainty in N and in the non-aerosol forcing). The uncertainty in observations is also the major responsible for the fat tail in high values of CO₂effCS, confirming earlier studies (it should also be noted that removing dispersion around aerosols radiative forcing median gives a lower estimate of histeffCS [3.44 [1.92; 12.16] K]). The second source of

uncertainty arises from the bias between the CO₂effCS and the histeffCS that is induced by the pattern effect. This bias adds on the historical λ and shifts it closer to 0. This shift inflates the uncertainty when λ is further translated into CO₂effCS because of the inverse relationship between λ and effCS.

On the overall we find that the upper limit of the 5%–95% range derived from the regression method (and from the state difference method) is too high to provide any valuable observational constraint on the real-world CO₂effCS. However, the lower limit provides interesting observational information. But it differs substantially when it is derived from the regression method or from the state difference method [as in Sherwood et al. (2020) and Lewis and Curry (2018)]. We have seen that most of these differences can be attributed to differences in the aerosol forcing that is used and to a possible bias in the estimate of the EEI over 1861–80 in the state difference method. There is some evidence of such a bias, but they are based on very few measurements from the HMS *Challenger*. So, which solution should be trusted—the regression estimate or the state difference estimate? It is difficult to tell and probably impossible to determine for now. More research is needed on this aspect (in particular on the late nineteenth-century EEI estimate).

In any case, we argue there is confidence in the results from the regression method for two reasons. The first reason is that observations are the main source of uncertainty in the estimate of histeffCS and we have more confidence on the recent observations (as the one used in the regression method) than on old observations (especially on observations of a reference period as old as 1861–80). This is particularly true for observations of N and of F_{AER} . The second reason is that the regression method makes full use of the observation data over a period as long as 47 years. Such long periods are expected to be less randomly affected by the pattern effect than short periods of 15 years and thus better capture the long term change in the pattern effect.

7. Conclusions

In this work, we propose a robust approach to estimate an observational constraint on the real-world CO₂effCS, based on regression method that uses the pattern effect deduced from AOGCMs simulations. This approach is different from other recent attempts that are based on the state difference method between a recent period and a base period at the end of the nineteenth century (Sherwood et al. 2020). The regression approach is based on the most recent and robust observations, and it uses the best representation of the pattern effect that is currently available. It shows a best estimate for the climate sensitivity to CO₂ concentrations of 5.46 K and a 5%–95% range of [2.40; 35.61] K. This is consistent with the recent estimates from Sherwood et al. (2020) although the constraint is tighter on the lower end of the 5%–95% range. Indeed, the lower end of the 5%–95% range derived from the regression method is 0.4 K higher. We suspect most of the difference comes from a bias in the late nineteenth-century EEI estimate in the state difference method of Sherwood et al. (2020). There is confidence in the lower end of the 5%–95% range derived from the regression method as it relies only on reliable recent data, and it makes full use of the observational record since 1971. It makes

us conclude that a climate sensitivity to CO₂ concentrations below 2.40 K is very unlikely (probability < 0.05) as it is not consistent with the observed 1971–2017 global energy budget. Unfortunately, on the high end of the 5%–95% range, the observational constraint from the regression method is not tight enough to provide any relevant information on the credibility of high climate sensitivity to CO₂ concentrations.

In the short term, a way forward to improve the observational constraint on CO₂effCS from the observed energy budget since 1971 is to tame down the uncertainty contribution from internal variability and from the short term forcing (such as volcanic eruptions and variations in the solar cycle) by separating a priori the long term forced signal in the ocean heat content (OHC) data and the SAT data, before applying the regression method. Because 2D observations of OHC and SAT are available since 1971, we could use signal-to-noise-maximizing pattern filtering methods that have proven to be efficient at identifying the forced response in individual ensemble members (and thus also in observations, e.g., [Wills et al. 2021](#)).

Acknowledgments. We are very grateful to the editor Isaac Held and three anonymous reviewers for constructive comments on the paper. We acknowledge the World Climate Research Programme's Working Group on Coupled Modelling, which is responsible for CMIP, and we thank the climate modeling groups for producing and making available their model output, particularly those participating to the RFMIP project. We thank the scientific groups that produce the observation datasets for making available continuous, up-to-date, quality-controlled products. We also thank the International Argo Program and the national Argo programs for collecting the Argo data and making them freely available. The Argo Program is part of the Global Ocean Observing System. This work has been possible because of the funding from the H2020 COCLICO project. Author Chenal is grateful to the French Ministry of Ecological Transition for his funding.

Data availability statement. We used CMIP6 data available on the IPSL internal infrastructure or, alternatively, from the ESGF web node (<https://esgf-node.ipsl.upmc.fr/projects/cmip6-ipsl/>). OHC products come from internal estimates. The ERF time series comes from [Sherwood et al. \(2020\)](#). The temperature time series was obtained online (<https://www-users.york.ac.uk/~kdc3/papers/coverage2013/series.html>).

APPENDIX

Calculating Bias and Uncertainty in λ

In this appendix, we explain how the bias and the uncertainty in λ from internal variability (in histeffCS) and from the pattern effect (in CO₂effCS) are computed.

a. Notations

Let z be the z th climate model and let j be the j th realization of the historical experiment of model z . We note that $\langle X \rangle_j$ is the average across realizations of the variable X and $\langle X \rangle_z$ is the average across models. We note that $\langle j \rangle$ is the ensemble

mean of the ensemble of all historical realizations of a given model. (Note that $\langle \lambda \rangle_j \neq \lambda_{\langle j \rangle}$ because λ is a nonlinear variable with respect to T ; see also Fig S1 in the online supplemental material.) In general, in this study, variables X are computed over sliding windows of 47 years, and therefore they are functions of time $X(t)$. For a time-varying variable $X(t)$, we note that \bar{X} is the average over sliding windows.

b. Bias and the uncertainty in λ from internal variability

1) INDIVIDUAL MODEL

For a given model z , the bias in λ due to internal variability is

$$\text{Biv}_{\lambda_z} = \langle \bar{\lambda}_{j,z} \rangle_j - \bar{\lambda}_{\langle j \rangle,z}$$

and the uncertainty due to the internal variability is

$$\Xi_{\text{iv}_{\lambda_z}} = \sqrt{\left\langle \left(\bar{\lambda}_{j,z} - \langle \bar{\lambda}_{j,z} \rangle_j \right)^2 \right\rangle_j}$$

2) ENSEMBLE OF SEVERAL MODELS

Given Z models in total, the bias in λ due to internal variability (Table 1, column 8) is then computed as

$$\text{Biv}_{\lambda} = \langle \text{Biv}_{\lambda_z} \rangle_z,$$

and the uncertainty in λ due to internal variability (Table 1, column 9) is computed as

$$\Xi_{\text{iv}_{\lambda}} = \sqrt{\frac{1}{Z} \sum_z \Xi_{\text{iv}_{\lambda_z}}^2}.$$

c. Bias and the uncertainty in λ from the pattern effect

1) INDIVIDUAL MODEL

Given a model z , the pattern effect bias in λ is

$$\text{Bp}_{\lambda_z} = \bar{\lambda}_{\langle j \rangle,z} - \lambda_{4 \times \text{CO}_2,z},$$

where $\lambda_{4 \times \text{CO}_2}$ is derived from the regression of N against T on the abrupt-4×CO₂ experiment of model z , following the method of [Gregory et al. \(2004\)](#) (see main text).

2) ENSEMBLE OF SEVERAL MODELS

Given Z models in total, the pattern effect bias Bp_{λ} (Table 2, column 4) and the pattern effect uncertainty $\Xi_{\text{p}_{\lambda}}$ (Table 2, column 5) are respectively

$$\text{Bp}_{\lambda} = \langle \text{Bp}_{\lambda_z} \rangle_z \text{ and}$$

$$\Xi_{\text{p}_{\lambda}} = \sqrt{\left\langle \left(\text{Bp}_{\lambda_z} - \text{Bp}_{\lambda} \right)^2 \right\rangle_z}.$$

REFERENCES

- Abraham, J. P., and Coauthors, 2013: A review of global ocean temperature observations: Implications for ocean heat content estimates and climate change. *Rev. Geophys.*, **51**, 450–483, <https://doi.org/10.1002/rog.20022>.

15 JULY 2022

CHEN ET AL.

4481

- Andrews, T., and M. J. Webb, 2018: The dependence of global cloud and lapse rate feedbacks on the spatial structure of tropical Pacific warming. *J. Climate*, **31**, 641–654, <https://doi.org/10.1175/JCLI-D-17-0087.1>.
- , J. M. Gregory, M. J. Webb, and K. E. Taylor, 2012: Forcing, feedbacks and climate sensitivity in CMIP5 coupled atmosphere-ocean climate models. *Geophys. Res. Lett.*, **39**, L09712, <https://doi.org/10.1029/2012GL051607>.
- , —, and —, 2015: The dependence of radiative forcing and feedback on evolving patterns of surface temperature change in climate models. *J. Climate*, **28**, 1630–1648, <https://doi.org/10.1175/JCLI-D-14-00545.1>.
- , —, D. Paynter, L. G. Silvers, C. Zhou, and T. Mauritsen, 2018: Accounting for changing temperature patterns increases historical estimates of climate sensitivity. *Geophys. Res. Lett.*, **45**, 8490–8499, <https://doi.org/10.1029/2018GL078887>.
- , and Coauthors, 2019: Forcings, feedbacks, and climate sensitivity in HadGEM3-GC3.1 and UKESM1. *J. Adv. Model. Earth Syst.*, **11**, 4377–4394, <https://doi.org/10.1029/2019MS001866>.
- Armour, K. C., 2017: Energy budget constraints on climate sensitivity in light of inconstant climate feedbacks. *Nat. Climate Change*, **7**, 331–335, <https://doi.org/10.1038/nclimate3278>.
- , C. M. Bitz, and G. H. Roe, 2013: Time-varying climate sensitivity from regional feedbacks. *J. Climate*, **26**, 4518–4534, <https://doi.org/10.1175/JCLI-D-12-00544.1>.
- Bagnell, A., and T. DeVries, 2021: 20th century cooling of the deep ocean contributed to delayed acceleration of Earth's energy imbalance. *Nat. Commun.*, **12**, 4604, <https://doi.org/10.1038/s41467-021-24472-3>.
- Barnes, E. A., and R. J. Barnes, 2015: Estimating linear trends: Simple linear regression versus epoch differences. *J. Climate*, **28**, 9969–9976, <https://doi.org/10.1175/JCLI-D-15-0032.1>.
- Bellouin, N., and Coauthors, 2020: Bounding global aerosol radiative forcing of climate change. *Rev. Geophys.*, **58**, e2019RG000660, <https://doi.org/10.1029/2019RG000660>.
- Bilbao, R. A., J. M. Gregory, and N. Bouttes, 2015: Analysis of the regional pattern of sea level change due to ocean dynamics and density change for 1993–2099 in observations and CMIP5 AOGCMs. *Climate Dyn.*, **45**, 2647–2666, <https://doi.org/10.1007/s00382-015-2499-z>.
- Bloch-Johnson, J., R. T. Pierrehumbert, and D. S. Abbot, 2015: Feedback temperature dependence determines the risk of high warming. *Geophys. Res. Lett.*, **42**, 4973–4980, <https://doi.org/10.1002/2015GL064240>.
- , M. Rugenstein, M. B. Stolpe, T. Rohrschneider, Y. Zheng, and J. M. Gregory, 2021: Climate sensitivity increases under higher CO₂ levels due to feedback temperature dependence. *Geophys. Res. Lett.*, **48**, e2020GL089074, <https://doi.org/10.1029/2020GL089074>.
- Boucher, O., and Coauthors, 2013: Clouds and aerosols. *Climate change 2013: The physical science basis*, T. F. Stocker et al., Eds., Cambridge University Press, 571–657.
- , and Coauthors, 2018: IPSL IPSL-CM6A-LR model output prepared for CMIP6 CMIP. Earth System Grid Federation, accessed 15 September 2019, <https://doi.org/10.22033/ESGF/CMIP6.1534>.
- Budyko, M. I., 1969: The effect of solar radiation variations on the climate of the Earth. *Tellus*, **21**, 611–619, <https://doi.org/10.3402/tellusa.v21i5.10109>.
- Cheng, L., K. E. Trenberth, J. Fasullo, T. Boyer, J. Abraham, and J. Zhu, 2017: Improved estimates of ocean heat content from 1960 to 2015. *Sci. Adv.*, **3**, e1601545, <https://doi.org/10.1126/sciadv.1601545>.
- Church, J. A., N. J. White, and J. M. Arblaster, 2005: Significant decadal-scale impact of volcanic eruptions on sea level and ocean heat content. *Nature*, **438**, 74–77, <https://doi.org/10.1038/nature04237>.
- , and Coauthors, 2011: Revisiting the Earth's sea-level and energy budgets from 1961 to 2008. *Geophys. Res. Lett.*, **38**, L18601, <https://doi.org/10.1029/2011GL048794>.
- Cowtan, K., and R. G. Way, 2014: Coverage bias in the HadCRUT4 temperature series and its impact on recent temperature trends. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **140**, 1935–1944, <https://doi.org/10.1002/qj.2297>.
- , and Coauthors, 2015: Robust comparison of climate models with observations using blended land air and ocean sea surface temperatures. *Geophys. Res. Lett.*, **42**, 6526–6534, <https://doi.org/10.1002/2015GL064888>.
- Dessler, A. E., and P. M. Forster, 2018: An estimate of equilibrium climate sensitivity from interannual variability. *J. Geophys. Res. Atmos.*, **123**, 8634–8645, <https://doi.org/10.1029/2018JD028481>.
- , T. Mauritsen, and B. Stevens, 2018: The influence of internal variability on Earth's energy balance framework and implications for estimating climate sensitivity. *Atmos. Chem. Phys.*, **18**, 5147–5155, <https://doi.org/10.5194/acp-18-5147-2018>.
- Dong, Y., C. Proistosescu, K. C. Armour, and D. S. Battisti, 2019: Attributing historical and future evolution of radiative feedbacks to regional warming patterns using a Green's function approach: The preeminence of the western Pacific. *J. Climate*, **32**, 5471–5491, <https://doi.org/10.1175/JCLI-D-18-0843.1>.
- Dufresne, J.-L., and S. Bony, 2008: An assessment of the primary sources of spread of global warming estimates from coupled atmosphere–ocean models. *J. Climate*, **21**, 5135–5144, <https://doi.org/10.1175/2008JCLI2239.1>.
- Etminan, M., G. Myhre, E. Highwood, and K. Shine, 2016: Radiative forcing of carbon dioxide, methane, and nitrous oxide: A significant revision of the methane radiative forcing. *Geophys. Res. Lett.*, **43**, 12 614–12 623, <https://doi.org/10.1002/2016GL071930>.
- Eyring, V., S. Bony, G. A. Meehl, C. A. Senior, B. Stevens, R. J. Stouffer, and K. E. Taylor, 2016: Overview of the Coupled Model Intercomparison Project Phase 6 (CMIP6) experimental design and organization. *Geosci. Model Dev.*, **9**, 1937–1958, <https://doi.org/10.5194/gmd-9-1937-2016>.
- Forster, P., and Coauthors, 2022: The Earth's energy budget, climate feedbacks, and climate sensitivity. *Climate Change 2021: The Physical Science Basis*, V. Masson-Delmotte et al., Eds., Cambridge University Press, https://www.ipcc.ch/report/ar6/wg1/downloads/report/IPCC_AR6_WGL_Chapter_07.pdf, in press.
- Frey, W. R., and J. E. Kay, 2018: The influence of extratropical cloud phase and amount feedbacks on climate sensitivity. *Climate Dyn.*, **50**, 3097–3116, <https://doi.org/10.1007/s00382-017-3796-5>.
- Gebbie, G., and P. Huybers, 2011: How is the ocean filled? *Geophys. Res. Lett.*, **38**, L06604, <https://doi.org/10.1029/2011GL046769>.
- , and —, 2012: The mean age of ocean waters inferred from radiocarbon observations: Sensitivity to surface sources and accounting for mixing histories. *J. Phys. Oceanogr.*, **42**, 291–305, <https://doi.org/10.1175/JPO-D-11-043.1>.
- , and —, 2019: The Little Ice Age and 20th-century deep Pacific cooling. *Science*, **363**, 70–74, <https://doi.org/10.1126/science.aar8413>.

- Ghil, M., and V. Lucarini, 2020: The physics of climate variability and climate change. *Rev. Mod. Phys.*, **92**, 035002, <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.92.035002>.
- Good, S. A., M. J. Martin, and N. A. Rayner, 2013: EN4: Quality controlled ocean temperature and salinity profiles and monthly objective analyses with uncertainty estimates. *J. Geophys. Res. Oceans*, **118**, 6704–6716, <https://doi.org/10.1002/2013JC009067>.
- Gouretski, V., and K. P. Koltermann, 2007: How much is the ocean really warming? *Geophys. Res. Lett.*, **34**, L01610, <https://doi.org/10.1029/2006GL027834>.
- Gregory, J. M., 2000: Vertical heat transports in the ocean and their effect on time-dependent climate change. *Climate Dyn.*, **16**, 501–515, <https://doi.org/10.1007/s003820000059>.
- , and P. M. Forster, 2008: Transient climate response estimated from radiative forcing and observed temperature change. *J. Geophys. Res.*, **113**, D23105, <https://doi.org/10.1029/2008JD010405>.
- , and T. Andrews, 2016: Variation in climate sensitivity and feedback parameters during the historical period. *Geophys. Res. Lett.*, **43**, 3911–3920, <https://doi.org/10.1002/2016GL068406>.
- , and Coauthors, 2004: A new method for diagnosing radiative forcing and climate sensitivity. *Geophys. Res. Lett.*, **31**, L03205, <https://doi.org/10.1029/2003GL018747>.
- , T. Andrews, and P. Good, 2015: The inconstancy of the transient climate response parameter under increasing CO₂. *Philos. Trans. Roy. Soc.*, **A373**, 20140417, <https://doi.org/10.1098/rsta.2014.0417>.
- , P. Ceppi, T. Mauritsen, and M. Webb, 2020: How accurately can the climate sensitivity to CO₂ be estimated from historical climate change? *Climate Dyn.*, **54**, 129–157, <https://doi.org/10.1007/s00382-019-04991-y>.
- Große, M. R., R. Colman, J. Bhend, and A. F. Moise, 2017: Limits to global and Australian temperature change this century based on expert judgment of climate sensitivity. *Climate Dyn.*, **48**, 3325–3339, <https://doi.org/10.1007/s00382-016-3269-2>.
- , J. Gregory, R. Colman, and T. Andrews, 2018: What climate sensitivity index is most useful for projections? *Geophys. Res. Lett.*, **45**, 1559–1566, <https://doi.org/10.1002/2017GL075742>.
- Heinze, C., and Coauthors, 2019: Climate feedbacks in the Earth system and prospects for their evaluation. *Earth Syst. Dyn.*, **10**, 379–452, <https://doi.org/10.5194/esd-10-379-2019>.
- Held, I. M., M. Winton, K. Takahashi, T. Delworth, F. Zeng, and G. K. Vallis, 2010: Probing the fast and slow components of global warming by returning abruptly to preindustrial forcing. *J. Climate*, **23**, 2418–2427, <https://doi.org/10.1175/2009JCLI3466.1>.
- IPCC, 1992: *Climate Change: The IPCC 1990 and 1992 Assessments*. WMO, 165 pp., https://www.ipcc.ch/site/assets/uploads/2018/05/ipcc_90_92_assessments_far_full_report.pdf.
- Ishii, M., Y. Fukuda, S. Hirahara, S. Yasui, T. Suzuki, and K. Sato, 2017: Accuracy of global upper ocean heat content estimation expected from present observational data sets. *SOLA*, **13**, 163–167, <https://doi.org/10.2151/sola.2017-030>.
- Kelley, M., and Coauthors, 2020: GISS-E2.1: Configurations and climatology. *J. Adv. Mod. Earth Syst.*, **12**, e2019MS002025, <https://doi.org/10.1029/2019MS002025>.
- Klein, S. A., A. Hall, J. R. Norris, and R. Pincus, 2017: Low-cloud feedbacks from cloud-controlling factors: A review. *Shallow Clouds, Water Vapor, Circulation, and Climate Sensitivity*, R. Pincus et al., Eds., Springer, 135–157.
- Knutti, R., and M. A. Rugenstein, 2015: Feedbacks, climate sensitivity and the limits of linear models. *Philos. Trans. Roy. Soc.*, **A373**, 20150146, <https://doi.org/10.1098/rsta.2015.0146>.
- , —, and G. C. Hegerl, 2017: Beyond equilibrium climate sensitivity. *Nat. Geosci.*, **10**, 727–736, <https://doi.org/10.1038/ngeo3017>.
- Levitus, S., J. I. Antonov, T. P. Boyer, R. A. Locarnini, H. E. Garcia, and A. V. Mishonov, 2009: Global ocean heat content 1955–2008 in light of recently revealed instrumentation problems. *Geophys. Res. Lett.*, **36**, L07608, <https://doi.org/10.1029/2008GL037155>.
- , and Coauthors, 2012: World ocean heat content and thermosteric sea level change (0–2000 m), 1955–2010. *Geophys. Res. Lett.*, **39**, L10603, <https://doi.org/10.1029/2012GL051106>.
- Lewis, N., and J. A. Curry, 2018: The impact of recent forcing and ocean heat uptake data on estimates of climate sensitivity. *J. Climate*, **31**, 6051–6071, <https://doi.org/10.1175/JCLI-D-17-0667.1>.
- Marvel, K., R. Pincus, G. A. Schmidt, and R. L. Miller, 2018: Internal variability and disequilibrium confound estimates of climate sensitivity from observations. *Geophys. Res. Lett.*, **45**, 1595–1601, <https://doi.org/10.1002/2017GL076468>.
- Melet, A., and B. Meysignac, 2015: Explaining the spread in global mean thermosteric sea level rise in CMIP5 climate models. *J. Climate*, **28**, 9918–9940, <https://doi.org/10.1175/JCLI-D-15-0200.1>.
- Meysignac, B., and Coauthors, 2019: Measuring global ocean heat content to estimate the Earth energy imbalance. *Front. Mar. Sci.*, **6**, 432, <https://doi.org/10.3389/fmars.2019.00432>.
- Mitchell, T. D., 2003: Pattern scaling: An examination of the accuracy of the technique for describing future climates. *Climatic Change*, **60**, 217–242, <https://doi.org/10.1023/A:1026035305597>.
- Morice, C. P., J. J. Kennedy, N. A. Rayner, and P. D. Jones, 2012: Quantifying uncertainties in global and regional temperature change using an ensemble of observational estimates: The HadCRUT4 data set. *J. Geophys. Res.*, **117**, D08101, <https://doi.org/10.1029/2011JD017187>.
- Mülmenstädt, J., and Coauthors, 2021: An underestimated negative cloud feedback from cloud lifetime changes. *Nat. Climate Change*, **11**, 508–513, <https://doi.org/10.1038/s41558-021-01038-1>.
- Myhre, G., and Coauthors, 2013: Anthropogenic and natural radiative forcing. *Climate Change 2013: The Physical Science Basis*, T. F. Stocker et al., Eds., Cambridge University Press, 659–740, https://www.ipcc.ch/site/assets/uploads/2018/02/WG1AR5_Chapter08_FINAL.pdf.
- , and Coauthors, 2017: Multi-model simulations of aerosol and ozone radiative forcing due to anthropogenic emission changes during the period 1990–2015. *Atmos. Chem. Phys.*, **17**, 2709–2720, <https://doi.org/10.5194/acp-17-2709-2017>.
- Myers, T. A., R. C. Scott, M. D. Zelinka, S. A. Klein, J. R. Norris, and P. M. Caldwell, 2021: Observational constraints on low cloud feedback reduce uncertainty of climate sensitivity. *Nat. Climate Change*, **11**, 501–507, <https://doi.org/10.1038/s41558-021-01039-0>.
- National Research Council, 1979: *Carbon Dioxide and Climate: A Scientific Assessment*. National Academies Press, 34 pp., <https://doi.org/10.17226/12181>.
- Paasche, Ø., and J. Bakke, 2010: Defining the little ice age. *Climate Past Discuss.*, **6**, 2159–2175, <https://doi.org/10.5194/cpd-6-2159-2010>.
- Pachauri, R. K., and Coauthors, 2014: *Climate Change 2014: Synthesis Report*. Cambridge University Press, 151 pp., https://www.ipcc.ch/site/assets/uploads/2018/02/SYR_AR5_FINAL_full.pdf.
- Paynter, D., and T. L. Frölicher, 2015: Sensitivity of radiative forcing, ocean heat uptake, and climate feedback to changes in anthropogenic greenhouse gases and aerosols. *J. Geophys. Res. Atmos.*, **120**, 9837–9854, <https://doi.org/10.1002/2015JD023364>.

15 JULY 2022

CHEN ET AL.

4483

- Perrette, M., F. Landerer, R. Riva, K. Frieler, and M. Meinshausen, 2013: A scaling approach to project regional sea level rise and its uncertainties. *Earth Syst. Dyn.*, **4**, 11–29, <https://doi.org/10.5194/esd-4-11-2013>.
- Pincus, R., P. M. Forster, and B. Stevens, 2016: The Radiative Forcing Model Intercomparison Project (RFMIP): Experimental protocol for CMIP6. *Geosci. Model Dev.*, **9**, 3447–3460, <https://doi.org/10.5194/gmd-9-3447-2016>.
- Proistosescu, C., and P. J. Huybers, 2017: Slow climate mode reconciles historical and model-based estimates of climate sensitivity. *Sci. Adv.*, **3**, e1602821, <https://doi.org/10.1126/sciadv.1602821>.
- , A. Donohoe, K. C. Armour, G. H. Roe, M. F. Stuecker, and C. M. Bitz, 2018: Radiative feedbacks from stochastic variability in surface temperature and radiative imbalance. *Geophys. Res. Lett.*, **45**, 5082–5094, <https://doi.org/10.1029/2018GL077678>.
- Richardson, M., K. Cowtan, E. Hawkins, and M. B. Stolpe, 2016: Reconciled climate response estimates from climate models and the energy budget of earth. *Nat. Climate Change*, **6**, 931–935, <https://doi.org/10.1038/nclimate3066>.
- Roe, G. H., and M. B. Baker, 2007: Why is climate sensitivity so unpredictable? *Science*, **318**, 629–632, <https://doi.org/10.1126/science.1144735>.
- Rugenstein, M. A. A., K. Caldeira, and R. Knutti, 2016: Dependence of global radiative feedbacks on evolving patterns of surface heat fluxes. *Geophys. Res. Lett.*, **43**, 9877–9885, <https://doi.org/10.1002/2016GL070907>.
- , and Coauthors, 2019: LongRunMIP: Motivation and design for a large collection of millennial-length AOGCM simulations. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **100**, 2551–2570, <https://doi.org/10.1175/BAMS-D-19-0068.1>.
- , and Coauthors, 2020: Equilibrium climate sensitivity estimated by equilibrating climate models. *Geophys. Res. Lett.*, **47**, e2019GL083898, <https://doi.org/10.1029/2019GL083898>.
- Santer, B. D., T. M. Wigley, M. E. Schlesinger, and J. F. Mitchell, 1990: Developing climate scenarios from equilibrium GCM results. Max-Planck-Institut-für-Meteorologie Rep. 47, 29 pp.
- Seager, R., M. Cane, N. Henderson, D.-E. Lee, R. Abernathy, and H. Zhang, 2019: Strengthening tropical Pacific zonal sea surface temperature gradient consistent with rising greenhouse gases. *Nat. Climate Change*, **9**, 517–522, <https://doi.org/10.1038/s41558-019-0505-x>.
- Sherwood, S., and Coauthors, 2020: An assessment of Earth's climate sensitivity using multiple lines of evidence. *Rev. Geophys.*, **58**, e2019RG000678, <https://doi.org/10.1029/2019RG000678>.
- Shindell, D. T., 2014: Inhomogeneous forcing and transient climate sensitivity. *Nat. Climate Change*, **4**, 274–277, <https://doi.org/10.1038/nclimate2136>.
- Skeie, R. B., T. Berntsen, M. Aldrin, M. Holden, and G. Myhre, 2018: Climate sensitivity estimates—Sensitivity to radiative forcing time series and observational data. *Earth Syst. Dyn.*, **9**, 879–894, <https://doi.org/10.5194/esd-9-879-2018>.
- Smith, C. J., and Coauthors, 2020: Effective radiative forcing and adjustments in cmip6 models. *Atmos. Chem. Phys.*, **20**, 9591–9618, <https://doi.org/10.5194/acp-20-9591-2020>.
- Stevens, B., S. C. Sherwood, S. Bony, and M. J. Webb, 2016: Prospects for narrowing bounds on Earth's equilibrium climate sensitivity. *Earth's Future*, **4**, 512–522, <https://doi.org/10.1002/2016EF000376>.
- Swart, N. C., and Coauthors, 2019: The Canadian Earth System Model version 5 (CanESM5. 0.3). *Geosci. Model Dev.*, **12**, 4823–4873, <https://doi.org/10.5194/gmd-12-4823-2019>.
- Tatebe, H., and Coauthors, 2019: Description and basic evaluation of simulated mean state, internal variability, and climate sensitivity in MIROC6. *Geosci. Model Dev.*, **12**, 2727–2765, <https://doi.org/10.5194/gmd-12-2727-2019>.
- von Schuckmann, K., and Coauthors, 2020: Heat stored in the Earth system: Where does the energy go? *Earth Syst. Sci. Data*, **12**, 2013–2041, <https://doi.org/10.5194/essd-12-2013-2020>.
- Wills, R. C., K. C. Armour, D. S. Battisti, C. Proistosescu, and L. A. Parsons, 2021: Slow modes of global temperature variability and their impact on climate sensitivity estimates. *J. Climate*, **34**, 8717–8738, <https://doi.org/10.1175/JCLI-D-20-1013.1>.
- Winton, M., K. Takahashi, and I. M. Held, 2010: Importance of ocean heat uptake efficacy to transient climate change. *J. Climate*, **23**, 2333–2344, <https://doi.org/10.1175/2009JCLI3139.1>.
- , and Coauthors, 2020: Climate Sensitivity of GFDL's CM4.0. *J. Adv. Model. Earth Syst.*, **12**, e2019MS001838, <https://doi.org/10.1029/2019MS001838>.
- Zelinka, M. D., T. A. Myers, D. T. McCoy, S. Po-Chedley, P. M. Caldwell, P. Ceppi, S. A. Klein, and K. E. Taylor, 2020: Causes of higher climate sensitivity in CMIP6 models. *Geophys. Res. Lett.*, **47**, e2019GL085782, <https://doi.org/10.1029/2019GL085782>.
- Zhou, C., M. D. Zelinka, and S. A. Klein, 2017: Analyzing the dependence of global cloud feedback on the spatial pattern of sea surface temperature change with a Green's function approach. *J. Adv. Model. Earth Syst.*, **9**, 2174–2189, <https://doi.org/10.1002/2017MS001096>.

Supplementary material for

Observational constraint on the climate sensitivity to atmospheric CO₂ concentrations changes derived from the 1971-2017 global energy budget

Journal of climate

Jonathan Chenal^(a,b), Benoît Meyssignac^(b), Aurélien Ribes^(c), Robin Guillaume-Castel^(b)

^(a) LEGOS, Université de Toulouse, CNES, CNRS, IRD, UPS, Toulouse, France

^(b) École nationale des ponts et chaussées, Marne-la-Vallée, France

^(c) Centre National de Recherches Météorologiques, Université de Toulouse, Météo France, CNRS, Toulouse, France

List of Figures

1	[S1] Distribution of $N - F_{NA} - F_{AER}$ versus T . The error bars represent the standard deviation of the gaussian uncertainty, that means the uncertainty on $N - F_{NA}$	2
2	[S2] $N - F_{NA} - F_{AER}$ versus T for one of the 500k Monte-Carlo draws.	2
3	[S3] Time series of historical experiment radiative feedback parameter λ for the five climate models used, calculated on sliding windows of 47 years. In grey : individual realizations $\lambda(t)$; in colour : ensemble-mean $\lambda(t)$	3
4	[S4] abrupt-4xCO ₂ radiative feedback parameter λ versus time-average (i.e. averaged over the sliding windows of 47 years) ensemble-mean historical experiment radiative feedback parameter λ . The black cross indicates the barycenter, and the error bars indicate the standard deviation. The pattern effect bias is the vertical distance between the barycenter and the line $y = x$, and the associated pattern effect standard deviation is the vertical error bar.	4

List of Tables

1	[S1] Estimates of the histeffCS with the state difference method, using present day estimates of T and F derived from the datasets used for the regression method. The first row of the table indicates the different hypothesis that has been used to estimate the forcing and the base state for N.	4
---	---	---

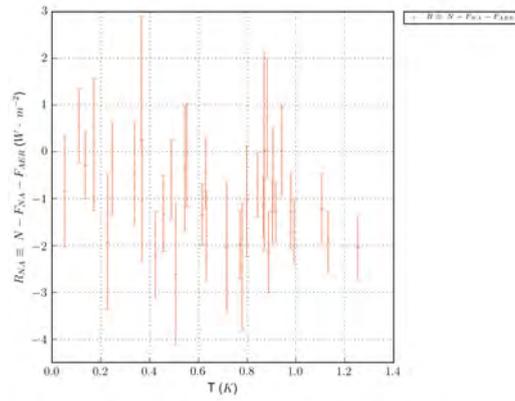


Figure 1: [S1] Distribution of $N - F_{NA} - F_{AER}$ versus T . The error bars represent the standard deviation of the gaussian uncertainty, that means the uncertainty on $N - F_{NA}$.

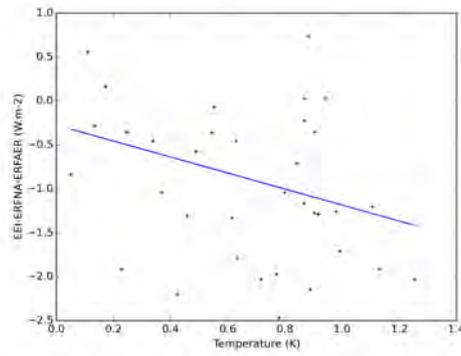


Figure 2: [S2] $N - F_{NA} - F_{AER}$ versus T for one of the 500k Monte-Carlo draws.

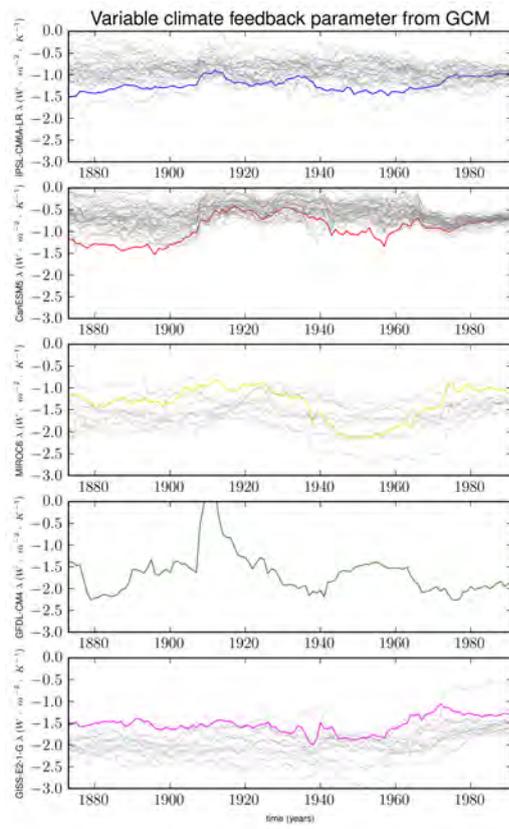


Figure 3: [S3] Time series of historical experiment radiative feedback parameter λ for the five climate models used, calculated on sliding windows of 47 years. In grey : individual realizations $\lambda(t)$; in colour : ensemble-mean $\lambda(t)$.

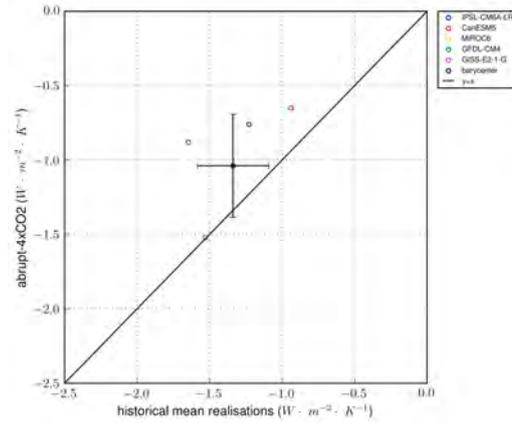


Figure 4: [S4] abrupt-4xCO₂ radiative feedback parameter λ versus time-average (i.e. averaged over the sliding windows of 47 years) ensemble-mean historical experiment radiative feedback parameter λ . The black cross indicates the barycenter, and the error bars indicate the standard deviation. The pattern effect bias is the vertical distance between the barycenter and the line $y = x$, and the associated pattern effect standard deviation is the vertical error bar.

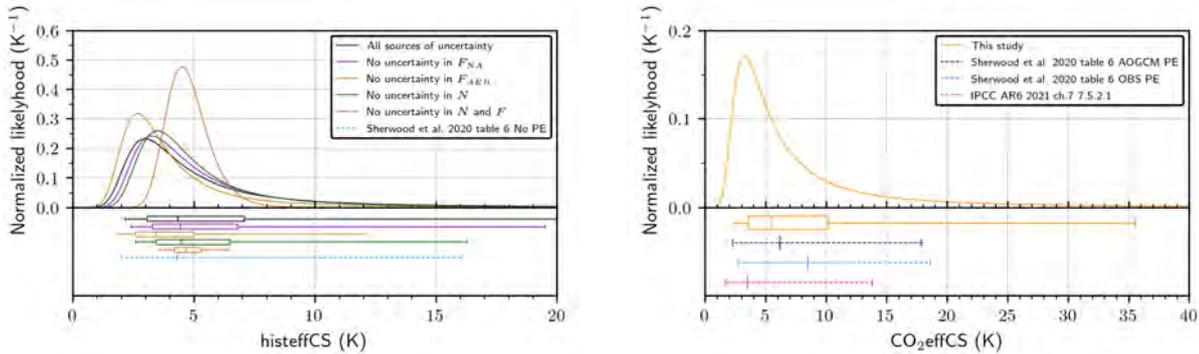
Experiment	NAER AR5 forcing extended after 2011 with Lewis and Curry (2018) assumptions + AR5 AER forcing + base state EEI = +0.2 $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$	NAER AER forcing extended after 2011 following Dessler and Forster (2018) + Bellouin et al (2020) AER forcing + base state EEI = +0.2 $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$	NAER AR5 forcing + Bellouin et al (2020) AER forcing + base state EEI = -0.2 $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$
histeffCS (K)	1.750 [1.061 ; 3.007]	2.728 [1.658 ; 11.516]	3.602 [1.977 ; 17.755]

Table 1: [S1] Estimates of the histeffCS with the state difference method, using present day estimates of T and F derived from the datasets used for the regression method. The first row of the table indicates the different hypothesis that has been used to estimate the forcing and the base state for N.

3 Bilan critique

3.1 Éléments de correction de l'article

Après l'acceptation et la publication du manuscrit de cet article, le professeur Steven Sherwood de l'Université de Galles du Sud, m'a fait part de plusieurs critiques sur la discussion que je faisais des résultats de l'étude dont il est l'auteur principal [SHERWOOD *et al.*, 2020], qui sont de deux ordres. La première tient à la nature des distributions générées, qui ne sont donc pas *stricto sensu* comparables; comme mon approche est fréquentiste, les miennes sont des vraisemblances, tandis que comme son approche est bayésienne, les siennes sont des fonctions de densité de probabilité. Ainsi il m'a demandé de corriger le label des ordonnées des figures 2 et 3 de l'article sur lesquelles j'indiquais « PDF », et de remplacer *Probability density functions* par *Normalized likelihood* dans la légende, ayant fait le choix de normaliser mes vraisemblances pour que leur intégrale vaille 1. Les deux figures corrigées figurent ci-dessous :



La seconde critique concerne le résultat de référence de CO₂effCS de son article, que j'ai pris sur la dernière colonne de sa table 5, se référant à l'équation 21, qui pourtant exprime l'ECS avec la correction de l'effet de mosaïque thermique. S. Sherwood m'a indiqué que la référence à l'équation 21 est erronée dans son tableau, et que le résultat de référence à considérer pour la CO₂effCS est celui de la table 6, plusieurs pages après la table 5; celui de la dernière colonne de la table 5 est obtenu avec une distribution *a priori* uniforme, mais sans correction de l'effet de mosaïque thermique. Ainsi, on passe d'une CO₂effCS de 4,26 [2,04;16,13] K à 8,5 [2,8;18,6] K (5%-95%), par l'application d'une correction d'effet de mosaïque thermique de $+0,5 \pm 0,5 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$ (5%-95%) calculée sur la base d'observations; en appliquant une correction basée sur des simulations transitoires de $+0,2 \pm 0,4 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$ (5%-95%) issues de modèles de climat (comme mon approche) SHERWOOD *et al.* (2020) trouvent une CO₂effCS de 6,2 [2,3;17,9] K (5%-95%), bien plus cohérente avec mon résultat, ce qui confirme la cohérence de nos approches, et fournit l'explication définitive de nos différences, en l'occurrence la correction d'effet de mosaïque thermique, la miennne étant basée sur les simulations des modèles de climat et valant $+0,3 \pm 0,3 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$ (5%-95%). Une demande de correction a donc été envoyée à la revue *Journal of climate* afin de mettre à jour cette discussion; l'intérêt de cette correction est d'importance puisqu'elle montre que mes résultats sont encore plus cohérents avec ceux de SHERWOOD *et al.* (2020) que dans la version initiale de l'article.

3.2 Bilan général

L'élaboration d'une méthode d'estimation d'obseff λ par régression linéaire répond aux problèmes posés par l'utilisation, pourtant répandue dans la littérature, de la méthode des différences d'états et le recours que celle-ci impose à un état de base pré-industriel très mal connu. Ma nouvelle méthode ne s'appuie que sur des données récentes (à partir de 1971) et robustes, et évalue rigoureusement toutes les sources d'incertitudes; elle conduit à un résultat qui renforce la tendance à la hausse de la borne basse constatée dans la littérature sur les estimations observationnelles de la sensibilité climatique d'équilibre, en fournissant une borne basse ($p = 0,05$) de 2,4 K, mais n'apporte pas de contrainte sur la borne haute de l'ECS. Elle identifie notamment le forçage radiatif des aérosols comme la première source d'incertitude observationnelle à réduire, suivie du déséquilibre énergétique planétaire.

3.3 Une contribution à la réconciliation des estimations entre observations et simulations

En estimant une borne inférieure très probable à 2,4 K, l'étude que j'ai conduite avec mes collègues contribue à relever la plage de valeurs habituellement obtenues avec des observations. Ceci tient à plusieurs éléments, discutés dans l'article et évoqués dans le chapitre sur la méthode des différences, dont les résultats ont été produits, entre autres, pour expliquer les différences avec les estimations des autres études.

3.3. A. L'ABSENCE DE RECOURS À L'ÉTAT DE BASE

Comme je l'ai exploré au chapitre I, l'utilisation d'un état de base est une source importante d'incertitude sur le résultat. À cela s'ajoute que les études utilisant la méthode des différences utilisent une valeur de base pour le déséquilibre énergétique que les travaux océanographiques récents invalident. Si la caractérisation de la latence de la réponse de l'océan profond aux variations climatiques passées est d'un très grand intérêt, notamment pour comprendre comment la chaleur pénètre dans l'océan et comment celui-ci s'équilibre thermiquement parlant, mon approche rend inutile les spéculations sur le sujet lorsqu'on se place dans l'optique de l'estimation de la sensibilité climatique.

3.3. B. EFFET DES INCERTITUDES OBSERVATIONNELLES

3.3.B. a. Effet des éruptions volcaniques majeures

L'effet des éruptions n'a pas été discuté dans l'article, mais il mérite cependant d'être explicité (voir tab. II.1 page 89 et fig. II.2, II.3 et II.4 page suivante). Au trois stades de l'estimation, on constate que les sensibilités climatiques obtenues avec les volcans sont systématiquement plus basses (et par conséquent plus contraintes) que sans les volcans : la borne inférieure y est systématiquement plus basse de l'ordre de 0,25 K (soit environ 10%), et la médiane d'environ 1 K (soit entre 20 et 25%). Ces valeurs corroborent le travail de GREGORY *et al.* (2019) qui estiment que la sensibilité climatique historique effective est sous-estimée de 30% lorsqu'est considérée toute la période historique, à cause de l'effet des éruptions volcaniques majeures.

3.3.B. b. Incertitudes sur l'observable

b. i. Considérations générales

On voit (voir tab. 1 de l'article) que les incertitudes gaussiennes contribuent à tirer les résultats vers le bas : en annulant l'incertitude autour de N , la borne basse passerait à 2,6 K, et en annulant l'incertitude autour de F_{NA} , elle passerait à 2,4 K; inversement, l'incertitude non gaussienne contribue à tirer les résultats vers le haut, et l'utilisation de la médiane seule du forçage radiatif des aérosols amènerait une borne basse de 1,9 K. Enfin, annuler toute incertitude de l'ensemble du vecteur de l'observable, en prenant seulement les moyennes de N et F_{NA} et la médiane de F_A amène à une hiéffCS non seulement plus élevée, mais aussi bien plus contrainte, à hauteur de 3,47 [2,81; 4,41] K.

b. ii. Tests de sensibilité sur les forçages radiatifs

J'ai par ailleurs réalisé plusieurs tests de sensibilité autres que ceux de l'article, en ciblant les forçages radiatifs et incertitudes associées (voir fig. II.5 page 90). L'incorporation du forçage radiatif des aérosols dans le forçage total, et l'application comme incertitude pour chaque époque d'un écart-type gaussien de 20% du forçage radiatif total de l'année 2011 (cas FAERGAUSS) amène, comme en méthode des différences, à une borne inférieure légèrement supérieure à ce qu'elle est avec le calcul nominal (e.g. 2,28 K contre 2,16 K pour hiéffCS NOVOLC5, et 2,50 K contre 2,40 K pour CO₂effCS NOVOLC5); en revanche, la médiane ne varie que de l'ordre de 0,1 K. À noter qu'en conservant les années volcaniques, l'évolution des quantiles est similaire.

Ensuite, l'annulation de toute dispersion autour de la médiane du forçage radiatif des aérosols (cas FeAERO) réduit légèrement la borne basse par rapport au calcul nominal (de l'ordre de 0,2 K) mais surtout réduit la dispersion générale de la distribution, ce qui confirme l'importance de l'enjeu de la réduction de l'incertitude sur le forçage radiatif des aérosols pour l'estimation de la sensibilité climatique.

Enfin, l'utilisation des forçages radiatifs du Cinquième rapport du GIEC [MYHRE *et al.*, 2013] prolongés par DESSLER & FORSTER (2018) (cas FAR5DF18) donne des bornes basses sensiblement équivalentes à celles du calcul avec les forçages radiatifs de SHERWOOD *et al.* (2020) et les aérosols de BELLOUIN *et al.* (2020), mais des médianes et bornes hautes sensiblement plus élevées. Ceci confirme le rôle de la combinaison entre valeurs et incertitudes sur les forçages radiatifs, de façon générale, mais plus spécifiquement sur les aérosols.

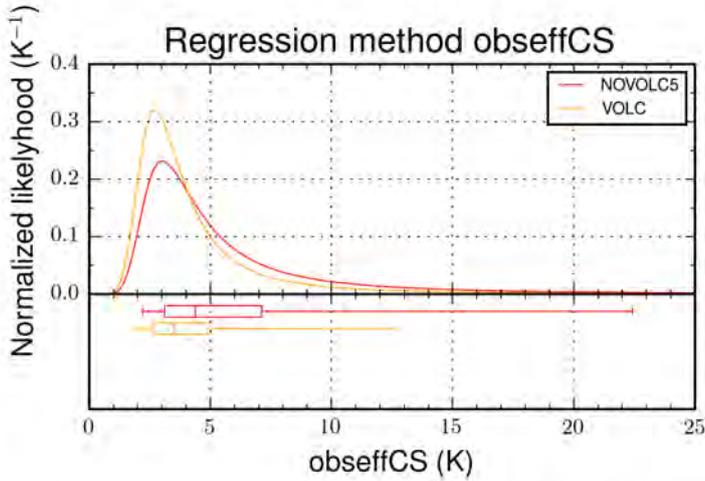


Fig. II.2 – Fonctions de densité de probabilité des sensibilités climatiques observationnelles effectives (obseffCS) estimées avec la méthode des régressions, en conservant toutes les époques (VOLC) et en retirant les cinq années suivant les éruptions volcaniques majeures (NOVOLC5). Les extrémités des boîtes indiquent les quantiles 5% et 95%, et la boîte centrale les quantiles 25% et 75%; le trait vertical dans la boîte indique la médiane.

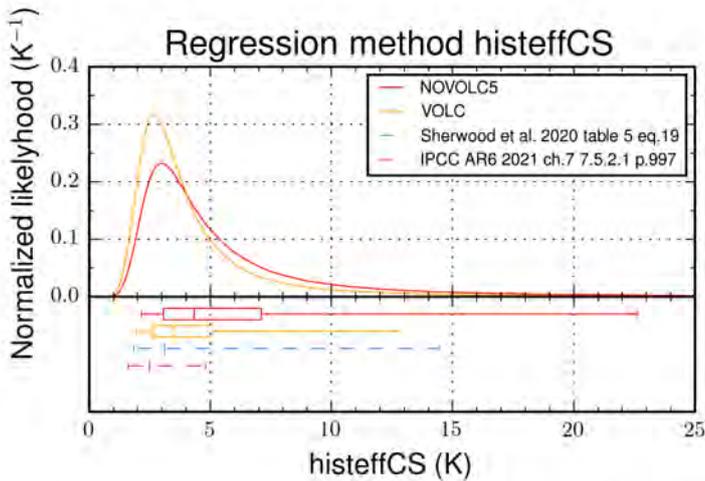


Fig. II.3 – Fonctions de densité de probabilité des sensibilités climatiques historiques effectives (histeffCS) estimées avec la méthode des régressions, en conservant toutes les époques (VOLC) et en retirant les cinq années suivant les éruptions volcaniques majeures (NOVOLC5). Les extrémités des boîtes indiquent les quantiles 5% et 95%, et la boîte centrale les quantiles 25% et 75%; le trait vertical dans la boîte indique la médiane. Pour les estimations extérieures présentées en traits tiretés, seuls la médiane et les quantiles 5% et 95% sont représentés.

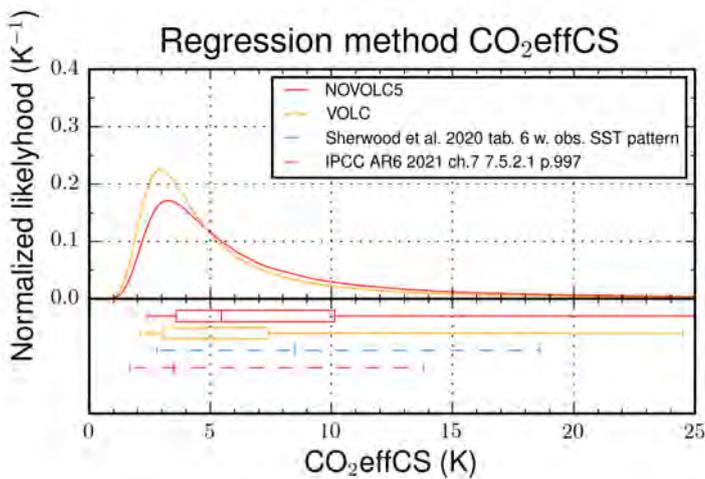


Fig. II.4 – Fonctions de densité de probabilité des sensibilités climatiques effectives au CO₂ (CO₂effCS) estimées avec la méthode des régressions, en conservant toutes les époques (VOLC) et en retirant les cinq années suivant les éruptions volcaniques majeures (NOVOLC5). Les extrémités des boîtes indiquent les quantiles 5% et 95%, et la boîte centrale les quantiles 25% et 75%; le trait vertical dans la boîte indique la médiane. Pour les estimations extérieures présentées en traits tiretés, seuls la médiane et les quantiles 5% et 95% sont représentés.

Traitement	obseff λ W·m ⁻² ·K ⁻¹	obseffCS K	hi σ seff λ W·m ⁻² ·K ⁻¹	hi σ seffCS K	CO ₂ eff λ W·m ⁻² ·K ⁻¹	CO ₂ effCS K
Éruptions volcaniques majeures NOVOLC ₅ VOLC	-0.920 [-1.815; -0.175] -1.143 [-1.990; -0.317]	4.377 [2.203; 22.499] 3.491 [1.974; 12.627]	-0.920 [-1.815; -0.175] -1.150 [-2.024; -0.310]	4.337 [2.163; 22.701] 3.470 [1.941; 12.921]	-0.731 [-1.634; -0.114] -0.910 [-1.850; -0.163]	5.456 [2.402; 34.989] 4.383 [2.124; 24.440]
Température TGISS NOVOLC ₅	-0.988 [-1.911; -0.198]	4.037 [2.056; 20.160]	-0.997 [-1.941; -0.197]	4.002 [2.024; 20.199]	-0.796 [-1.753; -0.124]	5.009 [2.236; 32.079]
Forçages radiatifs FAERGAUSS NOVOLC ₅ FAERGAUSS VOLC FeAERO NOVOLC ₅ FeAERO VOLC FAR ₅ DF ₁₈ NOVOLC ₅ FAR ₅ DF ₁₈ VOLC	-0.932 [-1.688; -0.241] -1.188 [-1.901; -0.484] -1.153 [-2.016; -0.339] -1.397 [-2.208; -0.594] -1.016 [-1.791; -0.290] -1.272 [-2.000; -0.550]	4.281 [2.328; 16.538] 3.359 [2.065; 8.276] 3.462 [1.949; 11.801] 2.855 [1.778; 6.753] 3.929 [2.195; 13.793] 3.137 [1.962; 7.281]	-0.940 [-1.725; -0.233] -1.193 [-1.941; -0.463] -1.160 [-2.050; -0.329] -1.402 [-2.244; -0.575] -1.023 [-1.828; -0.279] -1.277 [-2.039; -0.527]	4.244 [2.277; 17.131] 3.344 [2.023; 8.667] 3.440 [1.916; 12.158] 2.845 [1.750; 6.975] 3.899 [2.149; 14.312] 3.124 [1.925; 7.602]	-0.724 [-1.564; -0.115] -0.928 [-1.787; -0.197] -0.917 [-1.874; -0.166] -1.126 [-2.076; -0.275] -0.792 [-1.664; -0.133] -1.004 [-1.883; -0.232]	5.516 [2.506; 34.660] 4.299 [2.200; 20.335] 4.349 [2.095; 24.077] 3.543 [1.894; 14.546] 5.039 [2.338; 29.987] 3.972 [2.089; 17.201]

Table II.1 – Sensibilités climatiques estimées en utilisant la méthode des régressions, en laissant les époques concernées par les éruptions volcaniques (VOLC), et en les retirant (NOVOLC).

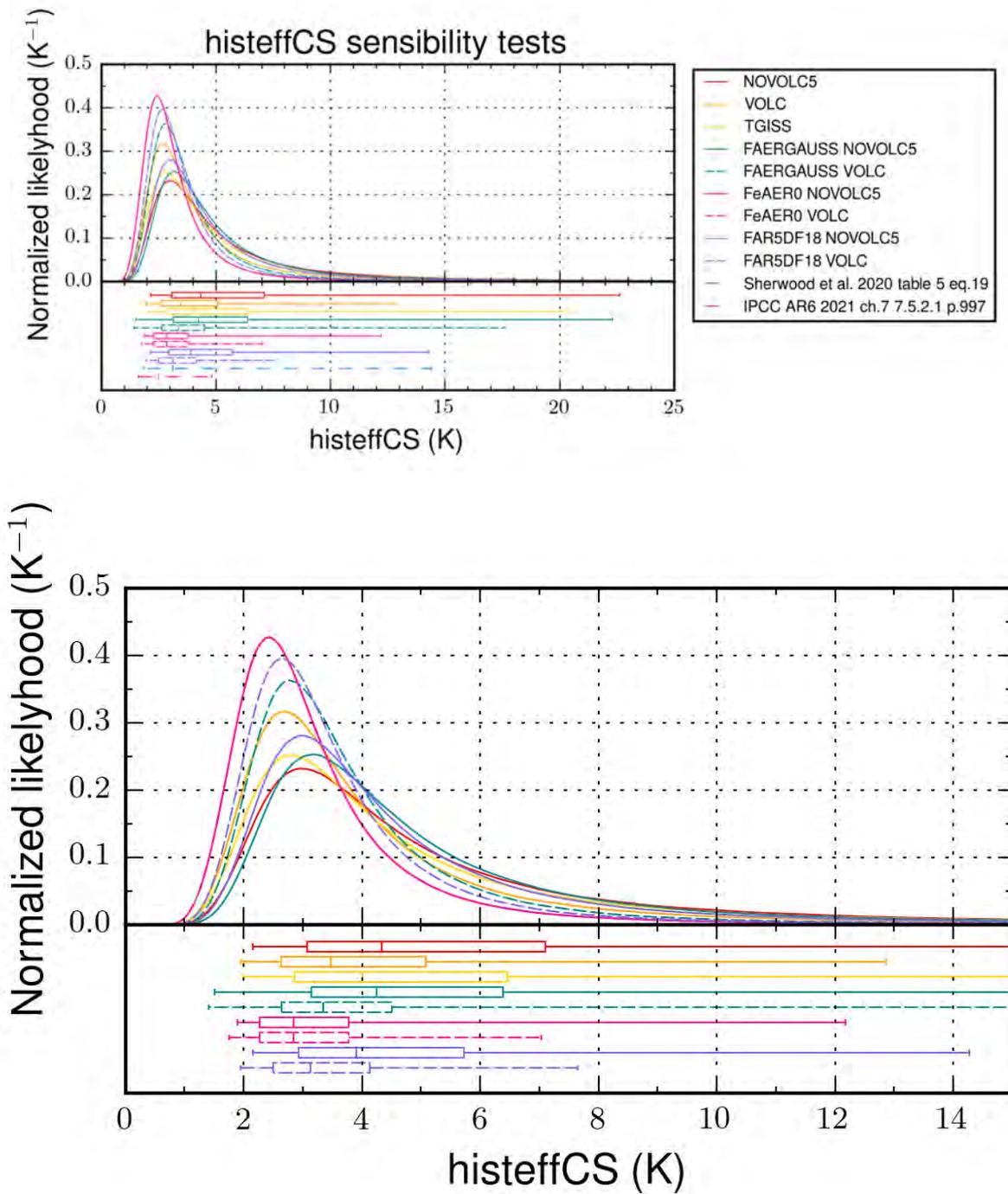


Fig. II.5 – Sensibilités climatiques historiques effectives (histeffCS) estimées avec la méthode des régressions, en testant la sensibilité des différents paramètres; voir le texte pour la signification de la légende. En dessous, la même figure, mais limitée entre 0 et 15 K.

3.3.B. c. Incertitudes sur le prédicteur

Il reste cependant à mentionner que, dans ces estimations, l'incertitude due au prédicteur température n'est pas prise en compte, du fait de l'utilisation de la méthode statistique des moindres carrés ordinaires. Je n'ai pas eu le temps de creuser le sujet, mais il aurait été envisageable de construire une matrice jacobienne échantillonnée, au même titre que l'observable, prenant la forme suivante :

$$A_j = \begin{pmatrix} 1 & T_j(t_1) \\ \vdots & \\ 1 & T_j(t_{n_e}) \end{pmatrix} \quad (\text{II.3})$$

avec $T_j(t_i)$ le j^{e} échantillon de l'époque t_i , tiré aléatoirement à partir d'une loi à déterminer (gaussienne *a priori*). La résolution de l'équation d'observation serait identique à celle envisagée, à ceci près que la matrice jacobienne A , dans mon cas identique dans les 500 000 inversions, serait désormais unique à chaque fois. Ceci pourrait faire l'objet de développements futurs.

J'ai cependant testé un autre jeu de température, en l'occurrence GISTemp v4³ (voir fig. II.5 page ci-contre). Ce jeu commençant en 1880, je n'ai pas pu en exprimer les anomalies par rapport à leur moyenne sur 1869-1882 comme pour les autres traitements; j'ai donc choisi la période 1940-1960 pour exprimer les anomalies de températures et de forçages radiatifs (aérosols et non-aérosols), et appliqué ma méthode, uniquement en mode NOVOLC5 (retrait des 5 années suivant les éruptions majeures du El Chichon (1882) et du Pinatubo (1991)). Les résultats obtenus sont légèrement plus bas qu'avec le jeu de COWTAN & WAY (2014) (voir page 43), avec une borne basse en général inférieure d'environ 0,2 K à ce que j'ai trouvé avec le traitement de référence.

3.3. C. CONSÉQUENCES DES CORRECTIONS DE L'EFFET DE MOSAÏQUE THERMIQUE

Avec mon modèle de calcul de biais et d'écart-type en guise d'incertitude associée à l'effet de mosaïque thermique libre et forcée, j'obtiens les valeurs suivantes pour une durée de fenêtre glissante de 47 ans : $\Delta\lambda_{VI} = -0,005 \pm 0,136 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$ et $\Delta\lambda_{PE} = 0,299 \pm 0,298 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$, respectivement. La valeur presque nulle du biais associé à l'incertitude de variabilité interne rend mon histeffCS comparable à d'autres estimations qui ne considèrent qu'une incertitude pour la variabilité interne; la valeur de l'écart-type associé à cette incertitude est quasiment égale à celle de DESSLER (2020) ($0,14 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$). Mais, comme déjà mentionné pour les durées plus longues utilisées avec la méthode des différences, le biais comme l'incertitude associés à l'effet de mosaïque thermique forcée sont probablement sous-estimés. Même en combinant rigoureusement les deux corrections, on aboutit à des valeurs assez faibles; mes valeurs sont d'ailleurs comparables à celles de SHERWOOD *et al.* (2020) et conduisent à des valeurs de l'ECS similaires. Cela étant, les valeurs de la littérature s'appuyant sur la méthode des différences, elles ne sont rigoureusement comparables qu'à des corrections calculées avec des fenêtres glissantes de plus longue durée, et la question de la justesse de ces corrections pour des durées plus courtes demeure posée.

Il est enfin à noter que les variations temporelles de λ dans les simulations numériques du climat historique, qui forment le socle d'évaluation des corrections de variabilité climatique, sont calculées sans retirer les époques concernées par les éruptions volcaniques. Cette précision mérite quelques commentaires. D'abord, le retrait des années marquées par les éruptions volcaniques majeures dans les observations conduit à ce que la distance résumée par les paramètres $\Delta\lambda_{VI}$ et $\Delta\lambda_{PE}$ et les écarts-types associés a un point de départ (simulé) qui n'est pas rigoureusement représentatif de la réalité (puisque la série temporelle observée a été amputée d'une partie de son contenu, sans que la série temporelle des simulations `historical` ne le soit de façon équivalente). Mais admettons qu'une telle similitude de traitement soit requise dans l'absolu, sa mise en pratique serait complexe. En effet, d'une part, cela supposerait de retirer toutes les éruptions survenues depuis 1850; d'autre part, la méthode de calcul de $\lambda(t)$ sur des fenêtres glissantes aurait perdu de son sens, avec des périodes avec toute la longueur de la fenêtre, et d'autres avec des fenêtres largement amputées. En contrepartie, il est probable que les variations de λ auraient été moins fortes, et amènent à des biais et incertitudes encore plus faibles qu'ils ne le sont déjà. Toutefois, comme nous le verrons dans le ch. III page 93, l'effet des éruptions volcaniques majeures, s'il est important, ne dure que quelques années et n'a que peu d'influence sur l'effet de mosaïque thermique de long terme.

3.4 La sensibilité climatique d'équilibre : la métrique introuvable?

Deux questions majeures peuvent être soulevées à la lecture des résultats que j'ai présentés. D'une part, l'ECS répondant à une expérience de pensée réalisable uniquement avec des modèles numériques de climat, la question des corrections à apporter aux estimations observationnelles pour estimer la distance qui les sépare de la définition canonique ne pourra jamais s'appuyer sur des données autres qu'issues de simulations numériques, et pourrait donc se poser encore de longues années. Certes, l'intérêt de l'ECS a été démontré, mais le caractère abstrait de sa définition la rend par définition inatteignable dans

3. Disponible à l'adresse <https://data.giss.nasa.gov/pub/gistemp/SBBX1880.Ts.GHCNv4.1200.gz>.

le monde réel, *a fortiori* parce que les estimations dans les modèles de climat sont, elles aussi, encore très loin du consensus. D'autre part, ces corrections reposent sur le constat que le paramètre de rétroaction climatique du climat réel varie avec le temps et donc, si l'on en reste à la définition de la sensibilité climatique, celle-ci varie aussi si l'on n'en corrige pas l'effet, ce qui lui fait perdre son caractère de métrique fondamentale du système climatique. En revanche, le caractère observable du paramètre λ et l'importance qui lui incombe pour la dynamique des températures en réponse aux émissions de gaz à effet de serre en font probablement une grandeur plus intéressante que la sensibilité climatique.

Ainsi, ayant reproduit les résultats observationnels de la littérature dans le premier chapitre et ayant démontré les raisons de leur décalage avec les résultats issus de simulations numériques, j'ai proposé un cadre conceptuel double : le premier quantifie la distance qui sépare les estimations observationnelles de la sensibilité climatique de la définition canonique (ch. I page 41), le second propose une nouvelle méthode d'estimation observationnelle plus robuste que les méthodes habituellement utilisées dans la communauté (ch. II page 63).

Je propose donc pour la suite de cette thèse d'abandonner le concept de sensibilité climatique d'équilibre ainsi que les corrections qui s'ajoutent aux estimations observationnelles, et de concentrer mon attention sur le paramètre de rétroaction climatique λ historique tel qu'on peut l'observer. Mais comme celui-ci varie dans le temps, ce sont ces variations que je me propose d'étudier, en généralisant ma méthode de régression linéaire à toute les périodes historiques. Cette démarche nous emmène ainsi vers le sujet, plus vaste que la seule ECS, de l'étude de la dynamique du bilan d'énergie du système climatique réel, et constitue l'objet du ch. III page suivante, où je réutilise, en la généralisant, la méthode de régression de la réponse radiative par la température exposée dans le présent chapitre.

Si l'importance du concept d'ECS doit donc être relativisée, son utilité pratique demeure importante puisque les projections climatiques en réponse aux scénarios d'émissions de gaz à effet de serre dépendent fortement de ce paramètre. Je propose donc d'utiliser la contrainte observationnelle sur cette grandeur que j'ai obtenue, et qui j'ai présentée dans ce chapitre, pour recalculer les projections climatiques publiées dans le Sixième rapport d'évaluation du GIEC ; ces travaux sont présentés dans le ch. IV page 129.

III

ÉTUDE OBSERVATIONNELLE DES VARIATIONS DU PARAMÈTRE DE RÉTROACTION CLIMATIQUE

« La banquise crisse longuement au frottis des lèvres de ses crevasses, en se gonflant sous la poussée de la marée : "les pleurs de ceux qui vivent dans les profondeurs de la mer", me disait Kutsikitsoq. »

Jean Malaurie, *Les derniers rois de Thulé*

DANS ce troisième chapitre, j'exploite la méthode présentée au chapitre précédent, en la généralisant pour l'étude des variations historiques du paramètre de rétroaction climatique, c'est-à-dire pour explorer la dynamique du bilan d'énergie planétaire sur les dernières décennies. Cette approche me permet de remettre les estimations de la sensibilité climatique réalisées avec des observations récentes dans le contexte de plus long terme des variations du paramètre de rétroaction climatique. Je présente donc d'abord la méthode et les données utilisées pour y parvenir, puis un article soumis à la revue *Nature Communications Earth and environment* dont je suis le deuxième auteur.

I Généralisation de la méthode des régressions

I.1 Méthode

L'approche par régression développée au ch. II amène à une estimation du paramètre de réponse radiative observationnel effectif λ . Cette régression s'appuie sur des données étendues de t_i à t_f ; ceci permet de définir une durée D et une époque moyenne E telles que :

$$D = t_f - t_i \quad (\text{III.1})$$

$$E = \frac{1}{2}(t_f + t_i) \quad (\text{III.2})$$

Je propose d'explorer l'espace des $\lambda(D, E)$ pour tous les couples (D, E) possibles d'un jeu de données considéré. De façon à garantir la significativité du résultat de la régression, il est souhaitable de n'appliquer cette méthode que pour une durée minimale suffisante, qui dépend des données utilisées et de la durée caractéristique de la variabilité climatique, qui est de l'ordre de 20 à 30 ans. Par ailleurs, la durée maximale de la régression est la durée de la série temporelle totale.

I.2 Données

I.2. A. FORÇAGE RADIATIF, TEMPÉRATURES, CONTENU DE CHALEUR *IN SITU*

Les jeux de forçages radiatifs et de température sont identiques à ceux utilisés au ch. II. Je réutilise aussi les données utilisées de contenu de chaleur de l'océan mesurées *in situ*.

I.2. B. CONTENU DE CHALEUR DE L'OCÉAN : NOUVELLES SOLUTIONS

I.2.B. a. Contenu de chaleur de l'océan déduit d'une reconstruction du niveau de la mer

J'ai aussi utilisé la reconstruction du niveau de la mer et de ses contributions de 1900 à 2018 proposée par FREDERIKSE *et al.* (2020) (voir fig. III.1).

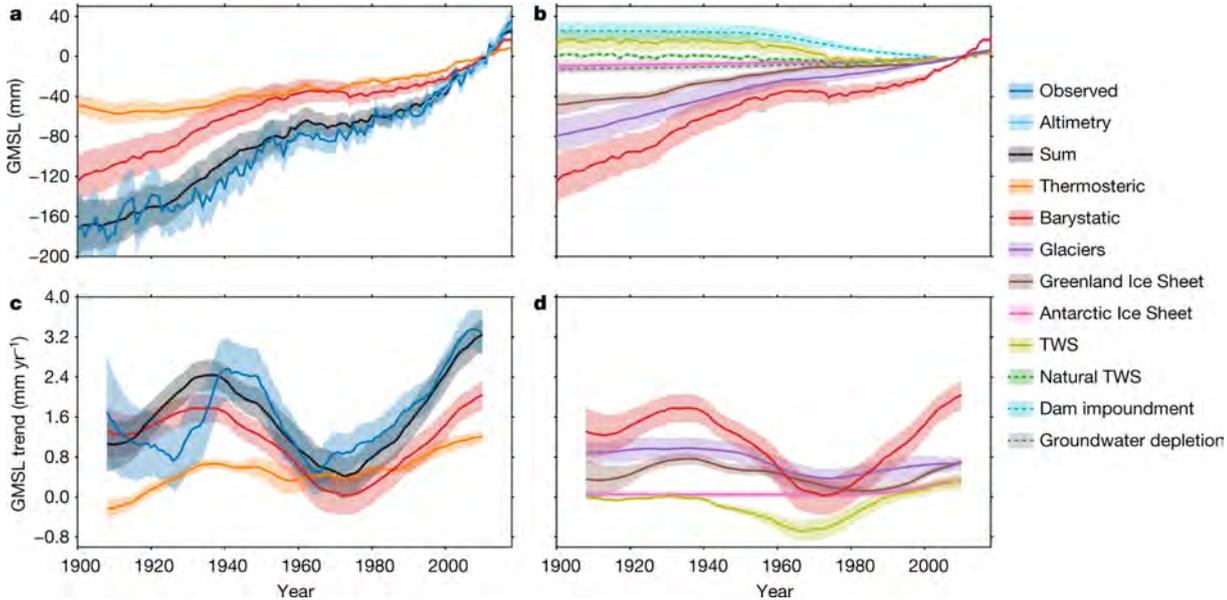


Fig. III.1 – Séries temporelles du niveau de la mer observé et de ses contributions (en haut [a,b], rapportés à la moyenne 2002-2018), et de leur taux de variation sur des fenêtres glissantes de 30 ans (en bas [c,d]). À droite (b,d), détail des contributions barystatiques. Les enveloppes représentent les intervalles de confiance à 90%. Source : [FREDERIKSE *et al.*, 2020].

a. i. Reconstitution du niveau de la mer

La reconstruction du niveau de la mer de FREDERIKSE *et al.* (2020) s'appuie sur les mesures historiques réalisées par 559 enregistrements de marégraphes ayant au moins vingt ans de données, à partir de 1900, et sur l'altimétrie spatiale à partir de 1993.

Les marégraphes observent les variations relatives du niveau de la mer par rapport à la côte. Afin d'exprimer ces variations dans un repère géodésique global comme le repère international terrestre de référence (*International terrestrial reference frame* – ITRF, e.g. [ALTAMIMI *et al.*, 2016]) auquel est associé un ellipsoïde de référence¹, il est nécessaire de mesurer le mouvement de la croûte dont sont solidaires les marégraphes [WÖPPELMANN *et al.*, 2009]. Pour ce faire, des stations GNSS (*Global navigation satellite system*, e.g. le système américain GPS (*Global positioning system*)) sont fréquemment colocalisées à proximité des marégraphes; FREDERIKSE *et al.* (2020) utilisent par exemple celles situées à moins de 30 km de chaque marégraphe. Ainsi, en notant h_m la hauteur du niveau de la mer mesurée par le marégraphe à partir d'un repère géodésique et h_e la hauteur ellipsoïdale du repère du repère géodésique, alors la hauteur ellipsoïdale du niveau de la mer h_s s'exprime simplement par [WÖPPELMANN, 1997] :

$$h_s = h_e - h_m \quad (\text{III.3})$$

La dérivée temporelle de cette relation permet de corriger les variations du niveau de la mer observées par les marégraphes des mouvements du socle rocheux observés par GNSS. Ce principe est désormais opérationnel, et fait l'objet du groupe de travail TIGA (GPS *tide gauge benchmark monitoring*)² au sein du Service international des GNSS (*International GNSS service* – IGS) de l'Association internationale de géodésie, qui prend la forme, en France, du Système d'observation du niveau des eaux littorales (SONEL)³.

Toutefois, les observations de géodésie spatiales sont relativement récentes; FREDERIKSE *et al.* (2020) n'utilisent par exemple que des séries d'observations de plus de quatre ans, et la plus ancienne version de l'ITRF, réalisé en s'appuyant sur

1. L'ellipsoïde géodésique international de référence est noté IAG-GRS80 (*International association of geodesy Geodetic reference system 1980*) [PETIT & LUZUM, 2010].

2. http://adsc.gfz-potsdam.de/tiga/index_TIGA.html

3. <https://www.sonel.org/>

les techniques de géodésie spatiale⁴, ne date que de 1988. Pour extrapoler le même principe de correction des observations marégraphiques historiques vers le passé, FREDERIKSE *et al.* (2020) ont calculé le résidu h_r entre le mouvement vertical de la croûte observé par GNSS h_e d'une part, et la somme des effets de la Terre solide modélisés d'autre part, en l'occurrence l'ajustement isostatique glaciaire (*Glacial isostatic adjustment* – GIA) h_{GIA} pour ce qui touche à la réponse visco-élastique à la fonte de la fin du Dernier maximum glaciaire il y a 12 000 ans, et la réponse de la gravité, de la rotation de la Terre et des déformations (*Gravity, rotation, deformations* – GRD) h_{GRD} aux transports de masse associés à la réponse (élastique et visco-élastique) de la Terre solide à la fonte des glaces et aux variations de stockage d'eau continentale :

$$h_r = h_e - h_{\text{GIA}} - h_{\text{GRD}} \quad (\text{III.4})$$

FREDERIKSE *et al.* (2020) ajoutent ce résidu à la correction évaluée par GNSS pour corriger les observations marégraphiques historiques, et obtenir une estimation de niveau de la mer y compris pour la période antérieure aux observations géodésiques réalisées par GNSS et altimétrie spatiale.

Les observations marégraphiques sont en outre corrigées du signal de marée associé à la précession du nœud de l'orbite lunaire dont la période est de 18,6 ans [WOODWORTH, 2012], et des effets du vent et de la pression atmosphérique en utilisant les réanalyses ERA20C (1900-1979) [POLI *et al.*, 2013] et ERA5 (1979-2018) [HERSBACH *et al.*, 2020].

À partir de 1993, les données d'altimétrie spatiale sont utilisées pour reconstruire les variations du niveau de la mer. Le niveau de la mer déduit des observations altimétriques est également corrigé du signal nodal de marée. Exprimé nominativement dans l'ITRF, il est aussi corrigé des déformations de la Terre solide dues au GIA et aux GRD; l'équation du niveau de la mer est alors résolue pour exprimer un niveau de la mer relatif à la croûte [FARRELL & CLARK, 1976; MITROVICA & MILNE, 2003; KENDALL *et al.*, 2005], qui généralise à l'ensemble du globe l'équation d'observation du marégraphe en introduisant dans le terme que j'ai noté h_e les effets liés au GIA et aux GRD pour corriger l'observation altimétrique h_s , et en déduire le niveau de la mer relatif h_m , tout en s'assurant de la conservation de la masse globale d'eau et en prenant en compte les effets gravitationnels associés au transfert de masse des continents vers l'océan.

a. ii. Reconstitution de la composante barystatique

De 1900 à 2003 (inclus), la composante de masse de l'océan est estimée par FREDERIKSE *et al.* (2020) à partir d'un inventaire des contributions de chaque composante. À partir de 2003, le bilan de masse de l'océan est évalué avec les données issues des missions GRACE et GRACE-FO.

Concernant la contribution des glaciers, FREDERIKSE *et al.* (2020) s'appuient, avant 1961, sur un modèle global des dix-neuf régions englacées du monde, soumis à des observations de surface de forçage; après 1961, ils utilisent, en plus, des observations glaciologiques et géodésiques de terrain des glaciers pour évaluer leur perte de masse (voir par exemple [PARKES & MARZEION, 2018]). À partir de 2003, les glaciers périphériques du Groenland et de l'Antarctique sont retirés de la composante des glaciers, et affectés à la composante des calottes polaires.

Concernant la calotte polaire du Groenland, sa contribution est estimée à partir d'un bilan de masse de 1900 à 2003, d'un bilan entrées-sorties de 1972 à 2003, et d'une estimation multi-technique de 1993 à 2003; voir par exemple [KJELDSEN *et al.*, 2015]. Concernant la contribution de l'Antarctique, il n'existe pas d'inventaire historique avant 1993, si bien que FREDERIKSE *et al.* (2020) ont postulé une petite contribution à son sujet; de 1993 à 2003, une évaluation multi-technique utilisée pour la contribution du Groenland, qui comprend aussi celle de l'Antarctique, est utilisée [BAMBER *et al.*, 2018].

La troisième contribution au bilan de masse de l'océan vient des stocks d'eau continentale; ce dernier terme comprend une variabilité naturelle, le stockage de l'eau dans les réservoirs (*e.g.* [CHAO *et al.*, 2008]), et les prélèvements d'eau souterraine (*e.g.* [WADA *et al.*, 2016]).

Avec les missions GRACE et GRACE-FO, à partir de 2003, chaque composante barystatique est évaluée par gravimétrie spatiale. FREDERIKSE *et al.* (2020) utilisent la solution mascon JPL RL06 [WATKINS *et al.*, 2015], qui fournit des solutions mensuelles, moyennées annuellement, à une résolution de 3°. Concernant la mesure du bilan de masse de l'océan par gravimétrie spatiale, je renvoie à la vaste littérature sur le sujet, par exemple [BLAZQUEZ *et al.*, 2018; BLAZQUEZ, 2020].

J'ai appliqué à la reconstruction de FREDERIKSE *et al.* (2020) la méthode déjà vue pour calculer le contenu de chaleur de l'océan à partir du niveau de la mer, consistant à calculer la différence entre le niveau de la mer et sa composante barystatique. Cette solution est notée GMSL-GMBSL.

4. Outre le GNSS, les trois techniques de géodésie spatiale sont : l'interférométrie à très longue ligne de base (VLBI – *Very long baseline interferometry*), la télémétrie laser sur satellite (SLR – *Satellite laser ranging*) et la radio-intégration par effet Doppler (DORIS – *Détermination d'orbites par radio-intégration satellitaire*).

1.2.B. b. Contenu de chaleur de l'océan de la solution ARANN [BAGNELL & DE VRIES, 2021]

La solution ARANN (*Autoregressive artificial neural network*) utilise les technologies de l'apprentissage par ordinateur (*machine learning*) pour interpoler les mesures *in situ* de température de la *World ocean database* [BOYER *et al.*, 2018] de 1946 à 2019, en ajustant les échelles de corrélation spatio-temporelle dans le temps à partir des données de températures elles-mêmes, et en propageant l'information des régions bien échantillonnées vers celles qui le sont moins. Cette reconstruction produit des cartes globales d'anomalies de température à une résolution temporelle annuelle, et peut être étendue de la profondeur de 2 000 m jusqu'au fond. La méthode a été validée sur des mesures synthétiques tirées des modèles MIROC6 et CNRM-CM6A participant à l'exercice CMIP6. La solution ARANN calcule l'OHC sur un ensemble de 240 membres perturbés de façon à tenir compte de toutes les sources d'incertitudes. J'ai directement déduit le déséquilibre énergétique planétaire de la solution de contenu de chaleur de l'océan de ARANN en appliquant la relation I.1 page 44 déjà vue.

1.2. C. CALCUL DES SÉRIES TEMPORELLES DE DÉSÉQUILIBRE ÉNERGÉTIQUE PLANÉTAIRE AVEC UN INVENTAIRE DES CONTENUS DE CHALEUR DES COMPOSANTS DU SYSTÈME CLIMATIQUE

À partir des solutions individuelles de contenu de chaleur de l'océan, j'ai calculé des solutions de déséquilibre énergétique planétaire en appliquant la relation I.1 page 44 pour les données antérieures à 1960 (inclus). Pour les données postérieures à 1961, j'ai utilisé l'inventaire des contenus de chaleur de VON SCHUCKMANN *et al.* (2020) (que je note avec l'indice i) pour l'atmosphère, la cryosphère et les surfaces continentales afin de compléter le contenu de chaleur de l'océan de chacune des solutions évoquées précédemment, de sorte que le déséquilibre énergétique planétaire associé à la solution de contenu de chaleur de l'océan notée avec l'indice j s'écrit alors :

$$N_j = \frac{1}{S_{TOA}} \cdot \frac{d}{dt} (OHC_j + AHC_i + CHC_i + LHC_i) \quad (\text{III}_5)$$

où OHC est le contenu de chaleur de l'océan, AHC celui de l'atmosphère, CHC celui de la cryosphère, et LHC celui des surfaces continentales. Par contraste avec l'approche reposant sur l'utilisation du seul contenu de chaleur de l'océan et la relation I.1, cette approche ne fait pas d'hypothèse sur la fraction d'excès d'énergie absorbée par l'océan ; de même, l'approche qui ne repose que sur le contenu de chaleur de l'océan et la relation I.1 postule implicitement, en l'état, que cette fraction est constante dans le temps. L'intérêt de la méthode par inventaire des contenus de chaleur est de se dispenser de postuler quoi que ce soit concernant la fraction d'excès d'énergie absorbée par l'océan et l'évolution dans le temps de ce paramètre.

1.3 Traitements

1.3. A. FILTRAGES DES SÉRIES TEMPORELLES

Formellement, il est possible d'appliquer la méthode exposée et de calculer λ par régression en utilisant les séries temporelles brutes de forçage radiatif, de déséquilibre énergétique planétaire et de température. Une telle approche considère implicitement que λ peut avoir des variations interannuelles dues à la variabilité interannuelle des variables de l'équation du bilan d'énergie ; dans ce cas, le résultat serait dominé par la variabilité interne qui est la plus forte aux échelles annuelles (en particulier dans la température de surface mais aussi dans le déséquilibre énergétique planétaire). J'ai préféré commencer l'étude de la variabilité temporelle du paramètre de rétroaction climatique aux échelles décennales, et donc filtré les séries temporelles des variables du bilan d'énergie, afin d'en retirer au mieux la variabilité interne. J'applique aux séries temporelles de forçage radiatif des aérosols et des non-aérosols, de température et de déséquilibre énergétique planétaire un filtre passe-bas avec une fréquence de coupure correspondant à une période de 10 ans, à l'exception de la série de déséquilibre énergétique planétaire GMSL-GMBSL pour laquelle la période de coupure est de 15 ans ; en effet, les signaux côtiers mesurés par les marégraphes génèrent une variabilité inter-annuelle à décennale lorsqu'ils sont agrégés pour mesurer le niveau global moyen de la mer [PRANDI *et al.*, 2012], de sorte que le filtrage à 15 ans permet de retirer la variabilité interne résiduelle de ce jeu de données.

1.3. B. SOLUTION COMPOSITE DE DÉSÉQUILIBRE ÉNERGÉTIQUE PLANÉTAIRE

À partir des différentes solutions de déséquilibre énergétique planétaire déduites des solutions de contenu de chaleur de l'océan filtrées comme décrit précédemment, j'ai construit une solution composite de déséquilibre énergétique planétaire en intégrant ces solutions selon le schéma temporel suivant : la solution *in situ* a été prise de 1960 à 2017, les solutions ARANN et GMTSL de 1957 à 2017, et la solution GMSL-GMBSL de 1957 à 2012. J'aboutis ainsi à une série temporelle de 1957 à 2017. L'année 1957 comme année de début a été choisie car elle correspond au début des mesures de température et salinité à diverses profondeurs utilisées par FREDERIKSE *et al.* (2020) ; la décennie 1950 marque aussi une hausse notable du nombre de marégraphes, en particulier avec une amélioration sensible de leur couverture globale due à la hausse de leur nombre dans l'océan Indien et l'océan Pacifique (la hausse importante dans l'océan Atlantique nord n'améliore que marginalement la couverture globale). Par ailleurs, le choix des trois solutions ARANN, *in situ* (qui est elle-même un ensemble de cinq solutions) et GMSL-GMBSL est justifié par le fait qu'elles sont indépendantes les unes des autres : les deux solutions basées sur les mesures de température et salinité (ARANN et *in situ*) utilisent des méthodes d'interpolation différentes,

et la solution GMSL-GMBSL utilise des données totalement indépendantes de la température et de la salinité. En effet, la solution ARANN permet de traiter le problème des erreurs systématique d'échantillonnage qui sont importantes avant 1971, et la solution GMSL-GMBSL permet de traiter le problème des erreurs systématiques de données *in situ*.

Par ailleurs, l'écart-type de cette solution composite a été construit différemment avant 1960 et après 1961 : avant 1960, pour chaque époque, l'écart-type est choisi comme la valeur maximale entre, d'une part, la dispersion des solutions (en l'occurrence les deux solutions ARANN et GMSL-GMBSL), et, d'autre part, l'écart-type de la solution ARANN ; après 1961, où l'on dispose des solutions *in situ*, pour chaque époque, l'écart-type est choisi comme la valeur maximale entre, d'une part, la dispersion des trois solutions (ARANN, *in situ*, GMSL-GMBSL), d'autre part l'écart-type de la solution *in situ*.

1.3. C. CORRECTION DE L'EFFET DES ÉRUPTIONS VOLCANIQUES MAJEURES

Afin d'éviter la perturbation des variables de l'équation du bilan d'énergie par les éruptions volcaniques majeures, j'ai retiré, dans le ch. II, les données des années immédiatement consécutives à celles-ci. Cette approche n'est possible que lorsqu'on régresse une seule série temporelle, mais n'est pas possible lorsqu'on cherche à explorer systématiquement l'espace des durées et des époques possible sur une série temporelle, d'une part car les petites séries temporelles (de 20 à 30 ans) seraient amputées de trop de données, d'autre part car l'approche d'exploration de toutes les séries possibles suppose de passer d'une série à l'autre par décalage d'une année, ce qui n'est possible que sur un espace continu de données, au risque, dans le cas contraire, que les séries n'aient anormalement pas la même durée. Deux traitements sont alors possibles : soit de laisser les années affectées par les éruptions majeures et d'en voir l'effet sur la dynamique du paramètre de rétroaction climatique, soit de corriger de cet effet les séries temporelles des variables du bilan d'énergie en le modélisant.

Sur ce dernier point, j'ai utilisé les simulations des expériences *historical* (qui simulent l'évolution historique du climat avec tous les forçages), *hist-GHG* et *hist-aer* (qui représentent, respectivement, l'évolution historiques du climat en ne considérant que les forçages radiatifs anthropiques dus aux émissions de gaz à effet de serre et d'aérosols) de l'exercice CMIP6 pour quatre modèles : CanESM5, CNRM-CM6-1, IPSL-CM6A-LR et MIROC6. La différence entre les variables des simulations *historical* et de la somme de celles des simulations *hist-GHG* et *hist-aer* fournit une évaluation de l'effet des facteurs naturels; le forçage solaire étant supposé constant, il ne représente donc que l'effet des éruptions volcaniques majeures. Pour chacune des variables N , T et F de ces simulations, la série temporelle de la correction est la moyenne d'ensemble de celles obtenues par modèle individuel. Le calcul de ces corrections a été réalisé par mon collègue R. Guillaume-Castel, et je les ai appliquées aux séries observationnelles individuelles de température, de déséquilibre énergétique et de forçage radiatif. La construction de la solution composite de déséquilibre énergétique planétaire corrigée de l'effet des éruptions volcaniques majeures a ensuite suivi les mêmes étapes que la solution non corrigée (filtrage, moyenne d'ensemble, calcul de l'écart-type).

1.3. D. PARAMÉTRAGE UTILISÉ POUR L'ÉTUDE DES VARIATIONS DE λ

La fixation d'une durée minimale aux régressions permet de donner une significativité statistique aux estimations du paramètre de rétroaction climatique [GREGORY *et al.*, 2019a]; j'ai ici utilisé une durée minimale D_{min} de 25 ans. Sur le plan technique, j'ai cependant réduit le nombre de tirages à 10 000 pour chaque estimation de λ , au lieu de 500 000 utilisés dans le chapitre II. Cette méthode appliquée aux données de 1957 à 2017 permet ainsi de régresser 666 séries temporelles, et d'obtenir autant de distributions de λ .

1.4 Comparaisons et tests de sensibilité

1.4. A. TESTS DE SENSIBILITÉ À LA TEMPÉRATURE DE SURFACE

J'ai par ailleurs utilisé un autre jeu de température afin de tester la sensibilité de cette méthode à ce paramètre : la solution de température de surface de l'air GISS [LENSEN *et al.*, 2019].

1.4. B. COMPARAISON À L'OSCILLATION DÉCENNALE DU PACIFIQUE (PDO)

Afin d'examiner les variations du paramètre de rétroaction climatique aux échelles décennales, en lien avec l'effet de mosaïque thermique, dont la manifestation est importante dans l'océan Pacifique, j'ai aussi souhaité mettre la structure temporelle de λ en regard de l'indice de l'oscillation décennale du Pacifique (*Pacific decadal oscillation* — PDO). Cette oscillation est le premier mode des fonctions empiriques orthogonales (*Empirical orthogonal functions* — EOF) des anomalies mensuelles de température de surface de la mer dans le nord de l'océan Pacifique (20°-70° N), aux échelles décennales [NEWMAN *et al.*, 2016]; il ne recouvre pas de mécanisme physique mais seulement statistique. La PDO caractérise ainsi le mode climatique dominant de basse fréquence (période supérieure à 10 ans) dans l'océan Pacifique. Elle se distingue du phénomène *El Niño* sur trois aspects [MANTUA & HARE, 2002] : d'abord les phases de la PDO durent 20 à 30 ans, alors que celles d'*El Niño* ne durent que 2 à 8 ans; ensuite, la PDO se manifeste hors des tropiques (notamment dans le nord du Pacifique) et dans les tropiques, alors que *El Niño* est exclusivement tropical; enfin, la PDO résulte de la combinaison de multiples phénomènes qui, statistiquement, aboutissent à une oscillation par leur combinaison, alors qu'*El Niño* est la manifestation physique d'un

phénomène dont la physique est globalement identifiée [SCHNEIDER & CORNUELLE, 2005].

J'utilise l'indice PDO produit et diffusé par le Centre national pour l'information environnementale de l'Administration nationale américaine de l'océan et de l'atmosphère (*National centre for environmental information, National ocean and atmosphere administration* – NCEI, NOAA)⁵. Cet indice s'appuie sur le champ de température de surface de la mer (*Sea surface temperature* – SST) *Extended Reconstructed Sea Surface Temperature* (ERSST) v5⁶ [BOYIN *et al.*, 2017; HUANG *et al.*, 2017]. L'indice PDO est positif quand l'anomalie de SST est plus fraîche au centre du Pacifique nord et chaude le long de la côte nord-américaine du Pacifique ou quand le champ de pression au niveau de la mer est inférieur à la moyenne sur le Pacifique nord; l'indice PDO est négatif en situation inverse. J'ai appliqué à la série temporelle des moyennes annuelles de l'indice PDO NCEI un filtre passe-bas, avec une période de coupure de 15 ans.

1.4. C. REPRÉSENTATION DU PARAMÈTRE DE RÉTROACTION CLIMATIQUE DANS LES MODÈLES DE CLIMAT

L'espace des valeurs de λ estimées par régression sur des données observationnelles est comparé avec celui des valeurs de λ simulé dans les modèles de climat. Parmi les simulations possibles, j'ai utilisé les expériences `amip-piForcing`, qui présentent deux caractéristiques : d'abord, ces simulations voient leurs températures de surface de l'océan imposées à celles observées de 1871 à 2010, à l'instar des simulations `amip`; mais, à la différence de celles-ci, les forçages radiatifs de ces simulations sont ceux de l'époque pré-industrielle. Par conséquent, les variations temporelles du paramètre de rétroaction radiative λ de ces simulations sont dues à la variabilité interne du climat, et non à la variabilité forcée par les émissions de gaz à effet de serre. L'équation du bilan d'énergie associé à de telles simulations est ainsi $N = \lambda T$. J'utilise à cette occasion sept modèles : CanESM5 [SWART *et al.*, 2019], CESM2 [KAY *et al.*, 2015], HadGEM3-GC31-LL [ROBERTS *et al.*, 2019], IPSL-CM6A-LR [BOUCHER *et al.*, 2018], MIROC6 [TATEBE *et al.*, 2019], MRI-ESM2-0 [YUKIMOTO *et al.*, 2019], CNRM-CM6-1 [VOLDOIRE *et al.*, 2019].

5. Disponible à l'adresse <https://www.ncei.noaa.gov/pub/data/cmb/ersst/v5/index/ersst.v5.pdo.dat>

6. Disponible à l'adresse <https://www1.ncdc.noaa.gov/pub/data/cmb/ersst/v5/netcdf/>

2 Article : *Historical observations of the Earth energy budget show the climate feedback parameter varies with time in response to the Pacific Decadal Oscillation*

Dans les pages qui suivent figure un article soumis à la revue *Nature Communications Earth & Environment* [MEYSSIGNAC *et al.*, [subm.](#)], dont je suis deuxième auteur, qui est en phase de révision à l'heure où ces lignes sont écrites.

Springer Nature 2021 L^AT_EX template

	001
	002
	003
	004
	005
Historical observations of the Earth energy	006
budget show the climate feedback parameter	007
varies with time in response to the Pacific	008
Decadal Oscillation	009
	010
	011
	012
	013
	014
Benot Meyssignac ^{1*} , Jonathan Chenal ^{1,2} , Norman Loeb ³	015
and Robin Guillaume-Castel ^{1†}	016
	017
¹ LEGOS, Université de Toulouse, CNES, CNRS, IRD, UPS,	018
Avenue Édouard Belin, Toulouse, 31400, Haute-Garonne, France.	019
² Direction de la recherche, École nationale des ponts et	020
chaussées, Avenue Blaise Pascal, Champs-sur-Marne, 77455,	021
Marne-la-Valle, France.	022
³ Langley Research Center, NASA, Mail Stop 420, Hampton,	023
23681-2199, VA, USA.	024
	025
	026
	027
*Corresponding author(s). E-mail(s):	028
benoit.meyssignac@legos.obs-mip.fr ;	029
Contributing authors: jonathan.chenal@legos.obs-mip.fr ;	030
norman.g.loeb@nasa.gov ; robin.guillaume-castel@legos.obs-mip.fr ;	031
†	032
	033
	034
Abstract	035
The climate feedback parameter determines the magnitude of the Earth	036
radiative response to a given change in global mean surface tempera-	037
ture. The more negative the climate feedback parameter the larger the	038
radiative response of the Earth for a given change in global mean sur-	039
face temperature and the more stabilising is the feedback of the Earth	040
radiative response. General circulation models (GCM) suggest that the	041
climate feedback parameter varies over time. In particular, it tends to	042
get less negative under increased atmospheric CO ₂ concentration, as cli-	043
mate equilibrium is approached. As a consequence, GCMs simulate an	044
equilibrium climate sensitivity that is 26% higher than inferred from	045
	046

Springer Nature 2021 L^AT_EX template2 *Historical observations of the Earth energy budget etc.*

047 observations of the last decades transient warming (Armour, 2017; Sher-
 048 wood et al, 2020; Chenal et al, 2022). GCMs show that the variability
 049 of the climate feedback parameter is primarily caused by a depen-
 050 dence on the regional distribution of sea surface temperature (known
 051 as the SST "pattern effect"). Despite the important role of this pat-
 052 tern effect, the time variability of the climate feedback parameter and
 053 its relation to the SST pattern has never been evaluated and vali-
 054 dated in multi-decadal observations of the global energy budget so far.
 055 Here, using up-to-date data of radiative forcing, global mean surface
 056 temperature and planetary heat uptake, we evaluate the global energy
 057 budget over successive 25-year windows and derive a time series of
 058 the climate feedback parameter over 1957-2017. We find that the cli-
 059 mate feedback parameter has varied across the second half of the 20th
 060 century with values within the range $[-3.2, -1.0]$ $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$. We
 061 show that these variations are primarily a response to the SST pattern
 062 changes associated with the Pacific Decadal Oscillation (PDO). They
 063 are not captured by GCM simulations forced at the surface boundary
 064 with the 20th century SST, meaning that GCMs underestimate the pat-
 065 tern effect. In the near future, if the PDO shifts to a positive phase, our
 066 results suggest that the current pattern effect might be reversed, lead-
 067 ing to a less negative climate feedback parameter and thus to enhanced
 068 warming for the decades to come. There is some evidence (Loeb et al,
 069 2020, 2021) this may have already begun in the most recent years.

Keywords: Climate feedback parameter, climate sensitivity, pattern effect,
 planetary heat uptake, ocean heat uptake

071
 072
 073 The magnitude of the Earth climate response to increasing atmospheric green-
 074 house gas concentrations is a major source of uncertainty in projections of
 075 future climate, in 2100 and beyond. This is because the climate response
 076 depends on the climate feedback which remains largely uncertain. A funda-
 077 mental metric of the climate response is the equilibrium climate sensitivity
 078 (ECS), that is the equilibrium surface temperature response to a doubling of
 079 atmospheric CO₂ concentrations. The ECS is inversely related to the climate
 080 feedback parameter λ by the global energy budget of the climate system at
 081 equilibrium:
 082

$$083 \quad \text{ECS} = -\frac{F_{2\times}}{\lambda} \quad (1)$$

084
 085 where $F_{2\times}$ is the forcing due to doubling atmospheric CO₂ concentrations.
 086 Because of this inverse relation, the uncertainty in the climate feedback
 087 parameter is increased when propagated in ECS error budgets and it becomes
 088 the dominant source of ECS uncertainty Roe and Armour (2011); Chenal
 089 et al (2022) (and thus of projections under a given scenario).
 090
 091
 092

Springer Nature 2021 L^AT_EX template*Historical observations of the Earth energy budget etc.* 3

The climate feedback parameter is uncertain because it cannot be measured directly. It is instead estimated from a variety of methods ranging from process understanding of individual feedbacks to observational constraints derived from paleo-reconstructions or from the recent record of the global energy budget. Among these methods, the global energy budget approach is arguably the most simple and direct method to estimate the climate feedback parameter. It is a simple method compared to the process understanding approach because it uses only estimates of the radiative forcing ΔF , the surface temperature changes ΔT , and the planetary heat uptake ΔN through the simple global energy balance framework $\Delta N = \Delta F + \lambda \Delta T$. It is a direct method compared to paleo-reconstruction methods as it uses instrumental observations of the current climate system instead of proxy indicators of a past and potentially different climate system. For these reasons there is a priori confidence in the global energy budget approach and it has been widely used in the literature to estimate the historical climate feedback parameter and derive an observational constraint on the uncertainty range of the ECS [Otto et al \(2013\)](#); [Knutti et al \(2017\)](#); [Forster \(2016\)](#).

The major issue with the global energy budget approach is that it provides with estimates of the climate feedback parameter during the historical period which is potentially different from the climate feedback parameter at equilibrium (which is the climate feedback parameter that is involved in the ECS definition, see eq. 1). Indeed, there is theoretical and modelling evidence that the global climate feedback changes with time under increasing CO₂ concentrations. General Circulation Models (GCMs) show that λ tends to get less negative over time as equilibrium is approached. As a consequence, historical simulations of GCMs show climate feedback parameters that are generally more negative (i.e. more stabilising) than the equilibrium climate feedback parameter. This is for two reasons. First because in GCM simulations λ depends on the climate state which means λ depends on the magnitude of the climatological mean in T and F [Gregory et al \(2015\)](#); [Bloch-Johnson et al \(2015, 2020\)](#); [Rugenstein et al \(2019, 2020\)](#); [Sherwood et al \(2020\)](#). Second because λ vary with the pattern of SST [Andrews et al \(2015\)](#); [Armour et al \(2013\)](#); [Gregory et al \(2015\)](#); [Knutti and Rugenstein \(2015\)](#). Over the historical period and under a doubling of the CO₂ atmospheric concentration the climate state changes only by a few degrees such that the climate state dependence of λ is small and the pattern effect explain mostly the decrease in λ when the equilibrium is reached. If this decrease in λ close to equilibrium is confirmed, it means that the estimates of the climate feedback parameter derived from the historical observations of ΔT , ΔF and ΔN , is systematically smaller than the equilibrium climate feedback parameter and needs to be corrected for the pattern effect to provide a constraint on the ECS.

To correct for this bias in energy budget based estimates of the ECS, the classical approach in the literature is to use GCM simulations to quantify the

Springer Nature 2021 L^AT_EX template4 *Historical observations of the Earth energy budget etc.*

139 relationship between the historical λ and the equilibrium λ [Sherwood et al](#)
 140 [\(2020\)](#); [Chenal et al \(2022\)](#); [Armour \(2017\)](#). This is a first step forward but
 141 this is not satisfactory yet as the extent to which GCMs can simulate the
 142 observed pattern in SST and capture the associated time evolution of λ over
 143 decades has never been evaluated. Here we use a recent regression method
 144 [Chenal et al \(2022\)](#) to derive the first observational estimate of the time
 145 variations of λ since 1957 and we compare this estimate with climate model
 146 simulations of $\lambda(t)$.

147

148 Over a given time period, the climate feedback parameter λ is related to
 149 the global mean temperature change ΔT , the radiative forcing change ΔF ,
 150 and the change in planetary heat uptake ΔN , by the global energy budget:

151

$$152 \quad \lambda = \frac{\Delta N - \Delta F}{\Delta T} \quad (2)$$

153

154

155 We use a differential form of the energy budget [Chenal et al \(2022\)](#) and we
 156 regress $\Delta N - \Delta F$ over ΔT for all periods of more than 25 years which start
 157 after 1957. It yields estimates of the time variations of λ over 1957-2017 (see
 158 Methods). We use this approach rather than the classical method [Otto et al](#)
 159 [\(2013\)](#); [Lewis and Curry \(2018\)](#); [Sherwood et al \(2020\)](#) based on the difference
 160 between two historical states (a reference state in 1860 and a present state)
 161 because regressions are a better estimator of λ and they make a full use of
 162 the available data [Gregory et al \(2019\)](#); [Chenal et al \(2022\)](#). In addition, the
 163 regression method relies on recent instrumental data only and there is no
 164 dependence on a reference state that is still largely unknown [Chenal et al](#)
 165 [\(2022\)](#).

166

167 For ΔT , we use the HadCRUT4 ensemble data set of surface temperatures
 168 averaged globally and annually (see Fig. 1 and Methods). For ΔF we use
 169 the IPCC AR5 forcing data [Myhre et al \(2013\)](#), but extended through 2018
 170 [Sherwood et al \(2020\)](#) and updated for a number of forcing components (see
 171 Methods). In particular, the aerosols ERFs and the associated uncertainty has
 172 been updated with the most recent estimate [Bellouin et al \(2020\)](#) from the
 173 literature (see Methods). The planetary heat uptake ΔN has long been the
 174 limiting dataset to estimate λ over past decades. Here we derive an estimate
 175 of N by combining the estimates of the continent, ice and atmosphere heat
 176 uptake from a recent inventory [von Schuckmann et al \(2020\)](#) with an estimate
 177 of the ocean heat uptake (see Fig. 1). The ocean heat uptake largely domi-
 178 nates the planetary heat uptake (more than 90%, e.g. [von Schuckmann et al](#)
 179 [\(2020\)](#)) and it is the largest source of uncertainty [Meyssignac et al \(2019\)](#).
 180 We derive the estimate of the ocean heat uptake primarily from ocean in-situ
 181 temperature analysis. We account for the uncertainty due to the interpolation
 182 of sparse in-situ data before the 1970s and due to instrumental corrections
 183 by using 7 different products. All in-situ temperature analysis are based on
 184 the same in-situ data and thus can show some systematic uncertainty. To

Springer Nature 2021 L^AT_EX template*Historical observations of the Earth energy budget etc.* 5

account for the systematic uncertainty we use an independent estimate of the ocean heat uptake computed from the thermal expansion of the ocean which were derived from a recent reconstruction of the 20th century sea level budget [Frederikse et al \(2020\)](#) (see Methods).

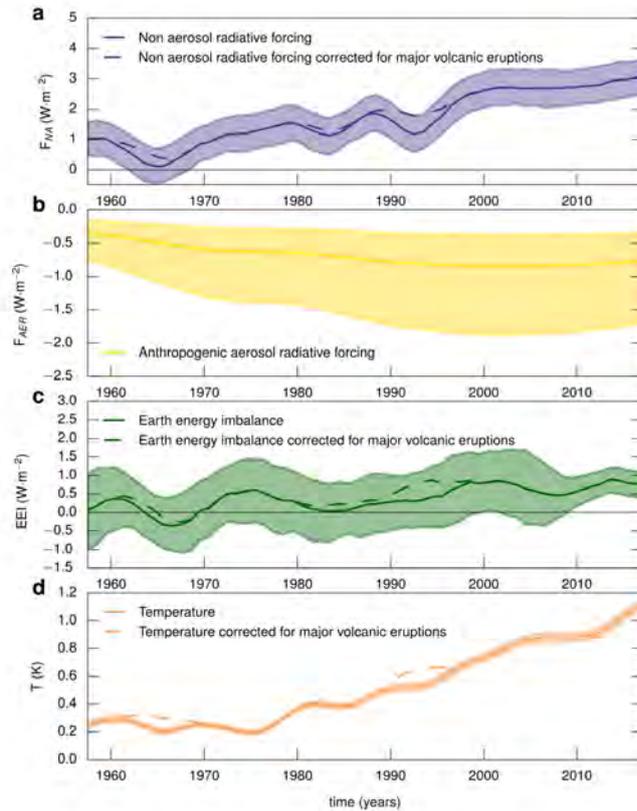


Fig. 1 Time series of radiative forcing without anthropogenic aerosols (a), anthropogenic aerosol radiative forcing (b), planetary heat uptake (c), global mean surface temperature (d). All time series are low-pass filtered with a cutoff period at 10 years (see Methods). Confidence interval is 17%-83%. Dash lines indicate the time series corrected for major volcanic eruptions.

Regressing $\Delta N - \Delta F$ against ΔT over successive 25-year windows included within 1957-2017, yields a time series for λ (see Fig. 2a and Fig. 3a). This time series confirms that λ has changed with time. Across the second half of the 20th century λ has varied with values within the range $[-3.2, -1.0]$ $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$ (see Fig. 2a and Fig. 3a). In particular, λ shows a rapid increase

185
186
187
188
189
190
191
192
193
194
195
196
197
198
199
200
201
202
203
204
205
206
207
208
209
210
211
212
213
214
215
216
217
218
219
220
221
222
223
224
225
226
227
228
229
230

Springer Nature 2021 L^AT_EX template6 *Historical observations of the Earth energy budget etc.*

231 of $+2 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$ in the 1970s (meaning the feedback became less stabilis-
232 ing) followed by a continuous decrease since 1980 which accelerates between
233 1998 and 2005. These variations are certainly caused by the pattern effect
234 as the climate state has little changed since 1957. In particular, the sharp
235 time variations in λ in the 1970s and in the late 1990s could be explained by
236 the pattern effect induced by large volcanic eruptions. Indeed, stratospheric
237 sulfate aerosol forcing from large volcanic eruptions tends to produce a large
238 radiative response in the few years following the eruption with relative little
239 temperature change compared to other forcings [Gregory et al \(2019\)](#). For
240 25-yr windows that include the large volcanic eruptions of Pinatubo (1991),
241 Mt Agung (1963) and El Chichon (1982), this should result in a significant
242 change of λ . However, after correcting for volcanic eruptions (see dashed lines
243 on Fig. 1 and Methods) and rerunning the regressions we find that the rapid
244 increase of $+2 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$ in the 1970s has been reduced in amplitude by
245 only 40% while the continuous decrease since 1980 which accelerates after year
246 2000 has remained unchanged (see Fig. 2b and 3b). It means that another
247 process is responsible for the pattern effect over the last decades.

248
249

250 The drop in λ in the early 2000s (see bottom right angle of the triangle on
251 Fig. 2b) occurs during the global warming "pause" also called the "hiatus"
252 period. In our record, which is filtered with a 10-year pass filter (see methods),
253 the hiatus period is visible from 2003 to 2012 (see Fig. 1). Over this period,
254 surface temperature slowed while the ocean heat uptake slightly increased
255 and the forcing kept increasing at about the same pace (see Fig. 1). The
256 sudden change in the rate of the global mean surface temperature rise caused
257 a drop in λ . There has been debate on the intensity of the slowdown in global
258 mean surface temperature in the literature, some sea surface datasets showing
259 faster decrease in sea surface temperature (SST) in the 2000s than others
260 [Karl et al \(2015\)](#). We tested the regression with another global mean surface
261 dataset which is based on a different SST (see Methods). It reduced slightly
262 the observed drop in λ (see supplementary Fig. S1) but did not remove it
263 meaning this recent drop in λ is robust in observations.

264

265 The Clouds and the Earths Radiant Energy System (CERES ([Loeb et al,](#)
266 [2018a](#))) provides with the spectral breakdown of the TOA radiation budget
267 between the hiatus period (2003-2012) and the post hiatus period (after 2012).
268 CERES measurement shows that global mean outgoing shortwave remained
269 relatively weak until the end of the hiatus and then sharply decreased because
270 of a decrease in tropical Pacific low cloud cover whose regional distribution
271 closely matched that of SST warming [Loeb et al \(2018b\)](#); [Chao et al \(2022\)](#).
272 The SST warming showed a pattern typical of the positive phase of the Pacific
273 decadal oscillation (PDO) over the eastern Pacific. These observations are con-
274 sistent with recent model studies which suggest that recent time variations in
275 λ are due to large variations in the global mean cloud feedback in response to
276

Springer Nature 2021 L^AT_EX template*Historical observations of the Earth energy budget etc.* 7

changes in the Pacific SST pattern associated with the PDO [Zhou et al \(2016, 2017\)](#); [Andrews and Webb \(2018\)](#); [Ceppi and Gregory \(2017\)](#); [Fueglistaler \(2019\)](#); [Dessler \(2020\)](#). Specifically, the physical mechanism proposed by these studies is that a positive (resp. negative) shift in the PDO induces a cooling (resp. warming) in the western tropical pacific and a warming (resp. cooling) in the eastern tropical Pacific which weakens (resp. strengthens) the low-level atmospheric stability in the eastern part of the tropical Pacific. The decreased (resp. increased) stability leads to reduced (resp. increased) low-level cloud cover in this region which in turn reduces (resp. amplifies) global reflection of solar radiation at TOA meaning a strengthening (resp. weakening) of the global mean cloud feedback.

This study provides a longer record of EEI than CERES which enables to explore the time variations of λ before the 2000s. We find that the drop in λ during the hiatus period is not exceptional. λ was around $-2 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$ also in the early 1970s and experienced a sharp increase in the mid 1970s followed by a continuous decrease since then. These multidecadal variations in λ are synchronous with the Pacific decadal oscillation which also shows a shift in the 1970s and a decrease afterwards (see Fig. 3b). The smoothing of the data prevent from identifying any significant lag between the PDO and the time variations of λ . We can not determine either which leads the other. But the synchronicity between both time series shows that the pattern effect is closely related to the PDO not only during the hiatus period (as shown by CERES) but also at multidecadal time scales. This line of evidence combined with previous evidence from climate model studies that the PDO modulates the global mean cloud feedback [Zhou et al \(2016, 2017\)](#); [Andrews and Webb \(2018\)](#); [Ceppi and Gregory \(2017\)](#); [Fueglistaler \(2019\)](#); [Dessler \(2020\)](#) suggest that at multidecadal time scales the primary driver for the pattern effect is actually the PDO.

This result has important consequences for the near future. If confirmed, it means that when the PDO switches to a positive phase, the SST pattern should switch as well and the negative feedback due to current pattern may stop, leading to rapid enhanced warming in the decades to come. There is some observational evidence [Loeb et al \(2020, 2021\)](#) this may have already begun in the most recent years.

For the long term future, an important question is the extent to which climate model simulations can reproduce the time variations in λ and its synchronicity with the PDO. This validation over the past is a necessary step to get confidence in the capacity of climate models to simulate the forced pattern effect under increasing atmospheric CO₂ concentration and simulate the real world ECS. We compared our estimate of $\lambda(t)$ with estimates derived from Atmospheric General Circulation Model (AGCM) simulations forced at the surface by observed historical SST (AMIP-piforcing simulations). These

Springer Nature 2021 L^AT_EX template8 *Historical observations of the Earth energy budget etc.*

323 simulations allow to evaluate in climate models the radiative response of the
324 climate system to the observed SST pattern (see methods). We find that, on
325 long time scales (> 40 years), AGCMs estimates of $\lambda(t)$ and its small varia-
326 tions are consistent with observations (see Fig. 3c). However at shorter time
327 scales, AGCMs fail to reproduce the large variations in $\lambda(t)$ associated with
328 the PDO (see Fig. 2a). The reason for this deficiency is not clear. It could be
329 because AGCMs show too little sensitivity of tropical lowclouds to Eastern
330 Pacific SST changes, leading to a too weak pattern effect [Loeb et al \(2020\)](#). If
331 such a systematic bias across AGCMs is confirmed, it means that the forced
332 pattern in climate model simulations, which shows a positive low cloud feed-
333 back in response to the late Eastern Pacific SST warming, is underestimated.
334 This would mean that climate models systematically underestimate the real
335 world ECS. This is an important question which calls for further research.

336

337

338

339

340

341

342

343

344

345

346

347

348

349

350

351

352

353

354

355

356

357

358

359

360

361

362

363

364

365

366

367

368

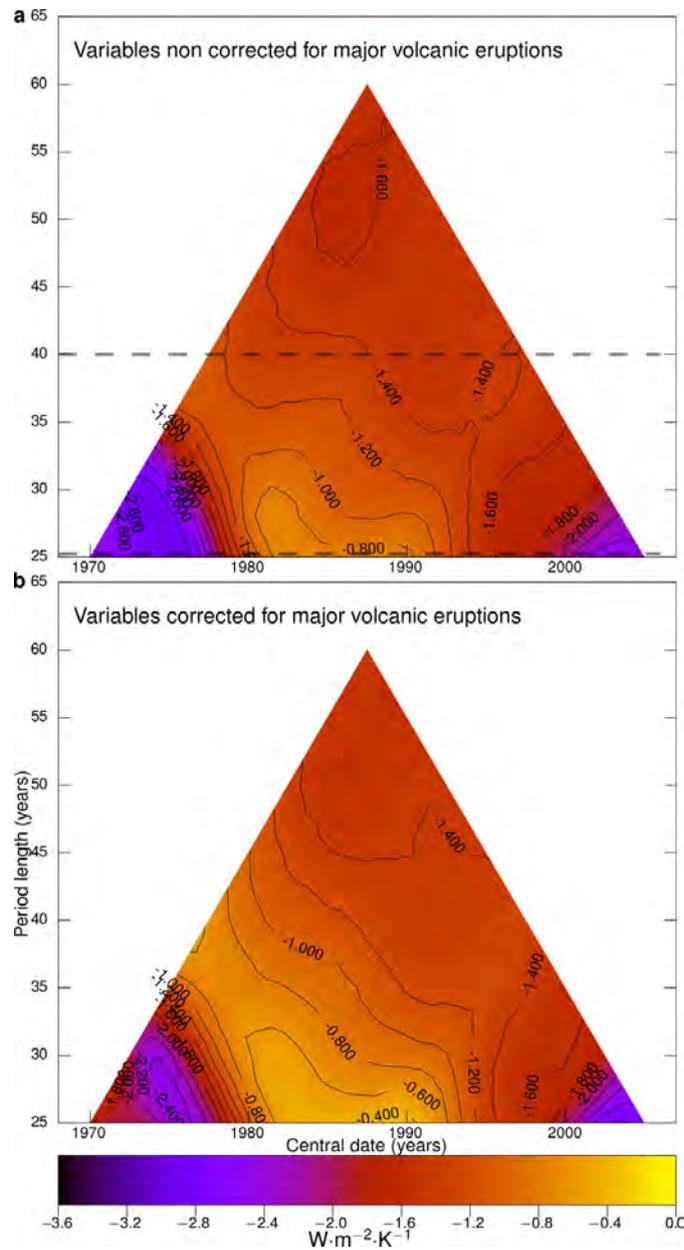
Springer Nature 2021 L^AT_EX template*Historical observations of the Earth energy budget etc.* 9

Fig. 2 Climate feedback parameter λ estimated over all windows of more than 25 years within 1957-2017. The vertical axis indicates the length of the window in years. The horizontal axis indicates the central date of the window in years. **a** Estimates of λ not corrected for the effect of major volcanic eruptions ; **b** Estimates of λ corrected for the effect of major volcanic eruptions. Horizontal dashed lines indicate the sections that are plotted on Fig. 3.

369
370
371
372
373
374
375
376
377
378
379
380
381
382
383
384
385
386
387
388
389
390
391
392
393
394
395
396
397
398
399
400
401
402
403
404
405
406
407
408
409
410
411
412
413
414

10 *Historical observations of the Earth energy budget etc.*

415
416
417
418
419
420
421
422
423
424
425
426
427
428
429
430
431
432
433
434
435
436
437
438
439
440
441
442
443
444
445
446
447
448
449
450
451
452
453
454
455
456
457
458
459
460

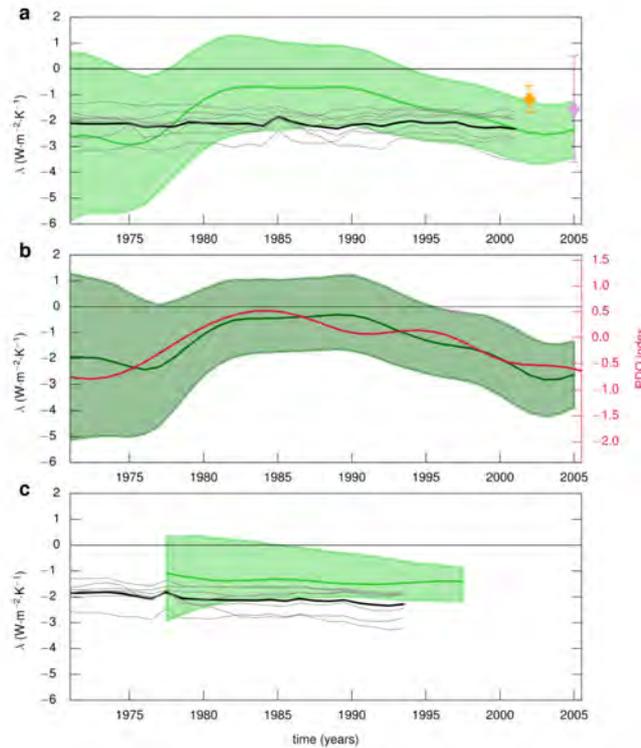


Fig. 3 Time series of the climate feedback parameter λ computed over windows of length 25 years (a and b) and over windows of length 40 years (c). These time series correspond to the horizontal sections indicated on the triangle of Fig. 2 (see the grey dashed lines on Fig. 2). **a** 25-yr time series of λ (green curve) and 17%-83% confidence level (green shaded area). The grey lines indicate the 25-yr time series of λ derived from the AMIP-piforcing simulations. The yellow dot indicates the estimate of λ derived with the planetary heat uptake record of the DEEP-C project (Allan et al, 2014). The magenta dot indicates the estimate of λ derived with the planetary heat uptake record of the CCI sea level budget project (Horwath et al, 2022) (see Methods). **b** 25-yr time series of λ (green curve) corrected for volcanic eruptions and 17%-83% confidence level (green shaded area). The red curve is NOAA ERSST v5 Pacific decadal oscillation index, low-pass filtered with a cutoff period of 10 years. **c** 40-yr time series of λ (green curve) and 17%-83% confidence level (green shaded area) computed as a section of Fig. 2 triangle. The grey curves indicate the 40-yr time series of λ derived from the AMIP-Piforcing simulations.

Springer Nature 2021 L^AT_EX template*Historical observations of the Earth energy budget etc.* 11

References	461
Allan RP, Liu C, Loeb NG, et al (2014) Changes in global net radiative imbalance 1985–2012. <i>Geophysical research letters</i> 41(15):5588–5597	462 463 464
Andrews T, Webb MJ (2018) The dependence of global cloud and lapse rate feedbacks on the spatial structure of tropical pacific warming. <i>Journal of climate</i> 31(2):641–654	465 466 467 468
Andrews T, Gregory JM, Webb MJ (2015) The dependence of radiative forcing and feedback on evolving patterns of surface temperature change in climate models. <i>Journal of Climate</i> 28(4):1630–1648	469 470 471 472
Armour KC (2017) Energy budget constraints on climate sensitivity in light of inconstant climate feedbacks. <i>Nature Climate Change</i> 7(5):331–335	473 474 475
Armour KC, Bitz CM, Roe GH (2013) Time-varying climate sensitivity from regional feedbacks. <i>Journal of Climate</i> 26(13):4518–4534. https://doi.org/10.1175/JCLI-D-12-00544.1 , URL https://doi.org/10.1175/JCLI-D-12-00544.1 , https://arxiv.org/abs/https://doi.org/10.1175/JCLI-D-12-00544.1	476 477 478 479 480
Bagnell A, DeVries T (2021) 20th century cooling of the deep ocean contributed to delayed acceleration of earths energy imbalance. <i>Nature Communications</i> 12(1):1–10	481 482 483 484
Bellouin N, Quaas J, Gryspeerdt E, et al (2020) Bounding global aerosol radiative forcing of climate change. <i>Reviews of geophysics</i> 58(1):e2019RG000,660	485 486 487
Bloch-Johnson J, Pierrehumbert RT, Abbot DS (2015) Feedback temperature dependence determines the risk of high warming. <i>Geophysical Research Letters</i> 42(12):4973–4980. https://doi.org/10.1002/2015GL064240 , URL https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/2015GL064240 , https://arxiv.org/abs/https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1002/2015GL064240	488 489 490 491 492 493 494
Bloch-Johnson J, Rugenstein M, Stolpe MB, et al (2020) Climate sensitivity increases under higher CO ₂ levels due to feedback temperature dependence. <i>Geophysical Research Letters</i> p e2020GL089074	495 496 497 498
Boucher O, Denvil S, Caubel A, et al (2018) <i>IPSL IPSL-CM6A-LR</i> model output prepared for <i>CMIP6 CMIP</i> . https://doi.org/10.22033/ESGF/CMIP6.1534 , URL https://doi.org/10.22033/ESGF/CMIP6.1534	499 500 501 502
Ceppi P, Gregory J (2017) Relationship of tropospheric stability to climate sensitivity and earth’s observed radiation budget. <i>Proceedings of the national academy of sciences</i> 114(50):13,126–13,131	503 504 505 506

Springer Nature 2021 L^AT_EX template12 *Historical observations of the Earth energy budget etc.*

- 507 Chao LW, Muller JC, Dessler AE (2022) Impacts of the unforced pattern effect
508 on the cloud feedback in CERES observations and climate models. *Geophysical*
509 *Research Letters* p e2021GL096299
510
- 511 Chenal J, Meyssignac B, Ribes A, et al (2022) Observational constraint on
512 the climate sensitivity to atmospheric CO₂ concentrations derived from the
513 1971-2017 global energy budget. *Journal of Climate* TBD(TBD):TBD–TBD.
514 <https://doi.org/10.1175/JCLI-D-21-0565.1>
515
- 516 Cheng L, Trenberth KE, Fasullo J, et al (2017) Improved estimates of ocean
517 heat content from 1960 to 2015. *Science advances* 3(3):e1601,545
518
- 519 Cowtan K, Way RG (2014) Coverage bias in the *HadCRUT4* temperature
520 series and its impact on recent temperature trends. *Quarterly Journal of the*
521 *Royal Meteorological Society* 140(683):1935–1944
522
- 523 Desbruyères D, McDonagh EL, King BA, et al (2017) Global and full-depth
524 ocean temperature trends during the early twenty-first century from Argo
525 and repeat hydrography. *Journal of Climate* 30(6):1985–1997
526
- 527 Dessler A (2020) Potential problems measuring climate sensitivity from the
528 historical record. *Journal of Climate* 33(6):2237–2248
529
- 530 Etminan M, Myhre G, Highwood E, et al (2016) Radiative forcing of carbon
531 dioxide, methane, and nitrous oxide: A significant revision of the methane
532 radiative forcing. *Geophysical Research Letters* 43(24):12–614
533
- 534 Forster PM (2016) Inference of climate sensitivity from analysis of
535 earth's energy budget. *Annual Review of Earth and Planetary Sci-*
536 *ences* 44(1):85–106. <https://doi.org/10.1146/annurev-earth-060614-105156>,
537 URL <https://doi.org/10.1146/annurev-earth-060614-105156>, <https://arxiv.org/abs/https://doi.org/10.1146/annurev-earth-060614-105156>
538
- 539 Frederikse T, Landerer F, Caron L, et al (2020) The causes of sea-level rise
540 since 1900. *Nature* 584(7821):393–397
541
- 542 Fueglistaler S (2019) Observational evidence for two modes of coupling between
543 sea surface temperatures, tropospheric temperature profile, and short-
544 wave cloud radiative effect in the tropics. *Geophysical Research Letters*
545 46(16):9890–9898
546
- 547 Gates WL, Boyle JS, Covey C, et al (1999) An overview of the results of
548 the atmospheric model intercomparison project (AMIP I). *Bulletin of the*
549 *American Meteorological Society* 80(1):29–56
550
- 551 Good SA, Martin MJ, Rayner NA (2013) EN4: Quality controlled ocean
552 temperature and salinity profiles and monthly objective analyses with

Springer Nature 2021 L^AT_EX template*Historical observations of the Earth energy budget etc.* 13

uncertainty estimates 118(12):6704–6716	553
	554
Gouretski V, Koltermann KP (2007) How much is the ocean really warming? <i>Geophysical Research Letters</i> 34(1). https://doi.org/https://doi.org/10.1029/2006GL027834	555
	556
	557
Gregory J, Andrews T, Ceppi P (2019) How accurately can the climate sensitivity to <i>CO2</i> be estimated from historical climate change? <i>Climate dynamics</i> 54:129157. https://doi.org/10.1007/s00382-019-04991-y , URL https://link.springer.com/article/10.1007/s00382-019-04991-y	558
	559
	560
	561
	562
Gregory JM, Andrews T (2016) Variation in climate sensitivity and feedback parameters during the historical period. <i>Geophysical Research Letters</i> 43(8):3911–3920	563
	564
	565
	566
Gregory JM, Andrews T, Good P (2015) The inconstancy of the transient climate response parameter under increasing <i>co2</i> . <i>Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences</i> 373(2054):20140,417	567
	568
	569
	570
	571
Haugstad A, Armour K, Battisti D, et al (2017) Relative roles of surface temperature and climate forcing patterns in the inconstancy of radiative feedbacks. <i>Geophysical Research Letters</i> 44(14):7455–7463	572
	573
	574
	575
Horwath M, Gutknecht BD, Cazenave A, et al (2022) Global sea-level budget and ocean-mass budget, with a focus on advanced data products and uncertainty characterisation. <i>Earth System Science Data</i> 14(2):411–447. https://doi.org/10.5194/essd-14-411-2022 , URL https://essd.copernicus.org/articles/14/411/2022/	576
	577
	578
	579
	580
	581
Huang B, Thorne PW, Banzon VF, et al (2017) Extended reconstructed sea surface temperature, version 5 (ersstv5): upgrades, validations, and intercomparisons. <i>Journal of Climate</i> 30(20):8179–8205	582
	583
	584
	585
Hurrell JW, Hack JJ, Shea D, et al (2008) A new sea surface temperature and sea ice boundary dataset for the community atmosphere model. <i>Journal of Climate</i> 21(19):5145–5153	586
	587
	588
	589
Ishii M, Fukuda Y, Hirahara S, et al (2017) Accuracy of global upper ocean heat content estimation expected from present observational data sets. <i>Scientific Online Letters on the Atmosphere</i> 13:163–167	590
	591
	592
Karl TR, Arguez A, Huang B, et al (2015) Possible artifacts of data biases in the recent global surface warming hiatus. <i>Science</i> 348(6242):1469–1472	593
	594
	595
Kay JE, Deser C, Phillips A, et al (2015) The community earth system model (cesm) large ensemble project: A community resource for studying	596
	597
	598

Springer Nature 2021 L^AT_EX template14 *Historical observations of the Earth energy budget etc.*

- 599 climate change in the presence of internal climate variability. Bulletin of the
600 American Meteorological Society 96(8):1333–1349
601
- 602 Knutti R, Rugenstein MAA (2015) Feedbacks, climate sensitivity
603 and the limits of linear models. Philosophical Transactions of the
604 Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences
605 373(2054):20150,146. <https://doi.org/10.1098/rsta.2015.0146>, URL
606 <https://royalsocietypublishing.org/doi/abs/10.1098/rsta.2015.0146>,
607 <https://arxiv.org/abs/https://royalsocietypublishing.org/doi/pdf/10.1098/rsta.2015.0146>
608
- 609 Knutti R, Rugenstein MA, Hegerl GC (2017) Beyond equilibrium climate
610 sensitivity. Nature Geoscience 10(10):727
611
- 612 Lenssen NJ, Schmidt GA, Hansen JE, et al (2019) Improvements in the gis-
613 temp uncertainty model. Journal of Geophysical Research: Atmospheres
614 124(12):6307–6326
615
- 616 Levitus S, Antonov JI, Boyer TP, et al (2009) Global ocean heat content
617 1955-2008 in light of recently revealed instrumentation problems. Geo-
618 physical Research Letters 36(7). <https://doi.org/https://doi.org/10.1029/2008GL037155>
619
- 620
- 621 Levitus S, Antonov JI, Boyer TP, et al (2012) World ocean heat content and
622 thermosteric sea level change (0–2000 m), 1955–2010. Geophysical Research
623 Letters 39(10)
624
- 625 Lewis N, Curry JA (2018) The impact of recent forcing and ocean heat uptake
626 data on estimates of climate sensitivity. Journal of climate 31(15):6051–6071
627
- 628 Loeb NG, Doelling DR, Wang H, et al (2018a) Clouds and the earths
629 radiant energy system (*CERES*) energy balanced and filled (*EBAF*)
630 top-of-atmosphere (*TOA*) edition-4.0 data product. Journal of climate
631 31(2):895–918
632
- 633 Loeb NG, Thorsen TJ, Norris JR, et al (2018b) Changes in Earths Energy
634 Budget during and after the Pause in Global Warming: An Observa-
635 tional Perspective. Climate 6(3):62. <https://doi.org/10.3390/cli6030062>,
636 URL <https://www.mdpi.com/2225-1154/6/3/62>, number: 3 Publisher: Mul-
637 tidisciplinary Digital Publishing Institute
- 638
- 639 Loeb NG, Wang H, Allan RP, et al (2020) New generation of climate models
640 track recent unprecedented changes in Earth’s radiation budget observed by
641 *CERES*. Geophysical Research Letters 47(5):e2019GL086,705. <https://doi.org/https://doi.org/10.1029/2019GL086705>
642
643
644

Springer Nature 2021 L^AT_EX template*Historical observations of the Earth energy budget etc.* 15

Loeb NG, Johnson GC, Thorsen TJ, et al (2021) Satellite and ocean data reveal marked increase in earths heating rate. <i>Geophysical Research Letters</i> 48(13):e2021GL093,047	645 646 647 648
Marti F, Blazquez A, Meyssignac B, et al (2022) Monitoring the ocean heat content change and the earth energy imbalance from space altimetry and space gravimetry. <i>Earth System Science Data</i> 14(1):229–249	649 650 651 652
Melet A, Meyssignac B (2015) Explaining the spread in global mean thermosteric sea level rise in <i>cmip5</i> climate models. <i>Journal of climate</i> 28:9918–9940. https://doi.org/doi:10.1175/JCLI-D-15-0200.1	653 654 655 656
Meyssignac B, Boyer T, Zhao Z, et al (2019) Measuring global ocean heat content to estimate the earth energy imbalance. <i>Frontiers in Marine Science</i> 6:432. https://doi.org/10.3389/fmars.2019.00432 , URL https://www.frontiersin.org/article/10.3389/fmars.2019.00432	657 658 659 660
Myhre G, Shindell D, Bréon F, et al (2013) Anthropogenic and natural radiative forcing. In: Stocker T, Qin D, Plattner GK, et al (eds) <i>Climate Change 2013: The Physical Science Basis. Contribution of Working Group I to the Fifth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change</i> . Cambridge University Press, Cambridge, United Kingdom and New York, NY, USA	661 662 663 664 665 666 667
Myhre G, Aas W, Cherian R, et al (2017) Multi-model simulations of aerosol and ozone radiative forcing due to anthropogenic emission changes during the period 1990–2015. <i>Atmospheric Chemistry and Physics</i> 17(4):2709–2720. https://doi.org/10.5194/acp-17-2709-2017	668 669 670 671 672
Otto A, Otto FEL, Boucher O, et al (2013) Energy budget constraints on climate response. <i>Nature geoscience</i> 6:415–416. URL https://doi-org.insu.bib.cnrs.fr/10.1038/ngeo1836	673 674 675 676
Pincus R, Forster PM, Stevens B (2016) The radiative forcing model intercomparison project (<i>RFMIP</i>): Experimental protocol for <i>CMIP6</i> . <i>Geoscientific Model Development (Online)</i> 9(9). https://doi.org/10.5194/gmd-9-3447-2016	677 678 679 680
Prandi P, Ablain M, Cazenave A, et al (2012) A new estimation of mean sea level in the arctic ocean from satellite altimetry. <i>Marine Geodesy</i> 35(sup1):61–81	681 682 683 684
Purkey SG, Johnson GC (2010) Warming of global abyssal and deep southern ocean waters between the 1990s and 2000s: Contributions to global heat and sea level rise budgets. <i>Journal of climate</i> 23(23):6336–6351	685 686 687 688 689 690

Springer Nature 2021 L^AT_EX template16 *Historical observations of the Earth energy budget etc.*

- 691 Richardson M, Cowtan K, Hawkins E, et al (2016) Reconciled climate response
692 estimates from climate models and the energy budget of earth. *Nature*
693 *Climate Change* 6(10):931–935
694
- 695 Roberts MJ, Baker A, Blockley EW, et al (2019) Description of the resolution
696 hierarchy of the global coupled hadgem3-gc3. 1 model as used in cmip6 high-
697 resmip experiments. *Geoscientific Model Development* 12(12):4999–5028
698
- 699 Roe G, Armour K (2011) How sensitive is climate sensitivity? *Geophysical*
700 *Research Letters* 38(14)
701
- 702 Rugenstein M, Bloch-Johnson J, Abe-Ouchi A, et al (2019) *LongRunMIP*:
703 Motivation and design for a large collection of millennial-length *AOGCM*
704 simulations. *Bulletin of the American Meteorological Society* 100(12):2551–
705 2570
706
- 707 Rugenstein M, Bloch-Johnson J, Gregory J, et al (2020) Equilibrium cli-
708 mate sensitivity estimated by equilibrating climate models. *Geophysical*
709 *Research Letters* 47(4):e2019GL083,898. [https://doi.org/https://doi.org/
710 10.1029/2019GL083898](https://doi.org/https://doi.org/10.1029/2019GL083898)
- 711 von Schuckmann K, Cheng L, Palmer MD, et al (2020) Heat stored in the
712 Earth system : where does the energy go ? *Earth System Science Data*
713 12:2013–2041
714
- 715 Sherwood S, Webb MJ, Annan JD, et al (2020) An assessment of earth’s
716 climate sensitivity using multiple lines of evidence. *Reviews of geophysics*
717 58:e2019RG000,678. <https://doi.org/10.1029/2019RG000678>
718
- 719 Silvers LG, Paynter D, Zhao M (2018) The diversity of cloud responses to
720 twentieth century sea surface temperatures. *Geophysical Research Letters*
721 45(1):391–400
722
- 723 Swart NC, Cole JN, Kharin VV, et al (2019) The canadian earth system model
724 version 5 (*CanESM5. 0.3*). *Geoscientific model development* 12(11):4823–
725 4873
726
- 727 Tatebe H, Ogura T, Nitta T, et al (2019) Description and basic evalua-
728 tion of simulated mean state, internal variability, and climate sensitivity in
729 *MIROC6*. *Geoscientific model development* 12(7):2727–2765
730
- 731 Taylor KE, Williamson D, Zwiers F (2000) The sea surface temperature and
732 sea-ice concentration boundary conditions for AMIP II simulations. Program
733 for Climate Model Diagnosis and Intercomparison, Lawrence Livermore
734
- 735 Voldoire A, Saint-Martin D, Sénési S, et al (2019) Evaluation of cmip6 deck
736 experiments with cnrm-cm6-1. *Journal of Advances in Modeling Earth*

Springer Nature 2021 L^AT_EX template*Historical observations of the Earth energy budget etc.* 17

Systems 11(7):2177–2213	737
	738
Yukimoto S, Kawai H, Koshiro T, et al (2019) The meteorological research institute earth system model version 2.0, mri-esm2. 0: Description and basic evaluation of the physical component. Journal of the Meteorological Society of Japan Ser II	739
	740
	741
	742
	743
Zhou C, Zelinka MD, Klein SA (2016) Impact of decadal cloud variations on the earth’s energy budget. Nature Geosciences 9(12):871–874	744
	745
	746
Zhou C, Zelinka MD, Klein SA (2017) Analyzing the dependence of global cloud feedback on the spatial pattern of sea surface temperature change with a green’s function approach. Journal of Advances in Modeling Earth Systems 9(5):2174–2189	747
	748
	749
	750
	751
Methods	752
	753
Estimating changes in radiative forcing, global mean surface temperature and planetary heat uptake	754
	755
Radiative forcing	756
	757
Following Chenal et al (2022) , radiative forcing time series spanning from 1750 to 2018 are taken from Sherwood et al (2020) (https://zenodo.org/record/3945276). They are an update of the IPCC AR5 Myhre et al (2013) radiative forcing time series for some forcing agents including ozone, CO ₂ , N ₂ O and CH ₄ . Compared to Myhre et al (2013) , the forcing from ozone has been updated following Myhre et al (2017) and the forcing from CO ₂ , N ₂ O and CH ₄ has been computed using concentrations and formulae to convert mixing ratios to forcing from Etminan et al (2016) . Total non-aerosol radiative forcing is noted FNA. The aerosols radiative forcing (FAER) has also been updated with the unconstrained estimate from Bellouin et al (2020) (although Bellouin et al (2020) considered their constrained estimate of aerosols radiative forcing more accurate, we cannot use it here because it is derived with an energy budget constraint and thus it would lead to circular reasoning). For all radiative forcing except the aerosol forcing, the uncertainty in forcing is estimated using the radiative forcing uncertainties in 2011, from Myhre et al (2013) . In 2011, we assume the uncertainties are gaussian distributed and we derive the gaussian standard deviation from Myhre et al (2013) table 8.6. For all other years, we also assume the uncertainty is gaussian distributed with a standard deviation that is equal to the standard deviation of the 2011 distribution. For the uncertainty in the aerosol radiative forcing, we use the uncertainty distribution of aerosols forcing from Bellouin et al (2020) between 2005–2015 and 1850 and we adjust a log-normal distribution to take its asymmetry into account. For the uncertainty in aerosol forcing at any epoch, we use the above mentioned log-normal distribution, we normalize it by its median and then we scale it	758
	759
	760
	761
	762
	763
	764
	765
	766
	767
	768
	769
	770
	771
	772
	773
	774
	775
	776
	777
	778
	779
	780
	781
	782

18 *Historical observations of the Earth energy budget etc.*

783 with the aerosol forcing of the epoch. This is the same approach as in [Chenal](#)
784 [et al \(2022\)](#).

785 **Global mean surface temperature**

787 Global mean surface temperature (GSAT) time series are taken from
788 [Cowtan and Way \(2014\)](#) v2 ([https://www-users.york.ac.uk/~kdc3/papers/](https://www-users.york.ac.uk/~kdc3/papers/coverage2013/series.html)
789 [coverage2013/series.html](https://www-users.york.ac.uk/~kdc3/papers/coverage2013/series.html)), spanning from 1850 to present. Following the rec-
790 ommendation of [Richardson et al \(2016\)](#), a scale factor of 1.09 is applied to this
791 dataset to correct for the bias induced by the sea surface temperature present
792 in the dataset that has been retrieved by satellite. Since we use ordinary least
793 squares method with GSAT as predictor, no uncertainty on GSAT can be con-
794 sidered in the regression. However, we conduct a sensitivity study (see below)
795 to check the sensitivity of our λ estimates with respect to the GSAT product.
796 In this sensitivity study we use the GISS GSAT time series taken from [Lensen](#)
797 [et al \(2019\)](#) and the ERSSTv5 dataset taken from [Huang et al \(2017\)](#).

799 **Planetary heat uptake**

800 We estimate the total planetary heat uptake by making an inventory of the
801 heat stored in the climate system. We account for the heat stored in the
802 cryosphere, in land, in the atmosphere and in the ocean. We use the most
803 recent estimate of the heat stored in the cryosphere, the atmosphere and
804 land from [von Schuckmann et al \(2020\)](#). The heat stored in the cryosphere,
805 land and atmosphere represents only 7% of the total planetary heat uptake
806 while The ocean heat uptake (OHU) represents the remaining 93%. Thus,
807 the Ocean Heat Uptake (OHU) places a strong constraint on the planetary
808 heat uptake. For this reason, in this study, we we pay a special attention in
809 the estimate of the OHU and the associated uncertainty (see below). Follow-
810 ing [Melet and Meyssignac \(2015\)](#) and [Chenal et al \(2022\)](#), observations of
811 OHU are primarily derived from the in situ record of the ocean subsurface
812 temperatures using the TEOS-10 equations of sea water (see [Melet and](#)
813 [Meyssignac \(2015\)](#); [Chenal et al \(2022\)](#)). For the regression method we need
814 time series of N as long as possible to make full use of available information.
815 The longest global and continuous ocean temperature datasets are provided
816 by four research groups [Good et al \(2013\)](#); [Ishii et al \(2017\)](#); [Levitus et al](#)
817 [\(2012\)](#); [Cheng et al \(2017\)](#). They are objective mapping of the ocean tem-
818 perature over 1955-2017 either with a statistical interpolation of the World
819 Ocean Atlas (WOA) in-situ data [Good et al \(2013\)](#); [Ishii et al \(2017\)](#); [Levitus](#)
820 [et al \(2012\)](#) or with a combination of statistical interpolation of WOA in-situ
821 data and climate model information [Cheng et al \(2017\)](#). The four products
822 are based on the same database of in-situ data but they show differences
823 because they use different in-filling strategy for data gaps, different correc-
824 tions for instrumental biases and different climatologies. To account for these
825 differences we use an ensemble of five datasets. This ensemble comprises the
826 NOAA dataset [Levitus et al \(2012\)](#) the MRI-JMA dataset [Ishii et al \(2017\)](#)
827 plus two versions of the EN4 dataset [Good et al \(2013\)](#) (UK Met Offices

Springer Nature 2021 L^AT_EX template*Historical observations of the Earth energy budget etc.* 19

ENACT/ENSEMBLES version 4) and the IAP dataset (Institute of Atmospheric Physics) (each version using a different correction of the instrumental biases based on [Gouretski and Koltermann \(2007\)](#) and [Levitus et al \(2009\)](#)). We take as best estimate of OHU the average of the ensemble (named hereafter "objective mapping solution") because averaging allows to reduce the effect of particular errors of individual datasets and emphasizes the common variability among datasets. The uncertainty in the objective mapping solution is characterized with the spread of the ensemble. An issue with in-situ data is that the coverage is not global and get sparser as we go back in time. The deep ocean below 2000 m remains poorly observed. The main source of observations come from repeated hydrographic campaigns by scientific research vessels. In addition, before the ARGO era, the data collection relies primarily on ships of opportunity, leaving areas outside of major trade routes with few direct observations. The objective mapping approach is efficient to reconstruct ocean temperatures back to 1950 but it does not extend below 2000 m due to the sparse sampling at these depths. To cope with this issue, we add to the objective mapping solution an extra deep OHU below 2000 m depth of $0.0 \pm 0.04 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}$ between 1960 and 1990 and then $0.07 \pm 0.04 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}$ from 1991 to 2017 following [von Schuckmann et al \(2020\)](#).

The deep ocean estimate from [von Schuckmann et al \(2020\)](#) is based on a statistical method to detect large-scale trends in the deep ocean temperature from repeat hydrographic sampling [Desbruyères et al \(2017\)](#); [Purkey and Johnson \(2010\)](#)). It has a coarse spatial resolution in particular before the mid-1980s meaning its uncertainty is potentially underestimated before this period. To account for this potentially biased uncertainty we use another estimate of the top-to-bottom OHC change for 1946-2019 [Bagnell and DeVries \(2021\)](#) based on an autoregressive artificial neural network (hereafter called ARANN solution). It uses in-situ temperature data from the WOA and performs an iterative autoregression that adjusts spatio-temporal correlation scales over time (estimated from the in situ temperature data itself). The autoregressive neural network propagates information from well-sampled times and regions to more sparsely sampled areas. This approach, which has been successfully tested with synthetic data produced from ocean models, is more robust to sparse data than the objective mapping approach used in the objective mapping solution. So, we use the ARANN solution as another estimate of the total OHC since 1957 along with the objective mapping solution. We assume the distance between the ARANN solution and the objective mapping solution provides an estimate of uncertainty due to the poor sampling of the ocean below 2000m depth before the mid 1980s.

Another issue with in-situ data is that they can be systematically biased. A good example is the systematic instrumental bias in expandable bathythermograph discovered in the 2000s [Gouretski and Koltermann \(2007\)](#). This means that the ARANN solution and the objective mapping solution which

Springer Nature 2021 L^AT_EX template20 *Historical observations of the Earth energy budget etc.*

875 are both based on the same data (WOA) can both be systematically biased
876 in the same way. To account for this source of systematic uncertainty we use
877 a totally independent estimate of the global OHC changes since 1957 based
878 on the sea level budget approach (as in [Meysignac et al \(2019\)](#)). We use
879 the sea level budget reconstruction from [Frederikse et al \(2020\)](#) and consider
880 global mean thermosteric sea level changes (GMTSL) estimated as the dif-
881 ference between the global mean sea level changes (GMSL) and the global
882 mean barystatic sea level changes (GMBSL). We derive the global ocean heat
883 uptake over 1957-2017 by multiplying the GMTSL by the expansion efficiency
884 of heat as in [Meysignac et al \(2019\)](#) and [Marti et al \(2022\)](#). This solution is
885 called hereafter the thermosteric solution. It is a solution on different sources
886 of data that are totally independent from in-situ temperature data. GMSL
887 changes are derived from 559 tide gauge records from the Permanent Service
888 for Mean Sea Level until 1993 and from satellite altimetry after 1993. We
889 use the GMSL time series from 1957 only, because there is a dramatic drop
890 in the number of tide gauges available before (particularly in the Indian and
891 subPacific oceans which are key) and the closure of the sea level budget is of
892 a lesser quality [Frederikse et al \(2020\)](#). The GMBSL is derived from GRACE
893 and GRACE-FO data from 2002 on. Before 2002, each mass contribution
894 to the GMBSL is considered separately. For glaciers, a first estimate comes
895 from a global glaciers model driven by 20th century surface forcing; a second
896 estimate, starting in 1961, comes from in situ glaciological and geodetic obser-
897 vations of about 200 glaciers, extrapolated to obtain a global estimate. For the
898 Greenland Ice Sheet, three estimates are used : a mass-balance reconstruction
899 that covers 1900-2003, input-output estimates that cover 1972-2003, and a
900 multi-method assessment that covers 1993-2003. For Antarctica, no mass-
901 balance reconstruction exists before the satellite era, so that a small Antarctic
902 Ice Sheet contribution before 1993 is assumed of $0.05 \pm 0.04 \text{ mm}\cdot\text{yr}^{-1}$, based
903 on an existing compilation ; for 1993-2003, a multi-method assessments is used
904 to derive the mass changes, with a spatial pattern based on GRACE observed
905 pattern. For terrestrial water storage, the natural contribution comes from a
906 20th century reconstruction and the antropogenic contribution comes from
907 an inventory of artificial reservoir impoundment and groundwater depletion.
908 For more details see [Frederikse et al \(2020\)](#). Because the thermosteric solu-
909 tion is based on data that is independent from in-situ temperature data we
910 assume that the distance between the thermosteric solution on one side and
911 the objective mapping solution and the ARANN solution on the other side
912 provides an estimate of the potential systematic uncertainty.

913

914 To estimate the ocean heat uptake time series since 1957 we make an
915 ensemble of the three solutions: the mapping objective solution which only
916 starts in 1960 (because of too much sparsity in the in-situ temperature data
917 before), the thermosteric solution which starts in 1957 (because of too much
918 sparsity in tide gauge data before) and the ARANN solution. We take the
919
920

Springer Nature 2021 L^AT_EX template*Historical observations of the Earth energy budget etc.* 21

ensemble mean as our best estimate of the ocean heat uptake because averaging allows to reduce the effect of particular errors of individual datasets and emphasizes the common variability among datasets. We take for uncertainty the spread of the ensemble. In epochs when the three solutions come to close agreement, this uncertainty is low, below the level of uncertainty of the objective mapping solution. It means that at these epochs, the systematic uncertainty due to the spatial coverage of the in-situ data or the systematic uncertainty due to instrumental biases is below the uncertainty due to the processing of the solutions. At these particular epochs, we take for uncertainty the uncertainty of the objective mapping solution.

On Fig. 3a, in the main text, we derive two point estimates of the planetary heat uptake based on recent data (see pink and yellow points on Fig. 3a). The first estimate is a planetary heat uptake derived from the European space agency Sea-level budget closure Climate change initiative (ESA SLBC CCI) dataset v2.2 Horwath et al (2022) (https://dap.ceda.ac.uk/neodec/esacci/sea_level_budget_closure/data/timeseries_slb_elements/v2.2/ESACCLSLBC_TimeSeriesOfSeaLevelBudgetElements.v2.2.csv). In this estimate we use the sea level budget approach to derive the ocean heat uptake. We follow precisely the same approach as for the thermosteric solution but with the ESA sea level closure budget data. From this calculation we can estimate only one point because the ESA sea level closure budget data covers only the period 1993-2018. The second point estimate of the planetary heat uptake is the direct TOA earth energy imbalance reconstruction from Allan et al (2014) (https://researchdata.reading.ac.uk/271/18/DEEPC_TOA_NET_v04.0.198501-201906.nc) (hereafter DEEP-C). It is calculated from ERBS WFOV v3.0 dataset on 1985-1999, and from CERES v4.1 data on 2000-2019. Please see Allan et al (2014) for more details.

Estimate of the climate feedback parameter by regression

First all time series of the radiative feedback, the GSAT and the planetary heat uptake are filtered with a low pass filter and a cutoff period at 10 years in order to remove the interannual effect of the internal variability. Only the planetary heat uptake which is derived from the thermosteric solution is filtered with a different cutoff period at 15 years. This is because tide gauge records are known to be affected by coastal effects which introduce spurious interannual to decadal variability when they are aggregated to estimate the GMSL Prandi et al (2012). With a cutoff period at 15 years we expect to remove most of this spurious variability Prandi et al (2012).

Then, we consider all windows of more than 25 years between 1957 and 2017. In total, between 1957-2017, there are 35 successive 25-year windows, 34 successive 26-year windows, etc., and 1 single 61-year window. For each window, following Chenal et al (2022), we regress $\Delta N - \Delta F$ against ΔT to estimate λ . For each window we calculate 10k Monte-Carlo draws of the

22 *Historical observations of the Earth energy budget etc.*

967 gaussian variables N and FNA and 10k Monte-Carlo draws of $FAER$ following
968 a log-normal distribution. We compute 10k regressions against $GSAT$ and get
969 10k values of λ from which we deduce a distribution of λ (note that positive
970 values of λ are not truncated). The median of this unique distribution of
971 λ is then plotted as a point on the triangle on Fig. 2. We apply the same
972 procedure when N is derived respectively from the ESA CCI sea level budget
973 and from DEEP-C but the procedure is applied on a single window of the
974 length of respectively the ESA CCI sea level budget and the DEEP-C.

975

976 As an indicator of the Pacific Decadal Oscillation we use the PDO index
977 ERSST v5 (<https://www.ncei.noaa.gov/pub/data/cmb/ersst/v5/index/ersst.v5.pdo.dat>). The index is also filtered with a low pass filter and a cutoff period
978 at 10 years to be comparable with λ .

979

980

981

Correction for volcanic eruptions

982

983 The long time series of ΔN , ΔF and ΔT are affected by three major volcanic
984 eruptions between 1957-2017 : Agung (1963), El Chichon (1982) and Pinatubo
985 (1991). In order to evaluate and correct their effect on the historical record
986 of the variables ΔF , ΔN and ΔT , we use climate model simulations of the
987 historical period. Climate model simulations of the historical period do not
988 have the same realization of the internal variability as the real-world climate
989 so they cannot be used directly to evaluate the effect of volcanic eruptions. We
990 use large ensembles of historical simulations to remove the internal variability
991 and isolate the forced response of climate. In each large ensemble, we take
992 the median across realizations in ΔN and ΔT during the 3 years following
993 the eruptions of Agung, El Chichon and Pinatubo and we use this estimate
994 to correct the historical time series in ΔN and ΔT . To correct ΔF we use the
995 simulation of the historical period forced with natural forcing only and forced
996 at the surface boundary with the SST of the control simulation (the so called
997 piclim-histnat simulation from the radiative forcing model intercomparison
998 project phase 6 Pincus et al (2016)). In this simulation the radiative response
999 is null because the SST is kept at the level of the control simulation so the
1000 TOA radiative imbalance N gives an estimate of the forcing (which is here
1001 the natural forcing). We isolate the forcing during the 3 years following the
1002 eruptions of Agung, El Chichon and Pinatubo and use this estimate to correct
1003 the historical time series in ΔF . In total only 3 CMIP6 models provide at the
1004 same time large ensembles of the historical simulation and the piclim-histnat
1005 simulation, namely CanESM5 Swart et al (2019), IPSL-CM6A-LR Boucher
1006 et al (2018) and MIROC6 Tatebe et al (2019). We estimate a correction in
1007 ΔN , ΔT and ΔF from each model and take the multi-model mean to correct
1008 the historical time series in ΔN , ΔT and ΔF used in the manuscript.

1009

1010

1011

1012

Sensitivity of the λ estimate to surface temperature

A limitation of our approach is that the ordinary least square regression cannot account for the uncertainty in GSAT while all other sources of uncertainty have been taken into account. To evaluate the impact of this limitation we test the sensitivity of our estimates of λ to GSAT by using another GSAT dataset, namely the GISS GSAT time series taken from (Lenssen et al, 2019). The estimate of λ with the GISS GSAT is shown hereafter and show no significant differences with figure 2. The pattern in time variations of λ is the same. We find a drop in λ in the 1970s and in the 2000s when λ is computed over windows shorter than 35 years and we find a fairly constant λ when λ is computed over windows longer than 35 years.

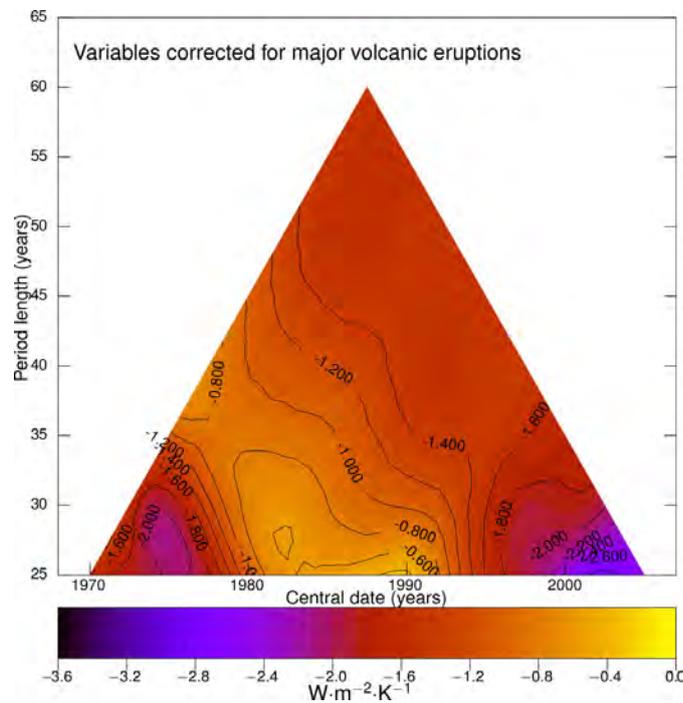


Fig. 4 Fig. S1 : Same as Fig. 2b but with the GISS GSAT dataset.

Estimate of λ in AMIP-piforcing simulations

To compare our estimate of λ with climate model simulations we use the AMIP-piforcing simulations which have the same realization of the internal variability as in the real climate. In AMIP-piforcing simulations seven AGCM (Tab. 1) are forced with monthly time-varying observed fields of SST and sea ice from

Springer Nature 2021 L^AT_EX template24 *Historical observations of the Earth energy budget etc.*

1059 1871 to 2010 using the Atmospheric Model Intercomparison Project (AMIP)
 1060 II boundary condition dataset [Gates et al \(1999\)](#); [Hurrell et al \(2008\)](#); [Tay-](#)
 1061 [lor et al \(2000\)](#). All simulations have natural and anthropogenic forcings held
 1062 constant at preindustrial conditions. For details of individual simulations see
 1063 [Gregory and Andrews \(2016\)](#) for HadGEM2 and HadAM3; [Silvers et al \(2018\)](#)
 1064 for GFDL-AM2.1, GFDL-AM3, and GFDL-AM4.0; and [Zhou et al \(2016\)](#) for
 1065 CAM4 and CAM5.3. With constant forcing the variation in radiative fluxes
 1066 comes only from the changing SST and sea ice boundary conditions, allowing
 1067 the radiative response of the Earth to be accurately diagnosed directly from
 1068 TOA imbalance N (e.g. [Haugstad et al \(2017\)](#)). So, to estimate λ in AMIP-
 1069 piforcing simulations, we apply exactly the same approach as in observations
 1070 except that we regress the radiative response of the Earth (i.e. N in AMIP-
 1071 piforcing simulations) against T . On long windows (longer than 35 years)
 1072 AMIP-piforcing simulations capture the quasi constant observed λ (see Fig.
 1073 [3c](#)). However on short windows (shorter than 35 years) the AMIP-piforcing
 1074 simulations fail in capturing the significant time variations in λ . The issue
 1075 comes from the atmosphere model because the SST is prescribed in AMIP
 1076 simulations. This issue is potentially linked with the too little sensitivity of
 1077 tropical low clouds in AGCMs to the tropical SST changes [Loeb et al \(2020\)](#).

1078

1079

1080

1081

1082

1083

1084

1085

Model	Ref.
CanESM5	Swart et al (2019)
CESM2	Kay et al (2015)
HadGEM3-GC31-LL	Roberts et al (2019)
IPSL-CM6A-LR	Boucher et al (2018)
MIROC6	Tatebe et al (2019)
MRI-ESM2-0	Yukimoto et al (2019)
CNRM-CM6-1	Voltaire et al (2019)

1086 **Table 1** amip-piForcing simulations used in this study

1087

1088

1089 **Acknowledgments.** All authors acknowledge the World Climate Research
 1090 Programmes Working Group on Coupled Modelling, which is responsible for
 1091 CMIP, and we thank the climate modeling groups for producing and making
 1092 available their model output. We also thank observational data providers. This
 1093 work has been possible because of the funding from the H2020 COCLICO
 1094 project. J.C. is grateful to the French Ministry of Ecological Transition for his
 1095 funding.

1096

1097 **Authors' contributions.** B.M. conceived this study analysed the data and
 1098 led the writing of the manuscript. J.C. performed the data analysis, analysed
 1099 the data, contributed to the writing and produced all the figures in this paper.

1100

1101

1102 **Competing interests.** The authors declare no competing interests.

1103

1104

3 Bilan : un premier pas vers la compréhension de la dynamique du bilan d'énergie

3.1 Résultats complémentaires à [MEYSSIGNAC *et al.*, *subm.*]

3.1.A. CORRÉLATION ENTRE λ ET INDICE DE LA PDO

La fig. 3.a de l'article superpose l'évolution du paramètre de rétroaction climatique déduit de la section à la durée de 25 ans du triangle de la fig. 2.a. à l'indice de l'oscillation décennale du Pacifique après filtrage passe-bas à durée de coupure de 15 ans. La fig. III.2 représente le nuage de points correspondant, avec λ en fonction de l'indice de la PDO, dans le cas où les variables ne sont pas corrigées de l'effet des éruptions volcaniques, et dans le cas où elles sont corrigées. On constate que la corrélation est plus élevée (0,90) dans le premier cas que dans le second (0,83), ce qui pourrait suggérer que ces éruptions volcaniques influent réellement sur la PDO et, par voie de conséquence mais de façon indirecte, sur le paramètre de rétroaction climatique, en l'occurrence en le rendant plus négatif. Il semble ainsi que l'évolution de λ est une réponse aux deux phénomènes, éruptions volcaniques et oscillation décennale du Pacifique.

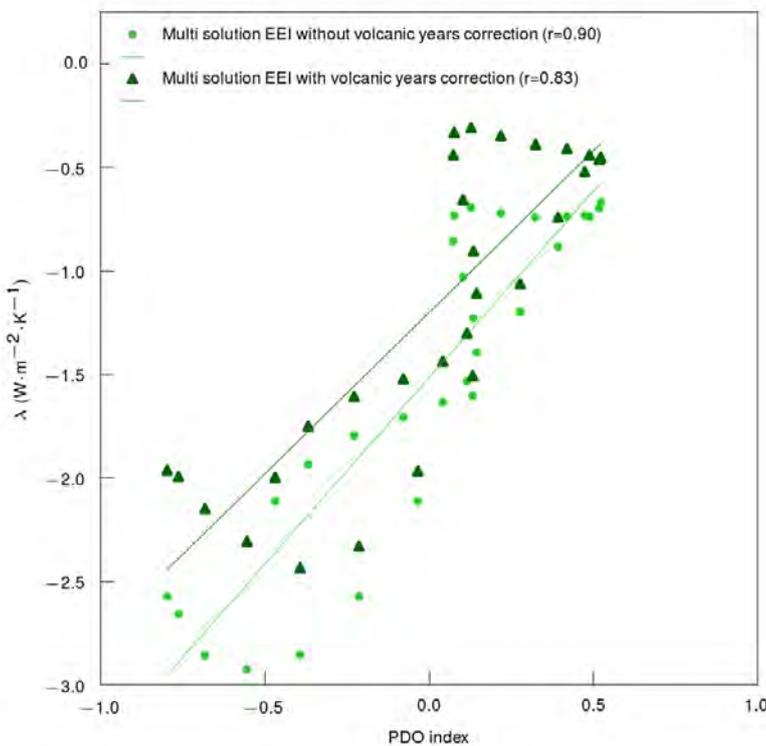


Fig. III.2 – Nuages de points des médianes de λ pour les séries temporelles de durée de 25 ans, en fonction de l'indice de la PDO obtenu après application d'un filtre passe-bas avec une période de coupure de 15 ans, dans le cas où les variables ne sont pas corrigées de l'effet des éruptions volcaniques majeures (points vert clair) et dans le cas où elles sont corrigées (triangles vert foncé).

3.1.B. REMISE EN CONTEXTE D'AUTRES ESTIMATIONS DE LA SENSIBILITÉ CLIMATIQUE

J'ai mentionné dans l'introduction plusieurs études observationnelles de la sensibilité climatique d'équilibre (ECS), qui, très majoritairement, ne sont en réalité que des sensibilité climatiques observationnelles effectives (obseffCS), et donc associées à un obseff λ qui est comparable à celui dont j'étudie la dynamique dans ce chapitre. Si la plupart de ces études reposent sur la méthode des différences d'états moyens que j'ai discutées dans le ch. I (qui ne sont donc pas comparables avec le travail de ce chapitre), et amènent donc un obseff λ constant entre l'époque récente et l'époque préindustrielle, une s'en distingue et utilise une régression linéaire [FORSTER & GREGORY, 2006]. Appuyée sur des données radiatives mesurées au sommet de l'atmosphère par la mission ERBE en guise de déséquilibre énergétique planétaire, sa plage de données a pour époque centrale l'année 1991, c'est à dire que l'éruption du Pinatubo tombe en plein au milieu de cette série temporelle, mais elle n'est longue que de 12 ans (1985-1996), ce qui fait qu'elle ne peut figurer sur mon triangle; le paramètre de rétroaction climatique obtenu est cependant de $-2,3 [-3, 7; -0, 9] \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$ (médiane, 17%-83%), ce qui pourrait confirmer, en la replaçant dans un contexte de long terme, l'évolution du paramètre λ que j'ai reconstruite. Avec prudence quant à la comparaison de ces estimations appuyées sur des séries de durées différentes, on peut noter cependant, sur la fig. 3.a. de l'article, qu'à la même époque centrale de 1991 et à la durée de 25 ans qui est la durée minimale de mon étude, on trouve obseff $\lambda = -0,9 [-2, 3; 0, 7] \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$ (médiane, 17%-83%), ce qui est assez sensiblement différent, dans la mesure où la médiane de l'un

est une des bornes de l'intervalle de confiance de l'autre et réciproquement ; de surcroît, du fait de la relation inverse entre obseffCS et $\text{obseff}\lambda$, une telle différence fait enfler la différence en termes de sensibilité climatique. Néanmoins, FORSTER & GREGORY (2006) ont aussi estimé le paramètre de rétroaction climatique sur la courte plage de temps 1985-1990 qui se termine juste avant l'éruption du Pinatubo, et obtenu, avec le jeu de températures HADCRU la valeur de $-2,9 [-4, 8; -1, 0] \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$ (médiane, 17%-83%), et avec le jeu de température GISS la valeur de $-2,4 [-3, 7; -1, 1] \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$. Si on recherche dans le triangle la série la plus courte (donc de durée 25 ans) qui se termine avec l'éruption du Pinatubo, on trouve des valeurs proches de $-2,0 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$ (avec le jeu de température HadCRUT4) et proches de $-1,2 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$ avec le jeu GISS; mais surtout, dans les deux cas, on constate que la dynamique de λ s'inscrit dans une phase d'évolution rapide de valeurs plus négatives (λ estimé sur 1985-1990) vers des valeurs moins négatives (λ estimé sur 1985-1996). Au-delà des différences en valeur absolues, qui dépendent du prétraitement des données et de la méthode dans son détail, on observe ainsi dans l'étude de FORSTER & GREGORY (2006) que le passage d'une période se terminant avant l'éruption du Pinatubo à une autre intégrant dans la série temporelle montrait déjà une telle évolution. Mon étude replace ainsi celle de FORSTER & GREGORY (2006) dans une perspective de plus long terme, et fait en outre le lien entre les variations de λ , l'éruption du Pinatubo, et l'effet de mosaïque thermique associé à la PDO.

J'ai toutefois souhaité examiner ce que donnerait une longue série de déséquilibre radiatif et ai repris la solution DEEP-C de ALLAN *et al.* (2014), qui prolonge la série temporelle de ERBE avec celles de CERES, formant une série temporelle désormais longue de 34 ans, avec pour époque moyenne l'époque 2002 (1985-2018). Toutes choses étant égales par ailleurs avec les autres estimations fournies, cette série amène une valeur estimée par régression de $-1,2 [-1, 7; -0, 7] \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$ (médiane, 17%-83%; voir point jaune sur la fig. 3.a. de l'article), tandis qu'avec la même durée de 34 ans et la même époque moyenne de 2002, la valeur la plus proche dans le triangle est de l'ordre de $-1,6 [-2, 8; -0, 4] \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$. De même, en testant une série longue (1993-2018, durée 26 ans, époque moyenne en 2005) appuyée sur la fermeture du bilan du niveau de la mer du projet ESA CCI SLBC v2.2 [HORWATH *et al.*, 2022], j'obtiens une valeur de $-1,5 [-3, 6; 0, 5] \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$ (voir point violet sur la fig. 3.a. de l'article) dont on peut constater la moins bonne précision, tandis qu'avec une durée et une époque moyenne similaire, le triangle amène une valeur de $-2,4 [-4, 0; -0, 7] \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$.

Dans les deux cas, on voit que les séries courtes fournissent des valeurs de λ plus proches de 0 que les valeurs du triangle dans des conditions similaires, quoique cohérentes avec elles. Ceci démontre d'abord qu'il est désormais faisable, avec des observations contemporaines de déséquilibre énergétique, d'estimer le paramètre de rétroaction climatique, mais aussi que ces séries demeurent encore trop courtes pour examiner la dynamique de ce paramètre dans le temps; enfin les valeurs obtenues peuvent accréditer l'idée que ces systèmes d'observation montrent que le paramètre de rétroaction climatique est entré dans une phase de diminution en valeur absolue, ce qui corroborerait l'observation d'une évolution de la PDO déjà engagée de valeurs négatives vers des valeurs positives [LOEB *et al.*, 2021]. À court terme, cette évolution pourrait conduire à des variations de températures plus importantes qu'elles n'ont été dans la période récente.

3.1. C. TRIANGLE ASSOCIÉ AUX SIMULATIONS AMIP-PiFORCING

Une dernière figure à ajouter représente le triangle des valeurs de λ obtenues par régression de la série de N par celle de T (sur la même période que les observations, à savoir 1957-2017) dans la moyenne d'ensemble des simulations amip-piForcing des modèles cités dans l'article, et dont les courbes grises (modèles individuels) et noire (moyenne d'ensemble) de la figure 3 de l'article ne montrent que des sections aux durées de 25 ans et 40 ans. Je rappelle que ces simulations imposent l'évolution historique de la température de surface de la mer (SST) mais laissent la composition de l'atmosphère à son état préindustriel; ce genre de simulation vise à examiner la capacité des modèles à reproduire la réponse radiative associée à l'effet de mosaïque thermique observé sans la connaissance du forçage radiatif historique.

On voit que les variations très faibles visibles sur ces courbes ne sont que la traduction de la faible variabilité de λ sur l'ensemble de l'espace de ses valeurs. Sur 40 ans, l'évolution de λ dans le monde réel et dans les modèles de climat sont cohérentes. En revanche, pour des périodes caractéristiques plus courtes, de type décennal, on voit que les modèles de climat ne parviennent pas à reproduire l'évolution de λ , même si l'ordre de grandeur en est correct. Autrement dit, même si la SST n'est pas simulée mais prescrite par les observations, la composante atmosphérique des modèles de climat n'est pas en mesure de simuler la réponse des nuages, ni donc la réponse radiative qui leur est associée [LOEB *et al.*, 2020].

On peut toutefois remettre cette évolution en regard d'autres études présentant l'évolution du paramètre de rétroaction climatique dans des simulations amip-piForcing (*e.g.* [ANDREWS *et al.*, 2018; GREGORY *et al.*, 2019a]), qui montrent aussi, dans ces simulations, que le paramètre λ a peu évolué sur la période récente (voir fig. III.4 page suivante). Cette non-évolution semble relativement récente et tranche avec les fortes variations connues au milieu du xx^e siècle, que GREGORY *et al.* (2019) attribuent à l'absence d'éruption volcanique majeure et à l'élévation des forçages anthropiques, à la fois les gaz à effet de serre et les aérosols. Au regard des incertitudes qui pèsent encore sur les reconstructions anciennes de SST [LAEPPLÉ & HUYBERS, 2014; CHAN *et al.*, 2021], il est toutefois nécessaire de considérer ces longues séries temporelles de λ avec prudence; en effet, si, sur la période récente où la connaissance de la SST est meilleure, les modèles de climat reproduisent

3.2 Remarques sur la méthodologie, les systèmes d'observation, et le formalisme

Ce chapitre, et l'article que j'y fais figurer, concrétisent le projet formulé à la fin du ch. II, à savoir la mise à distance de la sensibilité climatique d'équilibre, au profit du paramètre de rétroaction climatique λ . Rendue possible par la disponibilité de longues séries temporelles océaniques issues de mesures de température et salinité ainsi que de marégraphie, l'adoption d'un modèle de régression pour estimer λ à partir de l'équation du bilan d'énergie a permis l'étude de ses variations temporelles, que ne permet pas la méthode des différences d'états. Sur la fig. 3.a. de l'article inséré, l'insertion de deux points figurant l'estimation de λ par régression de séries temporelles courtes montre que les systèmes d'observation actuels permettent d'obtenir des estimations cohérentes de ce paramètre, et qu'il est envisageable de définir, pour le futur, des systèmes d'observation dédiés au paramètre λ , au titre du suivi de la réponse de la Terre aux émissions de gaz à effet de serre et aux politiques de leur atténuation.

Ces développements reposent cependant sur une formulation du bilan d'énergie qui demeure inchangée depuis plusieurs décennies, qui considère implicitement le paramètre de rétroaction climatique comme constant, et qui, par conséquent, rend possible l'utilisation d'anomalies de température et de forçage radiatif dans l'équation du bilan d'énergie. En utilisant cette équation et ce formalisme, je ne mets en évidence les variations de λ qu'en résolvant cette équation sur des plages de temps différentes, où il prend des valeurs moyennes différentes. Pourtant, si on admet que λ varie avec le temps, alors il faut repenser plus profondément cette équation, qui est avant tout une équation différentielle du premier ordre de la variable T (voir eq. 17 page 14). Ce travail est engagé avec la thèse de R. Guillaume-Castel; la mienne n'est ainsi que le premier pas, appuyé sur des observations, vers une meilleure description de la dynamique du bilan d'énergie, et qui pose le besoin d'une reformulation théorique de celle-ci.

Au terme de ce chapitre, il est désormais clair que le paramètre de rétroaction climatique historique varie dans le temps, en lien avec l'oscillation décennale du Pacifique, et aussi possiblement, pour les dernières décennies, avec l'éruption du Pinatubo, et que plusieurs manifestations climatiques (température de surface, niveau de la mer) font écho à ces variations. Une conséquence importante de ce résultat est qu'un retournement de la PDO à l'époque actuelle pourrait amener à une évolution de λ vers des valeurs moins négatives, et donc à des évolutions plus importantes de la température de surface en réponse aux émissions de gaz à effet de serre dans les décennies à venir.

IV

CONTRAINTES SUR LES PROJECTIONS CLIMATIQUES DE TEMPÉRATURE ET DE HAUSSE DU NIVEAU DE LA MER

« Depuis l'enfance, la mer m'inspire des sentiments mêlés. Le littoral et cette frange périodiquement cédée par le reflux qui le prolonge, disputant à l'homme son empire, m'attirent par le défi qu'ils lancent à nos entreprises, l'univers imprévu qu'ils recèlent, la promesse qu'ils font d'observations et de trouvailles flatteuses pour l'imagination. »

Claude Lévi-Strauss, *Tristes tropiques*

DANS ce quatrième et dernier chapitre, j'exploite un autre aspect des développements du ch. II, à savoir le résultat de la contrainte observationnelle sur la sensibilité climatique, c'est-à-dire sur le paramètre de rétroaction climatique. Je propose ici de contraindre la distribution de λ du Sixième rapport du GIEC avec la borne basse que j'ai estimée au ch. II, afin de recalculer les projections climatiques publiées dans le Sixième rapport. Je propose deux approches :

- une première permet, à horizons climatiques donnés, d'utiliser ma contrainte sur la borne basse de l'ECS pour mettre à jour les indicateurs climatiques du Sixième rapport d'évaluation du GIEC utiles aux politiques d'atténuation du changement climatique : d'un côté en mettant à jour les températures atteintes par les scénarios d'émissions tels qu'ils sont, de l'autre en mettant à jour les forçages radiatifs et concentrations cibles de gaz à effet de serre permettant de respecter les cibles de températures associées à ces scénarios ;
- une seconde s'attache à adapter le paramétrage des projections publiées dans le Sixième rapport d'évaluation du GIEC pour recalculer dynamiquement les projections climatiques de température et de niveau de la mer pour plusieurs scénarios de référence du GIEC. Le recalcul des projections de hausse du niveau de la mer s'inscrit dans le cadre d'une contribution au projet H2020 de la Commission européenne COCLICO (*Coastal climate core services*)¹.

1. Voir <https://coclicoservices.eu/>

I Mise à jour de quelques indicateurs des politiques d'atténuation du changement climatique

I.1 Méthode de mise à jour des horizons climatiques

I.1.A. TEMPÉRATURES ATTEINTES AVEC LA MISE À JOUR DE L'ECS

La température asymptotiquement atteinte après application du forçage radiatif F s'écrit $T = -F/\lambda$; mais on sait aussi que la température transitoire, à échéance donnée, est proportionnelle à l'ECS (voir fig. 0.7 page 19). Ainsi, une température limite à ne pas dépasser, par exemple dans le cadre de l'Accord de Paris de 2015 (2 K et si possible 1, 5 K d'ici 2100) peut être mise en lien avec l'ECS par l'intermédiaire de λ : on a alors la relation $ECS = F_2 \times T / F$; cette relation permet en premier lieu de mettre à jour analytiquement des projections de hausse des températures (T) en écrivant, à forçage radiatif fixé, la relation :

$$T_1 = T_0 \times \frac{ECS_1}{ECS_0} \quad (IV.1)$$

où les indices $_0$ et $_1$ indiquent chacun un couple (ECS, T) où T est une température transitoire atteinte en 2100 dans un scénario donné pour une ECS donnée ($_0$ avec l'ancienne ECS, et $_1$ avec la nouvelle ECS).

I.1.B. MISE À JOUR DES CONDITIONS PERMETTANT DE RESPECTER UNE CIBLE DE TEMPÉRATURE DONNÉE

I.1.B. a. Forçage radiatif

Réciproquement, à cible de température fixée, on peut établir la correspondance avec les paramètres F et ECS qui permettent de la respecter :

$$F_1 = F_0 \times \frac{ECS_0}{ECS_1} \quad (IV.2)$$

où les indices $_0$ et $_1$ indiquent cette fois chacun un ensemble de couple (ECS, F) . À chaque scénario socio-économique du GIEC, on peut ainsi rattacher le forçage radiatif contraint par la contrainte sur l'ECS qui permet de respecter un objectif de température donné.

I.1.B. b. Concentration de CO₂

De même, en écrivant $F = \ln(C/C_r)$ avec C la concentration de CO₂ et $C_r = 280$ ppm la concentration préindustrielle de CO₂, on aboutit à :

$$C_1 = C_r \cdot \left(\frac{C_0}{C_r} \right)^{\frac{ECS_0}{ECS_1}} \quad (IV.3)$$

où les indices $_0$ et $_1$ indiquent désormais chacun un ensemble de couple (ECS, C) , et qui permet de calculer la concentration de CO₂ à ne pas dépasser pour respecter une température donnée si l'on met à jour l'ECS.

I.1.C. PARAMÉTRAGE DE LA MISE À L'ÉCHELLE

La distribution très probable ($0,05 \geq p \geq 0,95$) de sensibilité climatique sur laquelle sont appuyés les indicateurs climatiques clés du Sixième rapport du GIEC est $[2, 0; 5, 0]$ K, avec une médiane à 3, 0 K; je considère ainsi que le paramètre que j'ai noté ECS_0 dans les équations IV.1, IV.2 et IV.3 vaut 3, 0 K. Afin de calculer le paramètre ECS_1 de ces équations, je note d'abord ces intervalles $ECS_0 [bi_0; bs_0]$ et $ECS_1 [bi_1; bs_1]$. Je propose ainsi de calculer ECS_1 par une mise à l'échelle exploitant le théorème de Thalès : $ECS_1 = bs_1 - (bs_0 - ECS_0) \times (bs_1 - bi_1)/(bs_0 - bi_0) = 3,27$ K.

I.2 Horizons climatiques contraints

I.2.A. SCÉNARIOS DU GIEC

Les projections climatiques du GIEC reposent sur plusieurs scénarios socio-économiques dits « SSP » (*Shared socio-economic pathways*), qui dessinent des trajectoires d'émissions de gaz à effet de serre, en lien avec des hypothèses de développement socio-économique des sociétés et de politiques climatiques; ces scénarios sont notés SSPM-XX où M est un entier incrémenté d'une trajectoire à l'autre, et XX est le forçage radiatif atteint en 2100 (en $W \cdot m^{-2}$); en réalité, l'entier M introduit des familles de trajectoires, chacune pouvant être décliné de plusieurs façons.

Ici, je m'attache aux cinq principaux scénarios explorés par le GIEC, à savoir [IPCC, 2021] :

- les deux scénarios associés à des politiques climatiques vigoureuses, notés SSP1-1.9 et SSP1-2.6, qui amènent tous les deux à des émissions nettes nulles de gaz à effet de serre dans la deuxième moitié du XXI^e siècle, et à une élévation de température en 2100 par rapport à la moyenne sur 1850-1900 de 1,4 [1, 0; 1, 8] K (5%-95%), et 1,8 [1, 3; 2, 4] K, respectivement, permettant de respecter l'Accord de Paris de 2015²;
- un scénario intermédiaire où les émissions atteignent leur maximum autour de 2050, avant de décroître ensuite, noté SSP2-4.5, qui devrait amener une température de 2,7 [2, 1; 3, 5] K d'ici 2100;
- deux scénarios associés à de fortes émissions de gaz à effet de serre, notés SSP3-7.0 et SSP5-8.5, pour lesquels les émissions doublent, par rapport à leur valeur actuelle, en 2100 et en 2050, respectivement, et qui conduisent à des températures de 3,6 [2, 8; 4, 6] K et 4,4 [3, 3; 5, 7] K, respectivement.

1.2. B. MISE À JOUR DES INDICATEURS DES POLITIQUES D'ADAPTATION DU CHANGEMENT CLIMATIQUE

Pour chaque projection de température, j'ai ainsi recalculé 1 000 tirages respectant la distribution de température publiée dans le Sixième rapport, et j'ai mis à l'échelle chacun par l'équation IV.1, avant d'en recalculer les quantiles. Ces résultats figurent dans le tab. IV.1 page suivante; je fais aussi figurer dans ce tableau une mise à jour de la température projetée en 2100 sur la base de la trajectoire actuelle des politiques climatiques établie par le Groupe de travail III du GIEC [IPCC, 2022]. Comme c'était prévisible, les projections en température sont relevées par la contrainte appliquée à la borne basse de l'ECS et, en particulier, les scénarios SSP1-1.9 et SSP1-2.6, qui sont le plus contraignants en termes de politiques d'atténuation climatique et qui avaient été construits dans l'idée de respecter les cibles de l'Accord de Paris, à respectivement 1,5 K et 2,0 K, aboutissent à des températures médianes en 2100 légèrement relevées, avec des intervalles de confiance très probables (5%-95%) qui contiennent malgré tout ces cibles. Autrement dit, la mise à jour de la borne basse de l'ECS que j'ai réalisée ne rend pas inatteignable le respect des Accords de Paris, mais elle montre que la trajectoire de la température de surface est légèrement plus haute qu'attendu, et que le respect de ces accords suppose un effort supplémentaire d'atténuation des émissions de CO₂ à ceux actuellement envisagés.

Le tableau IV.1 page suivante donne aussi les forçages radiatifs et concentrations de CO₂ à respecter pour que la température ne dépasse pas les températures cibles initiales de chaque scénario, calculés à partir des sensibilités climatiques ainsi mises à jour. La dernière colonne présente des cibles de concentration en CO₂ en 2100 qui pourraient permettre de respecter la température nominale prévue en 2100; on voit que cette baisse est d'autant plus importante que le scénario est plus émetteur; ainsi, l'effort supplémentaire à consentir dans les deux scénarios associés au respect des Accords de Paris (SSP1-1.9 et SSP1-2.6) est de 2,77% et de 3,76%, respectivement. Il est à noter que la contribution du groupe de travail III du GIEC ne mentionne pas de forçages radiatifs ni de concentration en CO₂, préférant à ces indicateurs celui d'émissions de tonnes de CO₂, ce qui explique que les colonnes correspondant à ces grandeurs physiques ne soient pas remplies pour la ligne concernant la trajectoire actuelle dans le tableau IV.1 page suivante, car je ne vais pas jusqu'au calcul des émissions de CO₂, le lien avec les concentrations (auxquelles je me limite) invoquant les simulations associées au cycle du carbone qui sont hors de mon périmètre.

Cette approche permet d'avoir un premier ordre d'idée des implications sociétales associées à une mise à jour de la sensibilité climatique appuyée sur l'équation du bilan d'énergie. Même si les relations de mise à l'échelle sont appuyées sur l'équation du bilan d'énergie, l'approche simple adoptée ne permet pas de rendre compte de la dynamique de l'évolution des grandeurs climatique, que seule la mise à jour des projections par l'utilisation de l'émulateur du GIEC permet : c'est ce qui est proposé dans la partie suivante.

2 Mise à jour des projections climatiques

2.1 Méthode de contrainte des projections climatiques

2.1. A. PROJECTIONS CLIMATIQUES DANS LE SIXIÈME RAPPORT DU GIEC

2.1.A. a. Modèle conceptuel de climat à deux couches

a. i. Émulateur de climat

Dans le Sixième rapport du GIEC, les projections ne s'appuient pas directement sur des simulations issues de modèles globaux de climat couplés océan-atmosphère, mais sur un émulateur des modèles de climat paramétré sur les modèles globaux couplés océan-atmosphère. Ce type simplifié de modèle présente un intérêt majeur, puisqu'il forme une représentation statistique du climat global appuyée sur un jeu relativement restreint de paramètres, et est donc moins coûteux en ressources informatiques que les modèles couplés, qui simulent localement tous les processus physiques à l'œuvre.

2. Ces projections en température s'appuient sur les plages de valeurs de la sensibilité climatique qui sont celles publiées dans le Sixième rapport, et que ce chapitre vise précisément à contraindre.

Scenario	Réponse de la Terre		Cibles d'atténuation			
	$T_0(2081-2100)$	$T_1(2081-2100)$	$F_0(2100)$	$F_1(2100)$	$C_0(2100)$	$C_1(2100)$
	K Méd. [5%;95%]	K Méd. [5%;95%]	$W \cdot m^{-2}$	$W \cdot m^{-2}$	ppm	ppm
SSP1-1.9	1.4 [1.0; 1.8]	1.52 [1.13; 1.92]	1.9	1.74	393.5	382.60 (-2.77%)
SSP1-2.6	1.8 [1.3; 2.4]	1.95 [1.47; 2.55]	2.6	2.39	445.6	428.83 (-3.76%)
SSP2-4.5	2.7 [2.1; 3.5]	2.93 [2.35; 3.72]	4.5	4.13	602.8	565.82 (-6.14%)
SSP3-7.0	3.6 [2.8; 4.6]	3.91 [3.14; 4.90]	7.0	6.42	867.2	789.92 (-8.91%)
SSP5-8.5	4.4 [3.3; 5.7]	4.77 [3.71; 6.07]	8.5	7.80	1135.2	1011.29 (-10.91%)
Traj. act.	3.2 [2.2; 3.5]	3.49 [2.52; 3.79]				

Table IV.1 – *Premier bloc : températures en 2100 mises à jour par la contrainte observationnelle sur la borne basse de l'ECS, et forçages radiatifs et concentrations de CO₂ des scénarios socio-économiques du GIEC requis par la contrainte observationnelle sur l'ECS pour respecter les températures cibles de chaque scénario. Les concentration de CO₂ en 2100 sont issues de [MEINSHAUSEN et al., 2020]. Deuxième bloc : température en 2100 sur la base de la trajectoire actuelle publiée dans le volet du Groupe de travail III du GIEC [IPCC, 2022], avec la mise à jour de la sensibilité que je propose.*

a. ii. Modèle de GEOFFROY et al.

Le modèle utilisé dans le Sixième rapport du GIEC est celui de GEOFFROY et al. (2013) (voir aussi [GEOFFROY et al., 2013b]), sous la forme d'un modèle de climat à deux couches, représenté par deux équations différentielles couplées [SMITH et al., 2021] :

$$C \frac{dT}{dt} = F + \lambda T - \varepsilon \gamma (T - T_d) \quad (IV.4)$$

$$C_d \frac{dT_d}{dt} = \gamma (T - T_d) \quad (IV.5)$$

où T est l'anomalie de température de la couche de surface et T_d est l'anomalie de température de la couche océanique profonde; C et C_d sont les capacités calorifiques spécifiques de ces deux couches, respectivement (en $W \cdot m^{-2} \cdot an \cdot K^{-1}$); γ est le coefficient de transfert de chaleur entre la couche de surface et la couche océanique profonde (en $W \cdot m^{-2} \cdot K^{-1}$), et ε est l'efficacité de la capture de chaleur de l'océan profond (sans unité). Enfin, λ est le paramètre de rétroaction climatique.

a. iii. Paramètres du modèle

Les paramètres du modèles sont ajustés sur la base des expériences abrupt-4xCO2 de 44 modèles couplés océan-atmosphère participant à l'exercice CMIP6, et prennent les valeurs suivantes (moyenne, écart-type) [SMITH et al., 2021] :

$$C = 8,1 \pm 1,0 W \cdot m^{-2} \cdot an \cdot K^{-1} \quad (IV.6)$$

$$C_d = 110 \pm 63 W \cdot m^{-2} \cdot an \cdot K^{-1} \quad (IV.7)$$

$$\gamma = 0,62 \pm 0,13 W \cdot m^{-2} \cdot K^{-1} \quad (IV.8)$$

$$\varepsilon = 1,34 \pm 0,41 \quad (IV.9)$$

Le paramètre λ est cohérent avec l'estimation de l'ECS dans le Sixième rapport, à hauteur de $-1,33 \pm 0,5 W \cdot m^{-2}$.

2.1.A. b. Projections climatiques fondamentales dans le Sixième rapport du GIEC

Les estimations du Sixième rapport du GIEC utilisent l'émulateur FAIR v1.6.2 [SMITH et al., 2021]. La stratégie adoptée consiste à générer d'abord un ensemble d'un million d'échantillonnages des différents paramètres des équations IV.4- IV.5 et à les intégrer sur la base de la trajectoire d'émissions de gaz à effet de serre historique, en prenant l'année 1750 comme condition initiale. L'ensemble d'un million de membres qui est généré échantillonne aussi le forçage radiatif effectif, en tenant compte des incertitudes sur les émissions et le cycle du carbone.

Ce premier ensemble de simulations subit alors quatre tests pour sélectionner les simulations qui sont compatibles avec les observations historiques :

- la température de surface simulée et la série temporelle historique observée sur 1850-2020 doivent être distantes de 0,135 K RMS au maximum;
- l'énergie absorbée par l'océan entre 1971 et 2018 doit être dans la plage de valeurs probables 329 – 463 ZJ;
- la concentration de CO₂ en 2014 doit être dans la plage de valeurs très probables de 397, $1 \pm 0,4$ ppm;
- à partir de l'ensemble de jeux de paramètres obtenus après sélection sur la base des trois premiers critères, chacun est utilisé pour des simulations où la concentration du CO₂ seul augmente de 1% par an; le critère de sélection qui

s'applique alors est que la fraction de CO₂ qui persiste dans l'atmosphère sans avoir été absorbé par les autres composants du système climatique est de $53 \pm 6\%$ (1σ).

2 237 simulations sont ainsi sélectionnées, qui amènent à une distribution de l'ECS de 2, 95 [2, 05; 5, 07] K (médiane, 5%-95%), ce qui est tout-à-fait cohérent avec la plage de valeurs publiées dans le Sixième rapport, à savoir 3, 0 [2, 0; 5, 0] K. Sur cette base, les émissions associées aux différents scénarios SSP sont appliquées aux jeux de paramètres ainsi sélectionnés, et aboutissent aux projections climatiques associées au Sixième rapport d'évaluation du GIEC, en température de surface et en contenu de chaleur de l'océan.

2.1.A. c. Projections de hausse du niveau de la mer dans le Sixième rapport du GIEC

c. i. Contribution thermostérique

L'émulateur de climat présenté dans la partie précédente fournit des projections de contenu de chaleur de l'océan; celui-ci est converti en contribution thermostérique globale moyenne en utilisant le coefficient d'efficacité expansive de la chaleur, déduit des modèles participant à l'exercice CMIP6 et valant $0, 113 \pm 0, 013 \text{ m}\cdot\text{YJ}^{-1}$ [SMITH *et al.*, 2021].

c. ii. Contribution de la calotte du Groenland

La contribution de la calotte du Groenland à l'élévation du niveau de la mer est calculée jusque 2100 dans le Sixième rapport du GIEC par l'émulateur statistique FACTS (*Framework for Assessing Changes To Sea-level* version 20220406) de modèles numériques de calotte [EDWARDS *et al.*, 2021; FOX-KEMPER *et al.*, 2021a; GARNER *et al.*, in prep.]; cet émulateur ne reproduit toutefois pas bien la corrélation temporelle des processus (puisque les valeurs sont calculées pour chaque époque indépendamment les unes des autres), si bien qu'une approche polynomiale est utilisée pour le calcul des taux de variation de cette contribution [FOX-KEMPER *et al.*, 2021a; KOPP, 2022]. Ce polynôme est cubique en température de surface et quadratique en temps, et ses coefficients β_i sont ajustés sur les simulations de modèles participant à l'exercice ISMIP6 [NOWICKI *et al.*, 2016] (voir tab. IV.2). Ce polynôme s'exprime (en $\text{mm}\cdot\text{an}^{-1}$) [FOX-KEMPER *et al.*, 2021b] :

$$\frac{\partial s(t)}{\partial t} = \beta_0 + \beta_1 T + \beta_2 T^2 + \beta_3 T^3 + \beta_4 t + \beta_5 t^2 \quad (\text{IV.10})$$

où T et t sont les anomalies de température (en K) et la durée, respectivement, par rapport à l'année 2015; ce polynôme est annoncé comme valable jusque 2100.

Groupe	Modèle	β_0	β_1	β_2	β_3	β_4	β_5
		$\text{mm}\cdot\text{an}^{-1}$	$\text{mm}\cdot\text{an}^{-1}\text{K}^{-1}$	$\text{mm}\cdot\text{an}^{-1}\text{K}^{-2}$	$\text{mm}\cdot\text{an}^{-1}\text{K}^{-3}$	$\text{mm}\cdot\text{an}^{-2}$	$\text{mm}\cdot\text{an}^{-3}$
UCIJPL	ISSM1	0.11	0.68	-0.16	0.03	-0.009	0.00015
UAF	PISM1	0.11	2.23	-0.69	0.08	-0.046	0.00047
NCAR	CISM	0.31	1.60	-0.44	0.06	-0.030	0.00027
MUN	GSM2601	0.26	1.92	-0.64	0.07	-0.048	0.00054
AWI	ISSM1	0.15	0.57	-0.06	0.02	-0.002	0.00003
JPL	ISSMPALEO	0.08	0.67	-0.13	0.02	-0.016	0.00019
BGC	BISICLES	0.15	0.82	-0.24	0.04	-0.017	0.00022
GSFC	ISSM	0.17	1.94	-0.62	0.08	-0.035	0.00038
UCIJPL	ISSM2	0.22	0.34	0.05	-0.02	-0.004	0.00009
IMAU	IMAUICE2	0.20	2.30	-0.71	0.09	-0.044	0.00045
VUB	GISMHIMv1	0.39	0.85	-0.19	0.04	-0.002	-0.00001
IMAU	IMAUICE1	0.28	0.84	-0.13	0.03	-0.002	-0.00001
MUN	GSM2611	0.32	0.39	0.15	-0.04	-0.016	0.00021
UAF	PSM2	0.22	0.22	-0.03	0.02	0.002	-0.00001
VUW	PISM	0.00	1.54	-0.52	0.06	-0.037	0.00046
AWI	ISSM2	0.15	0.58	-0.06	0.02	-0.001	0.00002
ILTS_PIK	SICOPOLIS2	0.23	0.64	-0.06	0.02	-0.005	0.00007
ILTS_PIK	SICOPOLIS1	0.18	1.83	-0.52	0.07	-0.036	0.00037
AWI	ISSM3	0.09	2.12	-0.65	0.08	-0.042	0.00042
JPL	ISSM	0.20	0.73	-0.13	0.03	-0.004	0.00005
LSCE	GISL12	0.22	0.39	-0.04	0.02	-0.006	0.00006

Table IV.2 – Paramètres des émulateurs de modèles pour la calotte du Groenland [FOX-KEMPER *et al.*, 2021b]

c. iii. *Contribution des glaciers*

La contribution des glaciers continentaux à l'élévation du niveau de la mer est calculée jusqu'en 2100 dans le Sixième rapport du GIEC par l'émulateur statistique FACTS déjà mentionné [EDWARDS *et al.*, 2021; FOX-KEMPER *et al.*, 2021a; GARNER *et al.*, in prep.]; cet émulateur ne reproduit toutefois pas bien la corrélation temporelle des processus (puisque les valeurs sont calculées pour chaque époque indépendamment les unes des autres), si bien qu'une loi de puissance distincte est utilisée pour le calcul des taux de variation de cette contribution. Les paramètres de celle-ci sont ajustés sur les simulations de modèles participant à l'exercice GlacierMIP2 (voir tab. IV.3). Cette loi de puissance s'exprime (en mm) [FOX-KEMPER *et al.*, 2021b; KOPP, 2022] :

$$s(t) = fI(t)^\rho \quad (\text{IV.11})$$

$$\text{où : } I(t) = \int_{t_0}^t (T - T(t_0)) dt$$

où T est la température globale moyenne de surface, t_0 est l'année 2006, t est le temps, jusqu'en 2100. f et ρ sont les paramètres ajustés sur les modèles de glaciers; chaque valeur de s ainsi calculée est une médiane autour de laquelle se distribue un ensemble de valeurs caractérisé par un écart-type relatif σ .

Modèle	f mm·an ⁻¹ K ⁻¹	ρ	σ
GLIMB	3.70	0.66	0.21
GloGEM	4.08	0.72	0.16
JULES	5.50	0.56	0.19
MAR2012	4.89	0.65	0.14
OGGM	4.26	0.72	0.16
RAD2014	5.18	0.71	0.14
WAL2001	2.66	0.73	0.21

Table IV.3 – Paramètres des émulateurs de modèles pour les glaciers continentaux [FOX-KEMPER *et al.*, 2021b]

c. iv. *Contribution de la calotte de l'Antarctique et des stocks d'eau continentale*

La contribution de la calotte de l'Antarctique dans les projections d'élévation du niveau de la mer est estimée à partir des modèles participant aux projets LARMIP-2 et ISMIP6 [FOX-KEMPER *et al.*, 2021b]. Malgré les désaccords entre ces exercices de modélisation, cette contribution est faiblement sensible à la température de surface, et donc aux scénarios, la perte de masse de la calotte de l'Antarctique étant principalement due à la fonte basale et à l'écoulement des langues de glace. La contribution de l'Antarctique est intégrée à l'émulateur FACTS.

La contribution des stocks d'eau continentale est considérée comme quasi-indépendante des scénarios et donc des projections de température.

2.1. B. CONTRAINTE SUR LE PARAMÈTRE DE RÉTROACTION CLIMATIQUE

2.1.B. a. Contrainte sur les paramètres de l'émulateur de climat

Le principe de base suivi pour contraindre le paramètre de rétroaction climatique λ est de construire une distribution de ce paramètre de telle sorte que l'ECS qui lui correspond ait une borne basse à 5% de 2,4 K, qui est celle que j'ai obtenue au ch. II, et une borne supérieure à 95% de 5,0 K, qui est celle du Sixième rapport du GIEC. Il faut donc utiliser ma distribution de ce que j'ai noté $\text{CO}_2\text{eff}\lambda$ pour contraindre la distribution de λ et la distribution des autres paramètres de l'émulateur (dont je note l'ensemble Π) après les quatre tests appliqués au million de simulations évoquées précédemment. Ma contrainte observationnelle sur λ réduit l'intervalle de confiance très probable de 13%, passant de $[2, 0; 5, 0]$ à $[2, 4; 5, 0]$ $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$.

On observe dans le tab. IV.4 page suivante l'application de la contrainte sur λ issue de mes travaux présentés au ch. II, suivie de la sélection des jeux de paramètres contraints par le respect des critères des valeurs historiques observées, amènent une contrainte relativement faible sur les autres paramètres, qui restent dans les barres d'erreur estimées dans le Sixième rapport du GIEC. Les valeurs composites obtenues peuvent donc être approximativement considérées comme invariantes, sauf pour λ , qui est effectivement le paramètre sur lequel ma thèse s'est penchée (voir tab. IV.4 page ci-contre et fig. IV.1 page suivante).

2.1.B. b. Projections climatiques

Avec l'émulateur associé au Sixième rapport du GIEC, j'ai généré des projections pour chaque scénario avec un jeu de paramètres $[\lambda_{\text{HYBR}}; \Pi_{\text{HYBR}}] \equiv \Omega_{\text{HYBR}}$ issus de l'ensemble des paramètres obtenus après application des critères de

Paramètre	Publié dans l'AR6 du GIEC	Reproduction des valeurs de l'AR6		Valeurs hybrides
		Méd. [5%;95%]	Méd. [5%;95%]	par contrainte sur λ Méd. [5%;95%]
λ ($\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$)		-1,33 [-2,15;-0,51]	-1,36 [-1,93;-0,79]	-1,28 [-1,62;-0,79]
ECS (K)		3,0 [2,0;5,0]	2,93 [2,06;5,06]	3,11 [2,46;5,06]
C ($\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{yr}\cdot\text{K}^{-1}$)		8,1 [6,46;9,74]	8,32 [6,03;10,09]	8,28 [6,00;10,12]
C_d ($\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{yr}\cdot\text{K}^{-1}$)		110 [47;213]	122 [57;258]	118 [55;238]
γ ($\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$)		0,62 [0,41;0,83]	0,65 [0,47;0,89]	0,66 [0,47;0,90]
ε		1,34 [0,67;2,01]	1,30 [0,63;1,98]	1,32 [0,70;1,99]

Table IV.4 – Valeurs des paramètres de l'émulateur de climat publiées dans le Sixième rapport du GIEC, reproduites par nos traitements, et issues de la contrainte sur l'ECS.

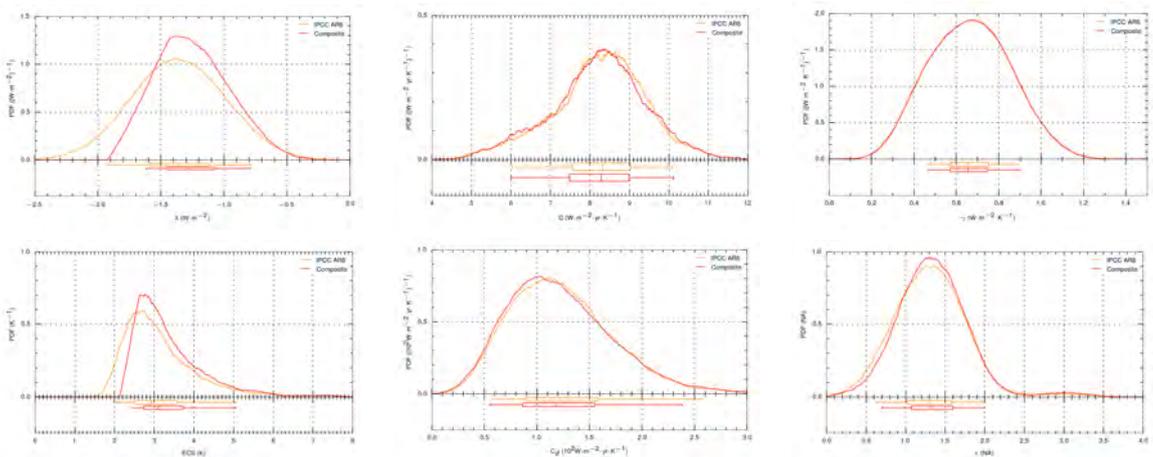


Fig. IV.1 – Distribution des paramètres climatiques de l'émulateur de climat pour le Sixième rapport du GIEC (en orange) et après la contrainte sur la borne basse de l'ECS (en rouge) (de haut en bas, de gauche à droite) : λ , C_s , γ , ECS, $10^{-2}C_d$, ε . Les valeurs associées à ces figures sont dans le tableau IV.4.

contrainte de sélection lancés sur l'ensemble du million de simulations après application de la contrainte sur λ . Par comparaison et afin de valider le bon fonctionnement de l'émulateur, j'ai aussi calculé des projections avec un jeu de paramètres $[\lambda_{\text{AR6}}; \Pi_{\text{AR6}}] \equiv \Omega_{\text{AR6}}$ servant à valider nos résultats en reproduisant les projections publiées par le Sixième rapport du GIEC, issues de l'ensemble des paramètres obtenus après application des critères de contrainte de sélection lancés sur l'ensemble du million de simulations, sans contrainte *a priori* sur λ .

Pour chaque projection, j'échantillonne plusieurs centaines de fois un jeu de paramètres Ω et décline, pour chaque scénario SSP, l'évolution des grandeurs climatiques T et N en fonction de la trajectoire de F , et j'en déduis notamment le contenu de chaleur de l'océan OHC. Les différents traitements associés à l'exécution de cet émulateur ont été réalisés en coopération étroite avec mon collègue R. Guillaume-Castel, que je remercie pour sa contribution décisive à cette partie.

2.2 Résultats des projections climatiques contraintes

2.2. A. PROJECTIONS CONTRAINTEES DE TEMPÉRATURE DE SURFACE

Les projections de température sont présentées sur la fig. IV.2 page suivante et dans le tableau IV.5 page 137. On constate d'abord que les valeurs obtenues à l'horizon 2081-2100 sont quasiment équivalentes à celles obtenues par la mise à l'échelle des indicateurs climatiques présentées dans le tableau IV.1 page 132, ce qui montre que la méthode exposée dans la partie IV.1 page 130 permet, sans l'émulateur, de recalculer très rapidement des indicateurs climatiques clés (température, forçage radiatif, concentration de CO_2) à partir de toute mise à jour de la sensibilité climatique d'équilibre.

On constate par ailleurs que les projections avec les paramètres hybrides (*i.e.* utilisant ma contrainte sur la borne basse de l'ECS, traduite en contrainte sur λ) fournissent, comme attendu, une borne basse et une médiane plus élevées qu'avec les paramètres du Sixième rapport. À l'échéance 2081-2100, le scénario SSP1-1.9 (qui voit la température à peu près stabilisée) voit son intervalle de confiance réduit de 5,3% et le scénario SSP5-8.5 (qui est encore en régime transitoire) de 2,9%; mais à long terme (à l'échéance 2481-2500), ces deux scénarios voient leurs intervalles de confiance réduits de 10,9% et de 15,1%

respectivement. Ainsi la réduction de 13% de l'intervalle de confiance sur l'ECS se traduit approximativement dans les mêmes proportions lorsqu'on s'approche de l'équilibre, avec cependant un effet plus faible lorsque la concentration de CO₂ est plus faible que le doublement et un effet plus fort lorsque la concentration de CO₂ est plus forte que le doublement. Si on examine le scénario qui aboutit à une concentration de CO₂ à l'équilibre la plus proche du doublement (à savoir 560 ppm), en l'occurrence le scénario SSP2-4.5, alors la réduction de l'intervalle de confiance est de 5,9% en 2081-2100 et de 13,9% en 2481-2500. Ce résultat accrédite la pertinence de l'ECS comme métrique de l'amplitude du changement climatique, puisque les variations de son intervalle de confiance se retrouvent dans les variations de la dispersion des simulations qui, avec des concentrations de CO₂ proches, se retrouvent à l'équilibre. On observe aussi, à partir du XXII^e siècle (voir à partir de la ligne 2141-2160 du tableau IV,5 page ci-contre), que la borne haute de la projection avec les paramètres recalculés par ma contrainte observationnelle devient inférieure à celles calculées dans les conditions du Sixième rapport, de façon d'autant plus significative que le scénario est émetteur.

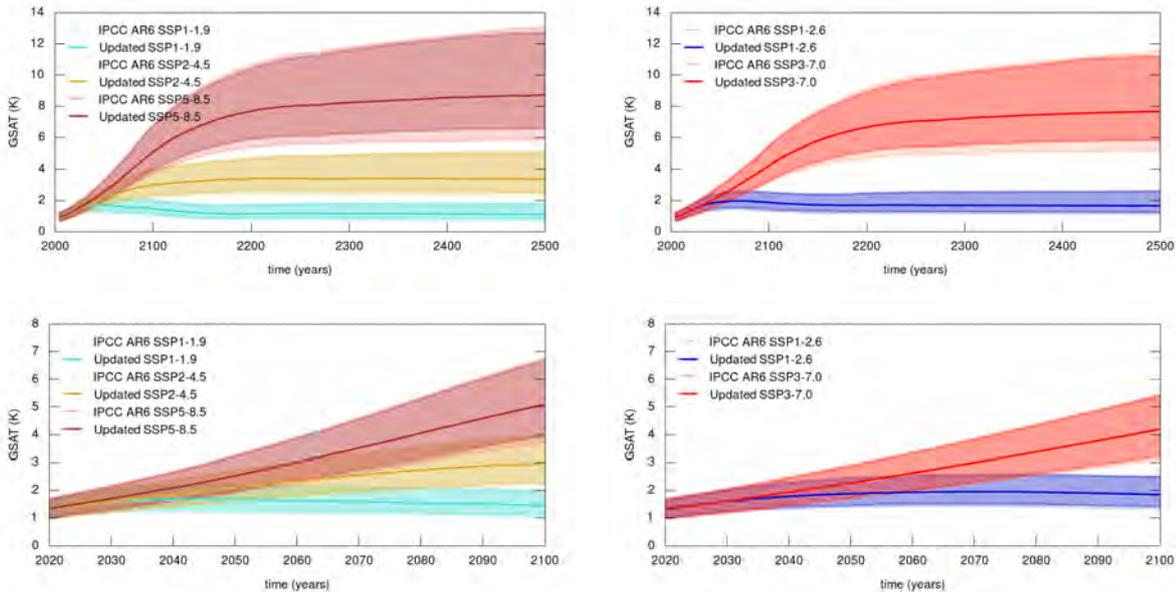


Fig. IV.2 – Projections d'élévation de la température de surface (K) issues du Sixième rapport d'évaluation du GIEC [IPCC, 2021] (en pointillé, clair), avec les contraintes observationnelles sur la sensibilité climatique apportées dans [CHENAL et al., 2022] (médiane, 5%-95%) (en ligne continue, foncée). En haut : sur la plage de temps 2000-2500; en bas : sur la plage 2020-2100. À gauche : scénarios SSP1-1.9, SSP2-4.5, SSP5-8.5; à droite : scénarios SSP1-2.6, SSP3-7.0. Les figures ne sont séparées que par soucis de clarté. Les chiffres associés à ces figures sont dans le tab. IV,5 page ci-contre.

2.2. B. PROJECTIONS CONTRAINTES DE NIVEAU DE LA MER GLOBAL

2.2.B. a. Méthode de mise à jour des contribution à l'élévation du niveau de la mer

a. i. Contribution thermostérique

Les projections de la contribution thermostérique du niveau de la mer sont issues de celles du contenu de chaleur de l'océan, en appliquant la relation I.3. J'ai réalisé une projection dans les conditions du Sixième rapport afin d'en valider le mode de calcul, notée Ω_{AR6} dans les tableaux de résultats qui suivent. Toutefois, plusieurs éléments de la projection d'élévation du niveau de la mer du Sixième rapport peuvent être mis à jour. D'abord, l'OHC de l'émulateur est déduit du déséquilibre énergétique planétaire en considérant que l'océan absorbe 100% de l'excès de chaleur associé au déséquilibre, alors que cette fraction vaut plutôt 93%; dans le même calcul, la surface du sommet de l'atmosphère est calculée avec le rayon de la surface de la Terre, au lieu de considérer un rayon d'une surface située 30 km plus haut. L'effet de la fraction d'excès d'énergie absorbée par l'océan domine toutefois celui du rayon de la sphère du sommet de l'atmosphère; la prise en compte des deux effets est notée $[\Omega_{HYBR}; \beta]$ dans les tableaux de résultats. Enfin, le paramètre d'efficacité expansive de la chaleur EEH est tiré des modèles de climat participant à l'exercice CMIP6 et vaut $0, 113 \pm 0, 013 \text{ m} \cdot \text{YJ}^{-1}$ [SMITH et al., 2021]; je propose d'utiliser une valeur plus à jour et issue des observations, estimée par MARTI et al. (2022), à savoir $0, 145 \pm 0, 001 \text{ m} \cdot \text{YJ}^{-1}$. La prise en compte de l'ensemble de ces mises à jour est indiquée $[\Omega_{HYBR}; \beta; EEH]$ dans les tableaux de résultats qui suivent.

a. ii. Contributions des glaciers et du Groenland

Afin de calculer rapidement la mise à jour des projections de la contribution de masse à la hausse du niveau de la mer, j'ai utilisé les polynômes publiés pour le Groenland et les glaciers dans le Sixième rapport, et non l'émulateur numérique FACTS

Horizon	Source	SSP1-1.9	SSP1-2.6	SSP2-4.5	SSP3-7.0	SSP5-8.5
		Méd. [5%-95%]	Méd. [5%-95%]	Méd. [5%-95%]	Méd. [5%-95%]	Méd. [5%-95%]
2021-2040	IPCC AR6	1,5 [1,2;1,7]	1,5 [1,2;1,8]	1,5 [1,2;1,8]	1,5 [1,2;1,8]	1,6 [1,3;1,9]
	Ω_{AR6}	1,53 [1,15;2,01]	1,56 [1,16;2,06]	1,58 [1,17;2,09]	1,60 [1,16;2,14]	1,70 [1,22;2,30]
	Ω_{HYBR}	1,57 [1,17;2,06]	1,59 [1,18;2,10]	1,60 [1,18;2,12]	1,61 [1,16;2,17]	1,72 [1,22;2,33]
2041-2060	IPCC AR6	1,6 [1,2;2,0]	1,7 [1,3;2,2]	2,0 [1,6;2,5]	2,1 [1,7;2,6]	2,4 [1,9;3,0]
	Ω_{AR6}	1,60 [1,19;2,15]	1,81 [1,35;2,41]	2,07 [1,55;2,74]	2,25 [1,66;2,97]	2,51 [1,82;3,88]
	Ω_{HYBR}	1,67 [1,29;2,18]	1,88 [1,45;2,44]	2,12 [1,61;2,78]	2,28 [1,69;3,01]	2,56 [1,88;3,45]
2081-2100	IPCC AR6	1,4 [1,0;1,8]	1,8 [1,3;2,4]	2,7 [2,1;3,5]	3,6 [2,8;4,6]	4,4 [3,3;5,7]
	Ω_{AR6}	1,43 [1,04;1,99]	1,81 [1,32;2,49]	2,77 [2,05;3,73]	3,71 [2,76;4,91]	4,49 [3,29;6,05]
	Ω_{HYBR}	1,51 [1,14;2,04]	1,90 [1,45;2,53]	2,88 [2,21;3,79]	3,81 [2,89;4,99]	4,64 [3,49;6,17]
2141-2160	Ω_{AR6}	1,12 [0,78;1,72]	1,63 [1,16;2,40]	3,13 [2,27;4,43]	5,64 [4,14;7,70]	6,62 [4,80;9,27]
	Ω_{HYBR}	1,19 [0,88;1,70]	1,72 [1,29;2,36]	3,27 [2,49;4,38]	5,82 [4,47;7,61]	6,87 [5,22;9,12]
2291-2310	Ω_{AR6}	1,08 [0,72;1,76]	1,61 [1,09;2,51]	3,25 [2,28;4,93]	6,99 [4,94;10,28]	7,94 [5,63;11,82]
	Ω_{HYBR}	1,15 [0,83;1,74]	1,70 [1,24;2,51]	3,42 [2,55;4,86]	7,33 [5,52;10,10]	8,35 [6,21;11,47]
2481-2500	Ω_{AR6}	1,05 [0,69;1,79]	1,57 [1,05;2,57]	3,21 [2,22;5,09]	7,35 [5,15;11,44]	8,39 [5,84;13,04]
	Ω_{HYBR}	1,12 [0,80;1,78]	1,67 [1,21;2,56]	3,40 [2,50;4,97]	7,74 [5,78;11,19]	8,82 [6,53;12,64]

Table IV.5 – *Projections d'élévation de la température de surface issues du Sixième rapport d'évaluation du GIEC [IPCC, 2021] (lignes IPCC AR6), reproduites dans les conditions du Sixième rapport (lignes Ω_{AR6}), et avec les contraintes observationnelles sur la sensibilité climatique apportées dans [CHENAL et al., 2022] (lignes Ω_{HYBR}).*

avec lequel elle a effectivement été calculée; ayant constaté des écarts importants entre les projections obtenues avec les polynômes et les projections réellement publiées, je suis entré en contact avec R. Kopp (professeur à l'université Rutgers dans le New Jersey aux États-Unis), responsable des projections des contributions de la cryosphère à la hausse du niveau de la mer pour la NASA, qui sont celles publiées dans le Sixième rapport du GIEC, qui m'a confirmé que les projections issues de l'émulateur ne sont pas immédiatement reproductibles avec les polynômes [KOPP, 2022]. J'ai alors développé un modèle simple d'ajustement des projections polynomiales sur les projections publiées à trois paramètres par époque : un facteur de mise à l'échelle pour la médiane, un facteur de mise à l'échelle de la dispersion pour les quantiles supérieurs à la médiane et un facteur de mise à l'échelle de la dispersion pour les quantiles inférieurs à la médiane. L'utilisation des polynômes me permet de conserver la dépendance des contribution du Groenland et des glaciers à la température de surface et au temps, que je peux réutiliser avec toute autre projection de température, tandis que le calcul des paramètres de mise à l'échelle me permet à la fois de reproduire l'ampleur des projections publiées avec leur dispersion, en laissant possible une éventuelle asymétrie de dispersion. Les écarts constatés entre mes projections polynomiales ainsi mises à l'échelle et celles publiées sont le reflet de la non linéarité des quantiles de la distribution. Les projections des contributions des glaciers et du Groenland calculées dans les conditions du Sixième rapport sont notées Ω_{AR6} dans les tableaux de résultats qui suivent, et elle sont très proches des projections publiées dans le Sixième rapport; le projections avec la mise à jour des trajectoires de la température surface issues de la contrainte sur la sensibilité climatique y sont notées Ω_{HYBR} .

2.2.B. b. Résultats et discussion

Je présente dans cette partie les résultats associés à la mise à jour de la contribution thermostérique, puis de celles des glaciers et du Groenland, enfin celle du niveau de la mer résultant de l'ensemble des contributions. La synthèse des résultats des diverses projections des contributions à l'élévation du niveau de la mer est présentée dans le tableau IV.9 page 143. Celles-ci sont exprimées, comme les projections du chapitre 9 du Sixième rapport du GIEC, par rapport à la moyenne sur l'intervalle 1995-2014; pour obtenir la variation par rapport à 1900, qui est la référence du Résumé pour décideurs du Sixième rapport, il faut ajouter 0, 155 m.

b. i. Contribution thermostérique

Les projections de la contribution thermostérique sont présentées sur la fig. IV.3 page suivante. On constate dans le tableau IV.6 page 139 que la seule contrainte sur la sensibilité climatique ne modifie que marginalement les projections en 2100, par exemple sur la borne basse des scénarios associés à de fortes émissions de gaz à effet de serre. La mise à jour du paramètre β à 0, 93 domine l'effet de la mise à jour de l'ECS sur la contribution thermostérique, puisque les résultats de la ligne [$\Omega_{HYBR}; \beta$] donnent des plages de valeurs plus basses que la ligne Ω_{HYBR} , pour la médiane, la borne basse et la borne haute. Enfin, la mise à jour du coefficient EEH (ligne [$\Omega_{HYBR}; \beta; EEH$]) amène des projections substantiellement plus hautes que celles obtenues en reproduction des projections du Sixième rapport (Ω_{AR6}) puisque, en 2100, la médiane de la projection du scénario SSP1-1.9 est plus haute de 22%; la même valeur est obtenue pour le scénario SSP5-8.5. Parallèlement, la largeur de l'intervalle de confiance ne varie pas pour le scénario SSP1-1.9 en 2100 entre la ligne Ω_{AR6} et la ligne [$\Omega_{HYBR}; \beta; EEH$], mais diminue de 9% pour le scénario SSP5-8.5. On voit ainsi que les différents paramètres ont des influences différentes selon les incertitudes qui leur sont associées mais aussi selon le scénario socio-économique du GIEC, tant pour les médianes des projections que pour les intervalles de confiance qui leur sont associés, mais que la contrainte

que mes résultats mettent sur la sensibilité climatique, à l'échéance de la fin du siècle, ne modifie pas substantiellement les projections.

À plus long terme (voir les autres échéances présentées dans le tab. IV.6 page ci-contre), on voit là aussi que la seule mise à jour de la sensibilité climatique n'amène qu'une faible révision de la contribution thermostérique (+7,6% pour la médiane du scénario SSP1-1.9 à l'échéance 2500, +2,3% pour celle du scénario SSP5-8.5 à la même échéance), qui semble dépendre cependant de la proximité avec un état d'équilibre : les scénarios les moins émetteurs, qui sont les plus proches de l'équilibre en 2500, sont associés à une évolution relative plus importante que les scénarios plus émetteurs, qui sont encore en régime transitoire à cette échéance. Ensuite, on voit aussi que c'est l'invocation de la mise à jour des coefficients β et EEH qui, dans des sens opposés, amène la plus grande révision ; ainsi pour le scénario SSP1-1.9, à l'échéance 2500, la variation de la médiane est de +36,4%, et de +23,1% pour le scénario SSP5-8.5, par rapport aux projections du Sixième rapport.

Par ailleurs, dans le tableau IV.7 page suivante figurent les résultats obtenus pour les taux de variations moyens aux échéances 2040-2060 et 2080-2100, calculés avec un schéma de dérivation par différences finies centrées sur les fichiers accompagnant le Sixième rapport du GIEC (lignes « IPCC AR6 »), puis sur la reconstitution de la contribution thermostérique de l'émulateur de climat avec les mêmes paramètres que dans le Sixième rapport (lignes Ω_{AR6}), enfin avec la mise à jour de la sensibilité climatique et des paramètres β et EEH (lignes $[\Omega_{HYBR}; \beta; EEH]$). Ce tableau confirme la validité de ma reproduction des projections publiée dans le Sixième rapport du GIEC, et montre que la mise à jour des paramètres qui conditionnent la contribution thermostérique du niveau de la mer amène des élévations notables des taux de variation de celle-ci : +23% pour la médiane du scénario SSP1-1.9 à l'échéance 2040-2060 et +25% en 2080-2100, +20% et +22% pour le scénario SSP5-8.5 aux mêmes échéances. Par comparaison avec les taux de variations observés de la contribution thermostérique (1,39 [0, 74; 2, 05] mm/an (médiane, 5%-95%) sur 2006-2018, voir le tab. 9.5 du ch.9 du Sixième rapport [FOX-KEMPER *et al.*, 2021a]), on constate que, contrairement à ce que prévoyait le Sixième rapport (où deux scénarios permettent d'atteindre à la fin du siècle des taux de variation plus faibles, c'est-à-dire un ralentissement de cette contribution), la mise à jour des paramètres conditionnant la contribution thermostérique de l'élévation du niveau de la mer montre qu'il n'y a désormais plus que dans le scénario SSP1-1.9 que cette possibilité existe (projection à 1, 0 [0, 8; 1, 4] mm/an en 2080-2100).

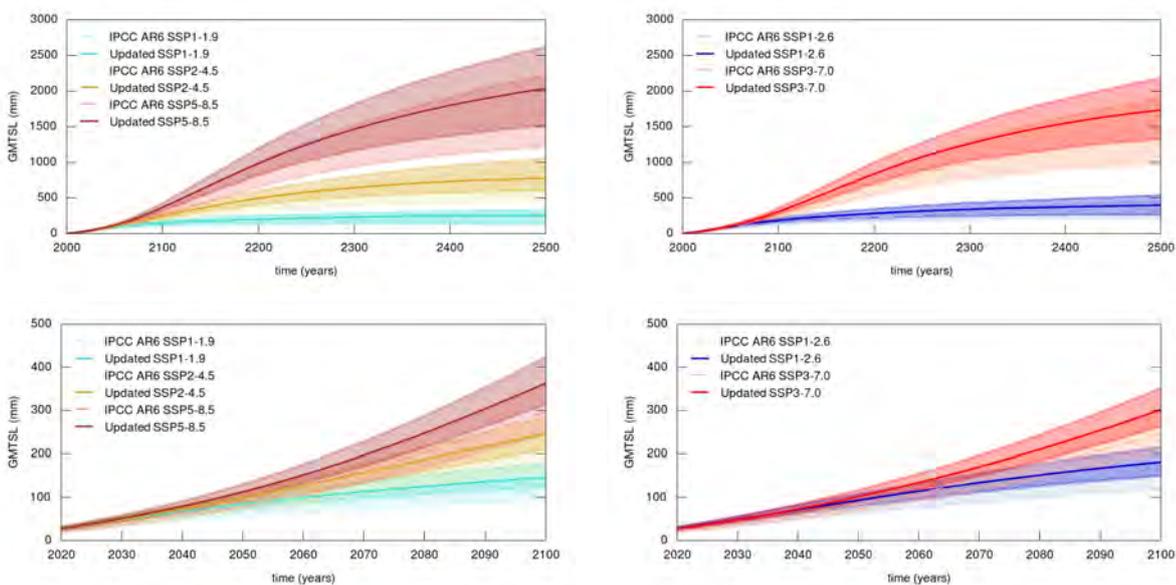


Fig. IV.3 – Projections de la contribution thermostérique à l'élévation du niveau de la mer (m), exprimées par rapport à 1995-2014, issues du Sixième rapport d'évaluation du GIEC [IPCC, 2021] (en pointillé, clair), avec les contraintes observationnelles sur la sensibilité climatique apportées dans [CHENAL *et al.*, 2022] (en ligne continue, foncée) (médiane, 17%-83%). En haut : sur la plage de temps 2000-2500 ; en bas : sur la plage 2020-2100. À gauche : scénarios SSP1-1.9, SSP2-4.5, SSP5-8.8 ; à droite : scénarios SSP1-2.6, SSP3-7.0. Les figures ne sont séparées que par soucis de clarté. Les chiffres associés à ces figures sont dans les tab. IV.6 pour les valeurs et IV.7 page suivante pour les taux de variation.

Échéance	Source	SSP1-1.9	SSP1-2.6	SSP2-4.5	SSP3-7.0	SSP5-8.5
		Méd [17%;83%]	Méd [17%;83%]	Méd [17%;83%]	Méd [17%;83%]	Méd [17%;83%]
Valeurs à divers horizons						
2100	IPCC AR6	120 [90;150]	140 [110;180]	200 [160;240]	250 [210;300]	300 [240;360]
	Ω_{AR6}	118 [94;148]	146 [118;183]	199 [162;244]	244 [207;297]	297 [245;366]
	Ω_{HYBR}	120 [98;149]	148 [120;179]	203 [166;241]	253 [211;312]	304 [253;366]
	$[\Omega_{HYBR}; \beta]$	111 [89;138]	135 [111;164]	187 [155;227]	232 [195;281]	278 [234;341]
	$[\Omega_{HYBR}; \beta; EEH]$	144 [122;176]	180 [149;218]	243 [207;281]	302 [259;350]	363 [312;422]
2200	Ω_{AR6}	153 [113;201]	221 [172;283]	392 [316;516]	653 [531;822]	804 [648;995]
	Ω_{HYBR}	160 [118;204]	223 [174;283]	399 [317;494]	687 [550;873]	819 [659;1019]
	$[\Omega_{HYBR}; \beta]$	147 [107;149]	204 [159;256]	374 [304;479]	640 [526;790]	764 [624;957]
	$[\Omega_{HYBR}; \beta; EEH]$	198 [146;245]	275 [210;331]	490 [398;584]	816 [693;791]	970 [811;1182]
2300	Ω_{AR6}	173 [126;238]	271 [188;359]	524 [397;701]	986 [777;1295]	1187 [917;1472]
	Ω_{HYBR}	179 [119;242]	276 [206;346]	521 [406;671]	1036 [847;1319]	1199 [939;1548]
	$[\Omega_{HYBR}; \beta]$	163 [114;227]	248 [178;329]	498 [384;623]	980 [775;1228]	1126 [915;1427]
	$[\Omega_{HYBR}; \beta; EEH]$	225 [149;277]	329 [239;424]	637 [501;817]	1265 [1025;1544]	1462 [1155;1819]
2400	Ω_{AR6}	181 [124;269]	292 [207;420]	599 [429;831]	1182 [895;1594]	1446 [1091;1883]
	Ω_{HYBR}	187 [118;274]	305 [212;405]	607 [450;795]	1284 [978;1706]	1442 [1125;1935]
	$[\Omega_{HYBR}; \beta]$	178 [114;255]	270 [191;370]	567 [419;751]	1190 [918;1535]	1374 [1078;1853]
	$[\Omega_{HYBR}; \beta; EEH]$	242 [153;309]	371 [258;480]	723 [574;940]	1532 [1185;1866]	1794 [1358;2238]
2500	Ω_{AR6}	184 [122;276]	307 [210;445]	631 [433;918]	1332 [976;1897]	1656 [1221;2202]
	Ω_{HYBR}	198 [120;288]	317 [216;437]	630 [466;866]	1441 [1055;1953]	1694 [1242;2265]
	$[\Omega_{HYBR}; \beta]$	179 [107;259]	284 [195;397]	629 [452;825]	1316 [995;1771]	1532 [1177;2054]
	$[\Omega_{HYBR}; \beta; EEH]$	251 [143;325]	393 [264;525]	795 [592;1038]	1734 [1340;2176]	2038 [1520;2606]

Table IV.6 – *Projections à long terme de la contribution thermostérique à l'élévation du niveau moyen de la mer (mm), exprimées par rapport à 1995-2014, publiées dans le Sixième rapport du GIEC (ligne IPCC AR6), reproduites dans les conditions du Sixième rapport (lignes Ω_{AR6}), et avec les contraintes observationnelles sur la sensibilité climatique apportées dans [CHENAL et al., 2022] (lignes Ω_{HYBR} ; avec mise à jour du paramètre β : lignes $[\Omega_{HYBR}; \beta]$; avec mise à jour des paramètres β et EEH : lignes $[\Omega_{HYBR}; \beta; EEH]$).*

Échéance	Source	SSP1-1.9	SSP1-2.6	SSP2-4.5	SSP3-7.0	SSP5-8.5
		Méd [17%;83%]				
Taux de variations à divers horizons						
2040-2060	IPCC AR6	1,3 [1,0;1,6]	1,7 [1,3;2,0]	2,2 [1,8;2,7]	2,5 [2,1;3,0]	3,0 [2,4;3,6]
	Ω_{AR6}	1,3 [1,0;1,6]	1,7 [1,4;2,1]	2,2 [1,8;2,7]	2,6 [2,1;3,1]	3,0 [2,5;3,6]
	$[\Omega_{HYBR}; \beta; EEH]$	1,6 [1,4;2,0]	2,1 [1,7;2,6]	2,7 [2,3;3,1]	3,0 [2,6;3,6]	3,6 [3,1;4,3]
2080-2100	IPCC AR6	0,8 [0,6;1,0]	1,1 [0,8;1,5]	2,4 [1,9;3,0]	3,7 [3,0;4,5]	4,6 [3,7;5,6]
	Ω_{AR6}	0,8 [0,6;1,0]	1,2 [0,9;1,6]	2,4 [1,9;3,0]	3,7 [3,0;4,6]	4,7 [3,8;5,7]
	$[\Omega_{HYBR}; \beta; EEH]$	1,0 [0,8;1,4]	1,5 [1,1;1,9]	2,9 [2,4;3,5]	4,5 [3,9;5,3]	5,6 [4,8;6,7]

Table IV.7 – *Projections des taux de variation de la contribution thermostérique à l'élévation du niveau moyen de la mer (mm/an), publiées dans le Sixième rapport du GIEC (ligne IPCC AR6), reproduites dans les conditions du Sixième rapport (lignes Ω_{AR6}), et avec les contraintes observationnelles sur la sensibilité climatique apportées dans [CHENAL et al., 2022] et mise à jour des paramètres β et EEH (lignes $[\Omega_{HYBR}; \beta; EEH]$).*

b. ii. Contribution des glaciers et du Groenland

Les projections en taux de variation des contributions recalculées des glaciers et du Groenland sont présentées dans le tab. IV.8. Les figures IV.4 page suivante (glaciers) et IV.5 page 142 (Groenland) montrent leur évolution en valeur. Deux éléments notables sont visibles dans ces résultats. D'abord le modèle paramétrique d'alignement des projections issues des polynômes sur les projections publiées fonctionne, puisqu'on retrouve globalement les mêmes indicateurs statistiques (médianes, bornes de l'intervalle de confiance) à échéance donnée que ceux publiés par le Sixième rapport du GIEC (voir colonnes de gauche des figures mentionnées); à noter cependant que l'intervalle de confiance pour la contribution du Groenland en valeur est légèrement sous-estimé par la méthode, et sur-estimé pour les glaciers, mais les taux de variation sont très bien reproduits.

Ensuite, on voit que l'application de nouvelles trajectoires de températures contraintes par une nouvelle distribution de la sensibilité climatique ne modifie quasiment pas les projections publiées, ni en valeur ni en taux de variation, si ce n'est en élargissant légèrement l'intervalle de confiance des projections en valeur. Cette invariance vient du fait que les projections de température elles-mêmes n'ont été que peu modifiées par la mise à jour de la sensibilité climatique. À cela s'ajoute que les incertitudes qui accompagnent les projections des contributions du Groenland et des glaciers dont témoignent leurs intervalles de confiance font que la mise à jour relativement limitée de la distribution de la température par la sensibilité climatique se trouve « noyée » dans les incertitudes des processus glaciaires eux-mêmes. Les trajectoires de pertes de masse de la cryosphère associées aux scénarios socio-économiques du GIEC peuvent donc être considérées, à ce stade, comme relativement indépendantes de la sensibilité climatique. Il faudrait probablement une réduction plus substantielle des incertitudes sur les trajectoires de la température de surface (y compris par une réduction de celle de la sensibilité climatique) et des processus des contributions des glaciers et du Groenland pour voir un effet notable d'une évolution de la sensibilité climatique sur les projections de ces contributions.

En l'état et par comparaison aux taux de variation observés (voir tab. 9.5 du ch. 9 du Sixième rapport [FOX-KEMPER *et al.*, 2021a]), mes travaux confirment donc que, d'ici la fin du siècle, seul le scénario SSP1-1.9 permet d'en rester au taux de variation observé dans la période récente (2006-2018) pour la contribution des glaciers, à savoir 0, 62 [0, 57; 0, 68] mm/an (médiane, 5%-95%) (projection à 0, 6 [0, 4; 0, 8] mm/an sur 2080-2100), mais que ce scénario ne permet de toute façon pas de contenir la contribution du Groenland, celle-ci étant évaluée à 0, 63 [0, 51; 0, 74] mm/an (médiane, 5%-95%) sur 2006-2018 et projetée dans le meilleur des cas à 0, 8 [0, 5; 1, 1] mm/an en 2080-2100. Les polynômes du Sixième rapport, qui me servent de base au calcul de ces projections, ne sont valables que jusqu'en 2100, ce qui explique que je n'ai pas extrapolé, comme pour la contribution thermométrique, le calcul des contributions des glaciers et du Groenland au-delà de cette époque. À cet horizon, il faut donc rappeler que les scénarios représentant les trajectoires climatiques respectant l'Accord de Paris (SSP1-1.9 et SSP1-2.6) ne voient donc pas les taux de variation de ces contributions stabilisées à la fin du XXI^e siècle³, ce qui implique que même à température de surface stabilisée, les mécanismes de fonte de la cryosphère vont se poursuivre et alimenter l'élévation du niveau de la mer.

Échéance	Source	SSP1-1.9	SSP1-2.6	SSP2-4.5	SSP3-7.0	SSP5-8.5
		Méd [17%;83%]				
Taux de variations de la contribution des glaciers à divers horizons						
2040-2060	IPCC AR6	0,8 [0,5;1,1]	0,9 [0,6;1,4]	1,1 [0,8;1,6]	1,3 [0,9;1,8]	1,5 [1,0;2,1]
	Ω_{AR6}	0,6 [0,4;0,9]	0,9 [0,6;1,2]	1,5 [1,1;1,8]	1,8 [1,4;2,2]	2,0 [1,6;2,5]
	Ω_{HYBR}	0,8 [0,6;1,1]	1,0 [0,6;1,4]	1,1 [0,8;1,6]	1,3 [0,9;1,8]	1,5 [1,0;1,9]
2080-2100	IPCC AR6	0,6 [0,3;0,8]	0,8 [0,4;1,1]	1,4 [0,9;2,0]	2,0 [1,3;2,6]	2,3 [1,5;3,2]
	Ω_{AR6}	0,8 [0,6;1,0]	0,8 [0,5;1,0]	1,4 [1,0;1,8]	2,1 [1,6;2,6]	2,3 [1,7;3,0]
	Ω_{HYBR}	0,6 [0,4;0,8]	0,9 [0,6;1,2]	1,4 [1,1;2,0]	1,9 [1,3;2,7]	2,2 [1,5;2,9]
Taux de variations de la contribution du Groenland à divers horizons						
2040-2060	IPCC AR6	0,6 [0,3;0,8]	0,8 [0,6;1,0]	1,0 [0,8;1,3]	1,1 [0,9;1,4]	1,3 [1,0;1,6]
	Ω_{AR6}	0,6 [0,3;0,9]	0,8 [0,3;1,0]	1,0 [0,8;1,2]	1,1 [0,9;1,3]	1,3 [1,0;1,5]
	Ω_{HYBR}	0,6 [0,3;0,9]	0,9 [0,6;1,1]	1,0 [0,8;1,2]	1,1 [0,9;1,3]	1,3 [1,1;1,6]
2080-2100	IPCC AR6	0,8 [0,6;1,1]	1,1 [0,8;1,5]	1,7 [1,3;2,2]	2,2 [1,8;2,7]	2,6 [2,0;3,4]
	Ω_{AR6}	0,8 [0,4;1,0]	1,0 [0,7;1,3]	1,7 [1,4;2,0]	2,2 [1,7;2,5]	2,5 [2,0;3,1]
	Ω_{HYBR}	0,8 [0,5;1,1]	1,2 [0,9;1,4]	1,7 [1,4;2,0]	2,3 [1,8;2,5]	2,6 [2,0;3,2]

Table IV.8 – Projections des taux de variation des contributions des glaciers continentaux et de la calotte du Groenland à l'élévation du niveau moyen de la mer (mm/an), publiées dans le Sixième rapport du GIEC (ligne IPCC AR6), reproduites dans les conditions du Sixième rapport (lignes Ω_{AR6}), et avec les contraintes observationnelles sur la sensibilité climatique apportées dans [CHENAL *et al.*, 2022] et mise à jour des paramètres β et EEH (lignes Ω_{HYBR} ; β ; EEH).

3. Hormis la « cassure » de la contribution publiée du Groenland aux alentours de 2090 pour le scénario SS1-1.9.

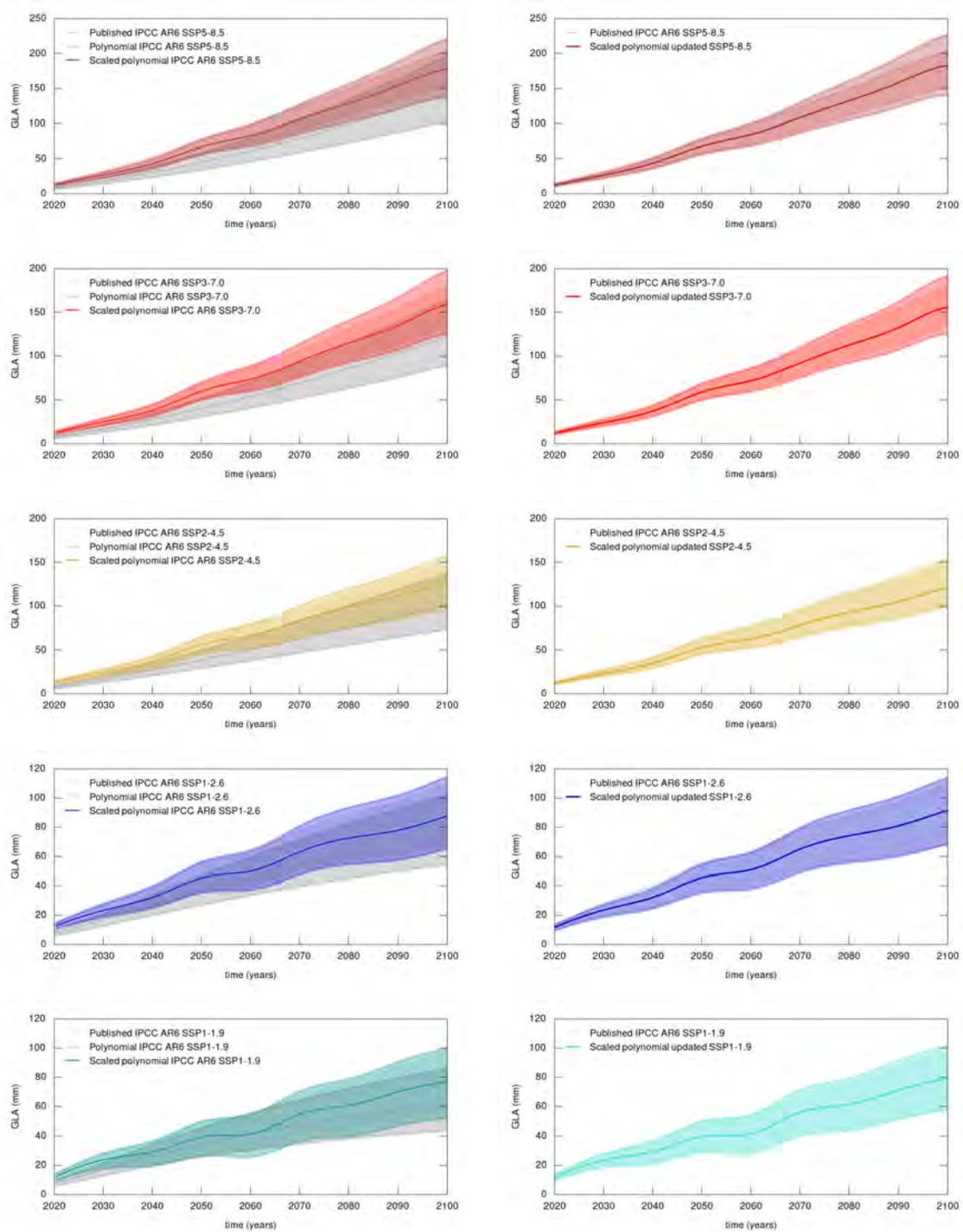


Fig. IV.4 – Projections de la contribution des glaciers continentaux à l'élévation du niveau de la mer, exprimées par rapport à 1995-2014, issues du Sixième rapport d'évaluation du GIEC [IPCC, 2021] (en pointillé, clair), avec les contraintes observationnelles sur la sensibilité climatique apportées dans [CHENAL *et al.*, 2022] (en ligne continue, foncée) (médiane, 17%-83%), de haut en bas pour les scénarios SSP5-8.5, SSP3-7.0, SSP2-4.5, SSP1-2.6, et SSP1-1.9. À gauche : visualisation de la méthode d'ajustement des polynômes publiés dans le Sixième rapport du GIEC sur les projections publiées ; à droite : comparaison des projections publiées avec les projections recalculées après application de la contrainte sur la sensibilité climatique, utilisation et mise à l'échelle des polynômes du Sixième rapport. Les taux de variations associés à ces figures sont dans le tab. IV.8 page ci-contre.

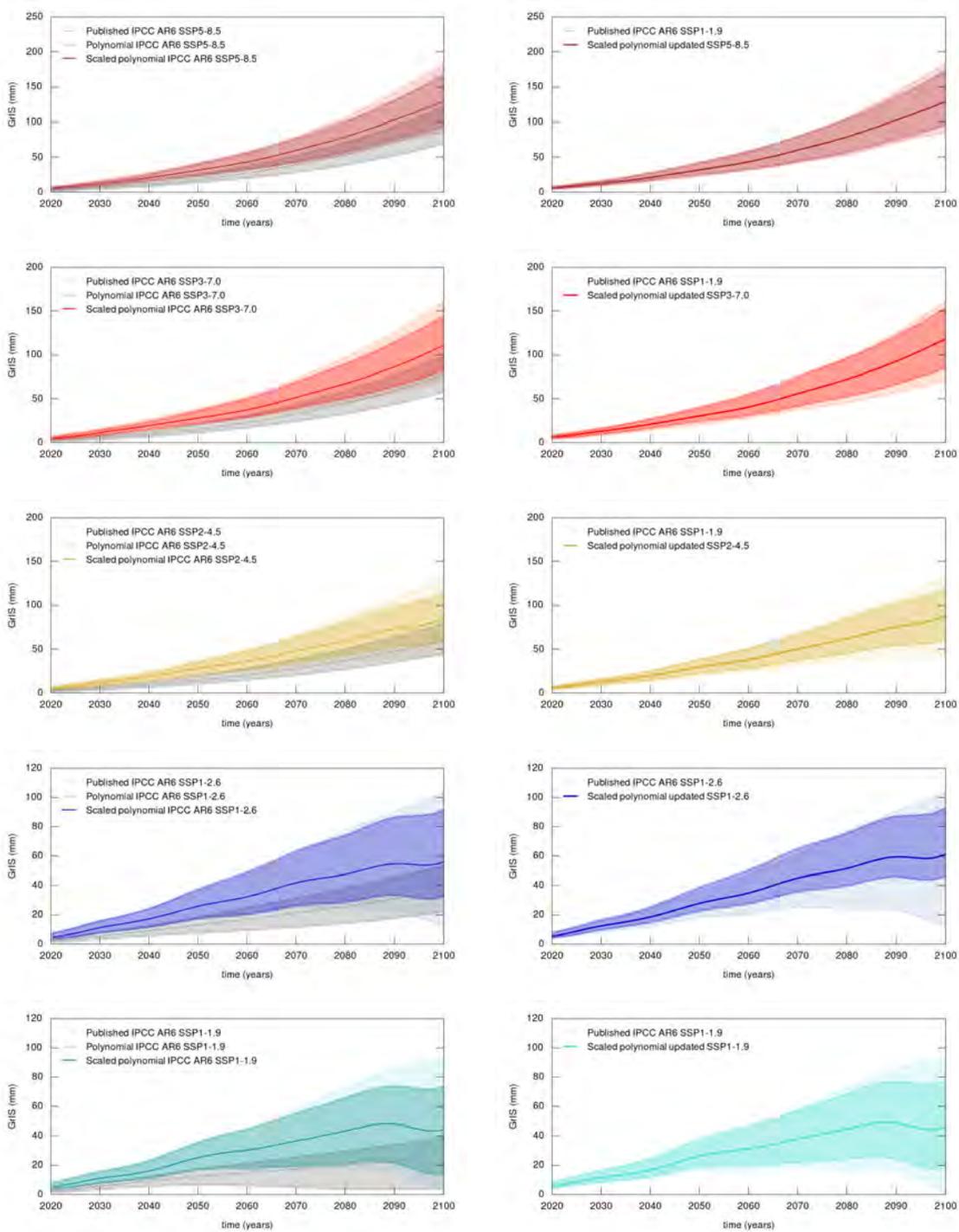


Fig. IV.5 – Projections de la contribution de la calotte du Groenland à l'élévation du niveau de la mer, exprimées par rapport à 1995-2014, issues du Sixième rapport d'évaluation du GIEC [IPCC, 2021] (en pointillé, clair), avec les contraintes observationnelles sur la sensibilité climatique apportées dans [CHENAL *et al.*, 2022] (en ligne continue, foncée) (médiane, 17%-83%), de haut en bas pour les scénarios SSP5-8.5, SSP3-7.0, SSP2-4.5, SSP1-2.6, et SSP1-1.9. À gauche : visualisation de la méthode d'ajustement des polynômes publiés dans le Sixième rapport du GIEC sur les projections publiées ; à droite : comparaison des projections publiées avec les projections recalculées après application de la contrainte sur la sensibilité climatique, utilisation et mise à l'échelle des polynômes du Sixième rapport. Les taux de variations associés à ces figures sont dans le tab. IV.8 page 140.

b. iii. *Élévation totale du niveau de la mer*

La synthèse des projections d'élévation du niveau de la mer est présentée dans le tableau IV.9⁴ La contribution thermostérique est celle qui est le plus modifiée par la contrainte observationnelle sur la sensibilité climatique du ch. II, les autres contributions lui étant relativement insensibles. Je présente dans le tableau IV.9 la somme des totaux des contributions à l'élévation du niveau de la mer à diverses échéances. On constate que la reproduction correcte des contributions individuelles de l'élévation du niveau de la mer évaluées dans ce rapport aboutit à une reproduction, elle aussi correcte, de la somme des contributions aux différents horizons. Pour tous les scénarios, la contrainte observationnelle amène ainsi à une évaluation plus élevée d'élévation du niveau de la mer que dans le Sixième rapport (+7,9% pour le scénario SSP1-1.9 en 2100, +11,7% pour le scénario SSP5-8.5 à la même échéance), et à un élargissement des intervalles de confiance (+50% et +66% respectivement).

Contribution	Source	SSP1-1.9	SSP1-2.6	SSP2-4.5	SSP3-7.0	SSP5-8.5
		Méd [17%;83%]				
2100						
Thermostérique	IPCC AR6	0,12 [0,09;0,15]	0,14 [0,11;0,18]	0,20 [0,16;0,24]	0,25 [0,21;0,30]	0,30 [0,24;0,36]
	Ω_{AR6}	0,118 [0,094;0,148]	0,146 [0,118;0,183]	0,199 [0,162;0,244]	0,244 [0,207;0,297]	0,297 [0,245;0,366]
	Ω_{HYBR}	0,120 [0,098;0,149]	0,148 [0,120;0,179]	0,203 [0,166;0,241]	0,253 [0,211;0,312]	0,304 [0,253;0,366]
	$[\Omega_{HYBR}; \beta; EEH]$	0,111 [0,089;0,138]	0,135 [0,111;0,164]	0,187 [0,155;0,227]	0,232 [0,195;0,281]	0,278 [0,234;0,341]
Groenland	IPCC AR6	0,144 [0,122;0,176]	0,180 [0,149;0,218]	0,243 [0,207;0,281]	0,302 [0,259;0,350]	0,363 [0,312;0,422]
	Ω_{AR6}	0,05 [0,00;0,09]	0,06 [0,01;0,10]	0,08 [0,04;0,13]	0,11 [0,07;0,16]	0,13 [0,09;0,18]
	Ω_{AR6}	0,043 [0,013;0,073]	0,054 [0,025;0,093]	0,086 [0,060;0,118]	0,110 [0,083;0,146]	0,130 [0,095;0,170]
	Ω_{HYBR}	0,046 [0,019;0,079]	0,062 [0,045;0,092]	0,087 [0,062;0,119]	0,118 [0,085;0,152]	0,126 [0,095;0,174]
Antarctique	IPCC AR6	0,10 [0,03;0,25]	0,11 [0,03;0,27]	0,11 [0,03;0,29]	0,11 [0,03;0,31]	0,12 [0,03;0,34]
Glaciers	IPCC AR6	0,08 [0,06;0,10]	0,09 [0,07;0,11]	0,12 [0,10;0,15]	0,16 [0,13;0,18]	0,18 [0,15;0,20]
	Ω_{AR6}	0,077 [0,055;0,102]	0,088 [0,066;0,118]	0,126 [0,096;0,160]	0,160 [0,127;0,204]	0,178 [0,137;0,219]
	Ω_{HYBR}	0,077 [0,056;0,101]	0,092 [0,070;0,112]	0,122 [0,099;0,161]	0,157 [0,124;0,185]	0,182 [0,137;0,211]
Eau continentale	IPCC AR6	0,03 [0,01;0,04]	0,03 [0,01;0,04]	0,03 [0,01;0,04]	0,03 [0,02;0,04]	0,03 [0,01;0,04]
Totaux à divers horizons						
2030	IPCC AR6	0,09 [0,08;0,12]	0,09 [0,08;0,12]	0,09 [0,08;0,12]	0,09 [0,08;0,12]	0,10 [0,09;0,12]
	Ω_{AR6}	0,095 [0,063;0,131]	0,091 [0,065;0,128]	0,088 [0,067;0,122]	0,091 [0,068;0,134]	0,094 [0,072;0,131]
	$[\Omega_{HYBR}; \beta; EEH]$	0,100 [0,072;0,139]	0,100 [0,074;0,142]	0,097 [0,078;0,140]	0,097 [0,076;0,137]	0,108 [0,080;0,146]
2050	IPCC AR6	0,18 [0,15;0,23]	0,19 [0,16;0,25]	0,20 [0,17;0,26]	0,22 [0,18;0,27]	0,23 [0,20;0,29]
	Ω_{AR6}	0,180 [0,114;0,262]	0,181 [0,127;0,270]	0,192 [0,148;0,278]	0,211 [0,161;0,309]	0,218 [0,173;0,321]
	$[\Omega_{HYBR}; \beta; EEH]$	0,196 [0,134;0,283]	0,212 [0,149;0,300]	0,224 [0,173;0,315]	0,218 [0,177;0,316]	0,258 [0,190;0,353]
2090	IPCC AR6	0,35 [0,26;0,49]	0,39 [0,30;0,54]	0,48 [0,38;0,65]	0,56 [0,46;0,74]	0,63 [0,52;0,83]
	Ω_{AR6}	0,373 [0,200;0,547]	0,367 [0,233;0,596]	0,432 [0,316;0,700]	0,524 [0,394;0,827]	0,575 [0,439;0,883]
	$[\Omega_{HYBR}; \beta; EEH]$	0,389 [0,225;0,584]	0,443 [0,274;0,633]	0,527 [0,371;0,733]	0,556 [0,428;0,861]	0,725 [0,486;1,024]
2100	IPCC AR6	0,38 [0,28;0,55]	0,44 [0,32;0,62]	0,56 [0,44;0,76]	0,68 [0,55;0,90]	0,77 [0,63;1,01]
	Ω_{AR6}	0,410 [0,198;0,617]	0,405 [0,259;0,678]	0,502 [0,361;0,806]	0,705 [0,480;1,008]	0,692 [0,529;1,085]
	$[\Omega_{HYBR}; \beta; EEH]$	0,410 [0,235;0,640]	0,505 [0,299;0,746]	0,563 [0,423;0,891]	0,728 [0,522;1,060]	0,860 [0,572;1,206]

Table IV.9 – *Projections d'élévation du niveau moyen de la mer (m) exprimées par rapport à 1995-2014, issues du Sixième rapport d'évaluation du GIEC [FOX-KEMPER et al., 2021b] (lignes IPCC AR6), reproduites dans les conditions du Sixième rapport (lignes Ω_{AR6}), et avec les contraintes observationnelles sur la sensibilité climatique apportées dans [CHENAL et al., 2022] et mise à jour des paramètres physiques β et EEH (lignes $\Omega_{HYBR}; \beta; EEH$). Les scénarios, unités, contributions et horizons présentés sont choisis de façon à être immédiatement comparables avec ceux de la table 9.9 du ch. 9 du Sixième rapport du GIEC.*

4. Dans le tableau IV.9, j'ai fait le choix de ne pas présenter les résultats en taux de variations aux échéances 2040-2060 et 2080-2100, qui figurent pourtant dans le tableau 9.9 du ch. 9 du Sixième rapport du GIEC, qui présente pourtant les mêmes grandeurs que le tableau IV.9; en effet, ayant ajouté des grandeurs recalculées chaque année (thermostérique, glaciers, Groenland), et des grandeurs publiées qui ne le sont qu'à seulement certaines années (Antarctique, hydrologie continentale), ce sont les époques communes aux deux plages de données qui sont celles retenues pour les projections de la somme des contributions, en l'occurrence les années multiples de 10 entre 2020 et 2150, qui sont celles des projections publiées. Il est donc possible de calculer, comme dans le tableau 9.9 du Sixième rapport du GIEC, les valeurs du total à ces époques, mais il est statistiquement très fragile de calculer les taux de variation moyens sur les intervalles 2040-2060 et 2080-2100; après avoir calculé ces grandeurs et constaté d'incompréhensibles incohérences entre elles et avec celles du Sixième rapport, alors que tous les autres indicateurs étaient en bon accord, j'ai donc choisi d'exclure ces résultats non significatifs.

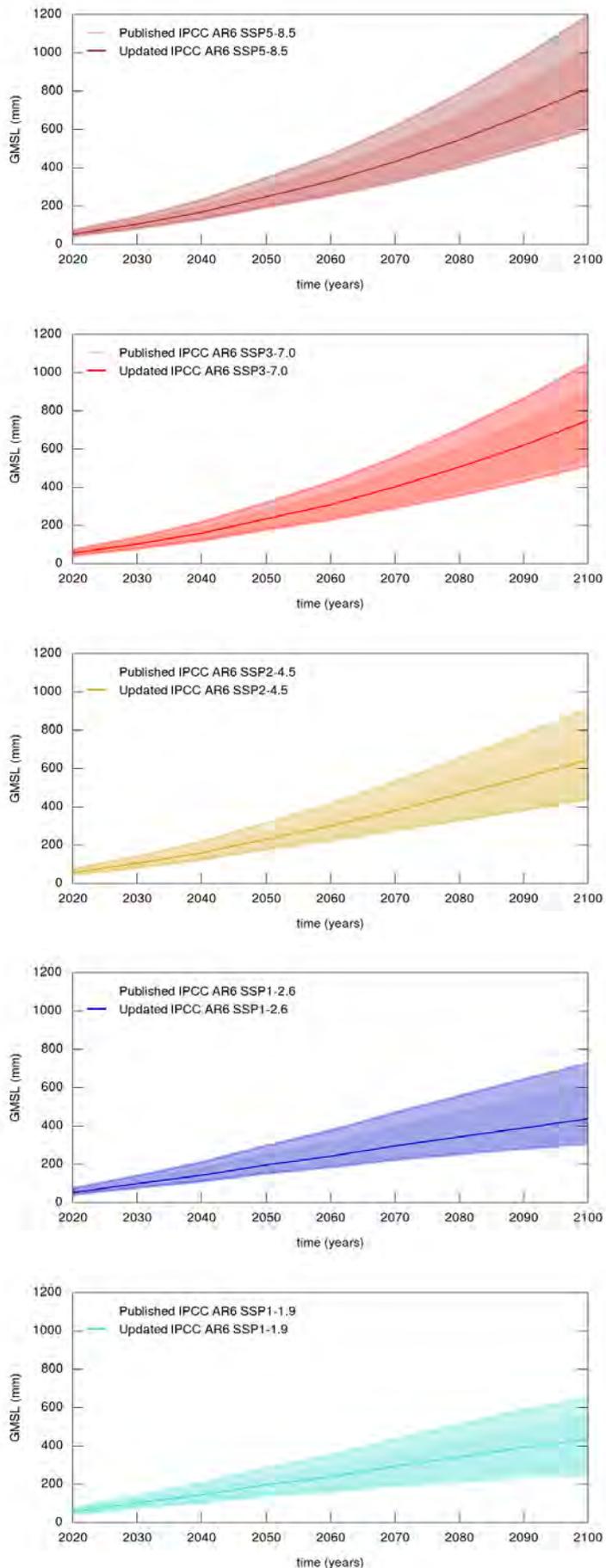


Fig. IV.6 – Projections d'élévation du niveau de la mer, exprimées par rapport à 1995-2014, issues du Sixième rapport d'évaluation du GIEC [IPCC, 2021] (en pointillé, clair), avec les contraintes observationnelles sur la sensibilité climatique apportées dans [CHENAL *et al.*, 2022] et mise à jour des paramètres β et EEH (en ligne continue, foncée) (médiane, 17%-83%), de haut en bas pour les scénarios SSP5-8.5, SSP3-7.0, SSP2-4.5, SSP1-2.6, et SSP1-1.9. Les valeurs associées à ces figures sont dans le tab. IV.9 page précédente.

Dans ce chapitre, j'ai cherché à tirer les conclusions de mes travaux sur les contraintes observationnelles de la sensibilité climatique d'équilibre en termes de projections climatiques de la température de surface et du niveau de la mer, qui sont utiles pour la quantification des efforts de réduction des émissions de gaz à effet de serre (politiques d'atténuation) et pour l'anticipation des effets du changement climatique (politique d'adaptation). La principale limite que j'ai rencontrée touche aux importantes incertitudes qui pèsent encore sur les projections d'élévation du niveau de la mer, touchant aux paramètres physiques caractérisant le système climatique, qui sont suffisantes pour que la contrainte observationnelle sur la borne basse de la sensibilité climatique que j'ai apportée passe relativement inaperçue. Ce résultat appelle ainsi à intensifier les efforts d'observations pour contraindre ces paramètres, tels que les paramètres $(\lambda, \epsilon, C_s, C, \gamma)$ de l'émulateur de climat à deux couches, que j'ai utilisé comme projection climatique de premier niveau. Si la contrainte sur la borne basse de l'ECS n'a pas apporté, en soi, de grandes modifications aux projections, j'ai cependant démontré que la mise à jour de paramètres fondamentaux par des valeurs observationnelles (comme la fraction β d'excès d'énergie absorbée par l'océan et le coefficient d'efficacité expansive de la chaleur EEH) a fortement modifié l'amplitude des projections de la contribution thermostérique, mais sans réduire leur incertitude, confirmant que d'autres paramètres restent encore trop incertains et sont à contraindre par les observations. Cette mise à jour montre que les trajectoires empruntées par la composante thermostérique du niveau de la mer différeront plus tôt que cela n'était anticipé sur la base des projections publiées par le GIEC, ce qui permettra d'identifier plus rapidement (entre 2050 et 2080, contre 2100) quelle est la trajectoire climatique effectivement empruntée, et donc quelle a été l'efficacité des politiques climatiques. Ma thèse confirme donc l'intérêt d'observer la contribution thermostérique du niveau de la mer, c'est-à-dire le contenu de chaleur de l'océan.

L'impératif de contrainte observationnelle est également valable pour les processus de perte de masse de la cryosphère; si je n'ai pas utilisé l'émulateur du GIEC décrivant le bilan de masse de l'océan par manque de temps, mais adapté les expressions analytiques qui en décrivent deux contributions, il est clair que la dispersion des projections des modèles individuels en réponse aux trajectoires de température (et donc *a fortiori* lorsque celles-ci ont une dispersion encore importante comme c'est le cas) empêche actuellement de préciser les projections de perte de masse du Groenland et des glaciers pour le XXI^e siècle. Sachant que l'élévation du niveau de la mer se prolongera bien au-delà de l'année 2100, il est en effet nécessaire de contraindre les modèles qui décrivent ces processus afin d'anticiper les mesures d'adaptation des littoraux à prendre pour le long terme. L'observation du bilan de masse de l'océan par gravimétrie spatiale, que j'ai présentée au ch. I dans le contexte de l'observation du contenu de chaleur de l'océan en association avec l'altimétrie spatiale, peut contribuer à contraindre les processus de perte de masse de la cryosphère et donc les projections des contributions de la fonte de celle-ci à l'élévation du niveau de la mer.

Enfin, ce chapitre a mis à jour des projections climatiques réalisées avec le présupposé que le paramètre λ est constant, ce que le ch. III a discuté en montrant pour la première fois les variations temporelles de λ et leur lien avec l'oscillation décennale du Pacifique. Il est donc important pour les projections climatiques de tenir compte des variations du paramètre de rétroaction climatique, en particulier parce qu'après plusieurs décennies de décroissance vers des valeurs plus négatives, il pourrait évoluer vers des valeurs moins négatives, et entraîner pour la décennie qui vient une hausse de la température de surface plus forte et plus rapide que ce qui a été observé ces dernières décennies.

CONCLUSION

« *Quoi ! c'est dans ce siècle, dans ce grand siècle des nouveautés, des événements, des découvertes, des conquêtes, que vous rêvez d'immobilité ! (...) vous ne voulez pas du progrès ? vous aurez les révolutions !* »

Victor Hugo, discours à l'Assemblée législative sur la liberté de l'enseignement, 1851

I Conclusions de la thèse

I.1 La formalisation d'une méthode d'estimation observationnelle de la sensibilité climatique d'équilibre

Ma thèse s'inscrit dans la vaste littérature scientifique qui entend contraindre la métrique fondamentale du changement climatique, la sensibilité climatique d'équilibre, en l'attaquant par le biais observationnel. Ma contribution peut se résumer à deux éléments :

- la formalisation et la quantification de la distance entre la sensibilité climatique observationnelle effective et la sensibilité climatique d'équilibre, à l'aide de cinq modèles de climat (voir ch. I) ;
- une méthode d'estimation de la sensibilité climatique observationnelle, basée sur la régression des données historiques, qui diffère de la méthode habituellement utilisée dans la communauté, et qui est plus robuste, à la fois pour des raisons statistiques et pour l'absence de recours à un incertain état climatique pré-industriel (voir ch. II).

La synthèse de ces deux avancées a fait l'objet d'un article dans la revue *Journal of climate* qui fournit comme résultat fondamental le relèvement de la borne basse très probable de l'ECS à 2,4 K, contre 2,0 K dans le Sixième rapport d'évaluation du GIEC.

I.2 La démonstration de la faisabilité de l'étude observationnelle des variations de la sensibilité climatique

Comme je l'ai écrit à la fin du ch. II, je considère que l'intérêt de l'ECS doit être mis en perspective de son caractère intrinsèquement virtuel, car cette métrique représente un scénario d'évolution du climat qui ne peut être que simulé dans un modèle ; j'estime donc aussi que l'examen du paramètre de rétroaction climatique du climat réel offre des perspectives scientifiques qui m'apparaissent plus intéressantes. Dans le ch. III j'ai confirmé pour la première fois avec des observations que le paramètre λ varie bien au cours du temps. De plus, j'ai montré la corrélation notable et explicable entre les variations temporelles du paramètre λ et l'oscillation décennale du Pacifique. La question demeure ouverte de savoir si cette oscillation, et donc λ , ne répondent qu'à la variabilité climatique interne ou, également, aux divers forçages, dus aux éruptions volcaniques majeures ou aux émissions de gaz à effet de serre.

I.3 Les contraintes énergétiques sur les projections climatiques

Une autre façon d'utiliser les résultats du ch. II a consisté à utiliser la contrainte observationnelle sur l'ECS pour recalculer les projections climatiques du GIEC, qui sont appuyées sur ce paramètre. Si le ch. III prend ses distances avec l'ECS, le ch. IV, dans lequel j'ai présenté les résultats de ces travaux appliqués, redonne à l'ECS sa place dans les conséquences pratiques des études climatiques, à savoir une métrique fondamentale qui quantifie l'amplitude de la réponse du changement climatique. J'ai montré que le relèvement de la borne basse de l'ECS conduisant à relever de façon non négligeable les projections

d'élévation de la température de surface, et de façon moins marquée celles du niveau de la mer ; ce faisant, j'ai montré l'importance d'autres paramètres pour les projections d'élévation du niveau de la mer, et que contraindre les projections climatiques suppose de poursuivre l'effort de contraindre l'ensemble de ces paramètres, et pas seulement de l'ECS.

2 Perspectives

2.1 À court et à long terme : anticiper un possible réchauffement plus important

Le rôle que jouent les variations de l'indice de la PDO sur celles du paramètre de rétroaction climatique permet d'anticiper les variations de λ en fonction de celles de l'indice de la PDO pour les prochaines décennies. En l'occurrence, après plusieurs décennies de décroissance vers une phase négative, la PDO pourrait s'inverser et repartir dans une phase positive, et donc faire évoluer λ vers des valeurs plus proches de 0. À relativement court terme, pour les prochaines décennies, un tel basculement aurait pour conséquence de faire augmenter la température plus fortement que dans les dernières décennies.

L'observation des variations de λ soulève un deuxième enjeu, au titre de la comparaison avec les variations de λ simulées par les modèles de climat. En l'occurrence, il semble se confirmer que les modèles sous-estiment l'effet de mosaïque thermique forcé, et donc que l'ECS pourrait encore être sous-estimée. L'ECS étant une métrique du réchauffement climatique à plus long terme, cela pourrait signifier que le réchauffement plus loin que la prochaine décennie pourrait, lui aussi, être sous-estimé.

Dans les deux cas, une façon d'examiner ces hypothèses serait de formuler des projections tenant compte des variations de λ . Actuellement, les projections font l'hypothèse implicite d'un paramètre de rétroaction climatique constant. Reproduire les variations décennales de l'effet de mosaïque thermique et celles du paramètre λ dans les modèles couplés océan-atmosphère, et formuler une description des variations de λ dans les émulateurs, permettrait de tester ces hypothèses.

2.2 L'observation de la sensibilité climatique : une opportunité pour la géodésie spatiale

La réalisation de la première série temporelle des variations du paramètre de rétroaction climatique λ démontre sa faisabilité, et amène la recommandation de la mise en place de systèmes d'observations pérennes et globaux de chacune des variables de l'équation du bilan d'énergie afin de poursuivre cette observation dans le temps. Parmi ces variables, je focalise ici mon attention sur le déséquilibre énergétique (EEI) déduit du contenu de chaleur de l'océan (OHC).

J'ai démontré à deux reprises la possibilité d'utiliser une estimation du contenu de chaleur de l'océan déduite de la différence entre la variation du niveau de la mer et la contribution à cette variation due au bilan de masse de l'océan pour estimer l'ECS et les variations de λ : la première l'a été à partir de la combinaison de produits issus de l'altimétrie et de la gravimétrie spatiales de MARTI *et al.* (2022) (voir ch. I), la seconde mobilise la reconstruction historique du bilan du niveau de la mer utilisant notamment les marégraphes de FREDERIKSE *et al.* (2020) (voir [MEYSSIGNAC *et al.*, *subm.*] dans le ch. III). Les observations spatiales sont à ce jour trop courtes pour estimer les variations temporelles du paramètre λ mais leur pérennisation et leur spécification à cette fin est envisageable.

Pour ce faire, il est d'abord fondamental de fermer le bilan du niveau de la mer, ce qui suppose une évaluation précise des sources d'erreur des divers systèmes d'observations, qu'ils soient spatiaux ou *in situ* [BARNOUD *et al.*, 2021]. Actuellement, le niveau de la mer ferme avec une précision de $\pm 0,3$ mm/an sur 20 ans (soit $\pm 0,14$ W·m⁻² sur l'EEI) ; pour l'EEI et les variations de λ , une précision de $\pm 0,10$ W·m⁻² sur 10 ans est souhaitable (soit environ une exigence de $\pm 0,2$ mm/an sur 10 ans pour le niveau de la mer) pour pouvoir suivre typiquement les variations de l'EEI et de λ en fonction de la PDO, par exemple lors du hiatus. Pour cela il faut améliorer la fermeture du niveau de la mer. Une première piste d'amélioration de la fermeture est d'exprimer les solutions issues de l'altimétrie et de la gravimétrie, avec GRACE et GRACE-FO, dans un même repère de référence terrestre. Une avancée en cours dans le domaine des systèmes de référence terrestres consiste à exprimer les orbites des satellites non plus dans un repère dont l'origine est décrite par un mouvement linéaire, mais en suivant les variations saisonnières de celui-ci ; une nouvelle version du repère international de référence terrestre, millésimé ITRF2020, prend pour la première fois en compte cette nécessité. Une autre piste consiste à tirer avantage de la future mission MAGIC (*Mass change And Geosciences International Constellation*) de la NASA et l'ESA, qui devrait fournir des solutions gravimétriques mieux résolues que GRACE et GRACE-FO, et donc plus précises car moins sensibles au problème de *leakage* (fuites de signal). Cette mission devrait améliorer les estimations de bilan de masse de l'océan au niveau global. La signature gravimétrique régionale des transports de masse à la surface de la Terre (fonte de la cryosphère, circulation de retournement de l'Atlantique nord, phénomène *El Niño*, etc.) devrait aussi être observable. Ce faisant, la gravimétrie spatiale pourrait faire coup double : contraindre le bilan de masse de la cryosphère et donc les processus dont elle est le siège, et contraindre le bilan d'énergie planétaire, c'est-à-dire la sensibilité climatique.

2.3 Vers la généralisation du concept de sensibilité climatique

STEVENS *et al.* (2016) appellent à « *une généralisation du concept de sensibilité climatique à différentes ères [géologiques, ce qui] pourrait requérir de tenir compte des différences qui émergent des différents états de base du système climatique* ». Si, en effet, le changement climatique contemporain focalise l'attention au regard de ses conséquences sur la société, la question de la réponse de la Terre à toute perturbation appelle un effort de réflexion quant au sens de la sensibilité climatique, et à la portée de ce concept.

Mon intérêt personnel pour l'astronomie me pousse cependant à élargir la question de la sensibilité climatique, au sens où la Terre ne peut plus être considérée comme le centre de l'attention sur le sujet, et à l'élargir à tout type de planète ou satellite disposant d'une surface et d'une atmosphère, qu'il s'agisse de planètes ou de satellites; la sensibilité climatique de la Terre ne deviendrait alors que l'application de ce concept à un type de corps tellurique donné, dans des conditions données. La proximité physique de Vénus et de Mars avec la Terre, mais leurs climats radicalement différents, montrent l'impérieuse nécessité d'explorer les modalités dans lesquelles un climat peut, tantôt, évoluer vers une situation infernale (Vénus), ou quasiment disparaître (Mars). Les lunes glacées du système solaire extérieur sont également d'un grand intérêt; sans en faire un inventaire exhaustif, il faut citer les cas d'Europe, satellite de Jupiter, Encelade, satellite de Saturne, et Triton, satellite de Neptune, sans oublier Titan, qui présente un climat fondé sur des hydrocarbures présents sous les trois phases. À l'instar des recherches en planétologie, l'étude du climat de ces corps peut permettre de les comparer à celui de la Terre et de mieux comprendre celui-ci; réciproquement, malgré le caractère fantaisiste qu'une telle perspective puisse avoir, la transformation du climat de la Terre montre qu'il est formellement possible de changer celui d'autres astres. Que ce soit matériellement possible ou souhaitable est un autre débat, qui dépasse de très loin ma thèse. Je dois cependant mentionner que des travaux relatifs à l'évolution des systèmes climatiques des planètes telluriques et des exoplanètes ont déjà été conduits, par exemple par Raymond Pierrehumbert (université d'Oxford) ou François Forget (Laboratoire de météorologie dynamique, Institut Pierre-Simon Laplace, Paris).

Cet élargissement de l'horizon d'interrogation au sujet de la réponse d'un corps tellurique à une perturbation radiative doit s'accompagner d'efforts théoriques pour formuler plus précisément le bilan d'énergie planétaire et sa dynamique, la dépendance en temps de λ , et sa dépendance à l'état moyen du climat. La littérature est riche de travaux visant à réécrire celui-ci; parmi ceux-ci, ceux en cours de mon collègue Robin Guillaume-Castel, qui s'appuie sur la théorie des perturbations des systèmes dynamiques, offrent un cadre théorique qui permet de mieux comprendre les variations du paramètre de rétroaction climatique λ , dont mon approche, assez simple, ne forme que le premier pas.

2.4 Pour des politiques climatiques appuyées sur les résultats de la recherche

Je conclus rapidement avec des éléments de ma thèse qui intéressent mon ministère de rattachement et les missions de mon corps d'appartenance concernant les politiques d'atténuation des causes et d'adaptation aux effets du changement climatique. Comme le montre l'équation du bilan d'énergie du système climatique, le paramètre de rétroaction climatique λ conditionne l'évolution de la température en réponse à l'apparition d'un déséquilibre radiatif au sommet de l'atmosphère consécutivement à l'élévation de la concentration de gaz à effet de serre. La contrainte observationnelle sur la borne basse de l'ECS ainsi que la méthode d'observation des variations temporelles du paramètre λ a permis de calculer une mise à jour des projections de températures et de hausse du niveau de la mer pour la fin du siècle; ces projections permettent d'anticiper des conséquences du changement climatique plus marquées, aucune de ces deux variables n'ayant été réduite par la mise à jour de la borne basse de la sensibilité climatique. Réciproquement, j'ai évalué les projections de concentration de CO₂ requises pour respecter les températures cibles en 2100 des scénarios initiaux. Comme attendu, les efforts de réduction des émissions de gaz à effet de serre à consentir pour contenir la concentration de CO₂ et garder une Terre habitable sont accentués. Ces projections ne tiennent toutefois pas compte des variations futures du paramètre λ , qui pourrait devenir moins négatif, et amener mécaniquement une élévation plus forte et plus rapide de la température. En s'attaquant à l'estimation observationnelle de la sensibilité climatique d'équilibre, ma thèse aura donc illustré l'utilité et l'importance de la recherche fondamentale pour répondre à un problème pratique qui concerne la société.

ANNEXES

« *What I cannot create, I do not understand.* »

Richard Feynman

JE PRÉSENTE dans les annexes le détail des méthodes utilisées pour calculer certains indicateurs présents dans le corps du manuscrit, ainsi que les résultats associés qui accèdent la confiance qu'on peut leur porter, qu'il s'agisse de données issues de modèles de climat ou d'observations. J'y ajoute aussi un article non intégré au corps du texte, ainsi que la liste des présentations orales dont je suis auteur ou co-auteur.

A

RÉDUCTION DES VARIABLES ISSUES DES SIMULATIONS DES MODÈLES

CETTE ANNEXE présente la stratégie utilisée pour exprimer les grandeurs issues des simulations des modèles numériques de climat en tant qu'anomalies par rapport à l'état pré-industriel supposé. J'ai choisi de détailler les étapes de ces traitements car la littérature est peu diserte sur le sujet, et qu'il pourra être utile à d'autres de disposer d'une base de travail pour avancer rapidement sur la question.

I Approche générale

1.1 Disponibilité des données

Les grandeurs manipulées sont issues des simulations réalisées dans le cadre de l'exercice CMIP6¹ du Programme mondial de recherches sur le climat² [EYRING *et al.*, 2016]. Celles-ci sont mises à disposition, en France, sur un serveur de l'Institut Pierre-Simon Laplace (IPSL); lorsque certaines données manquent, elles sont recherchées par l'intermédiaire de la page internet du nœud dédié à l'IPSL de l'ESGF (*Earth System Grid Federation*)³.

1.2 Terminologie sur les simulations

L'étude de simulations numériques, en particulier dans le domaine du changement climatique, suppose de distinguer l'évolution du système modélisé lorsqu'on lui impose des changements, et lorsqu'il évolue librement; on parle ainsi respectivement de simulations de référence et de simulations de contrôle. Chacune peut faire l'objet de plusieurs réalisations, formant ainsi un ensemble de plusieurs membres.

1.3 Réduction des grandeurs utiles

1.3. A. EXTRACTION SUR DES PLAGES DE TEMPS PARALLÈLES

L'extraction d'une grandeur X sur une plage de temps d'intérêt suppose son extraction dans les simulations de référence et de contrôle, sur la même plage de temps. La simulation de référence doit fournir des métadonnées indiquant de façon univoque l'identification de la simulation de contrôle concernée et l'époque, dans l'échelle de temps de celle-ci, à partir de laquelle la simulation de référence a été lancée; le cas échéant, il revient à l'utilisateur de décaler l'époque effective de début de l'extraction dans la simulation de contrôle si le début de l'extraction dans la simulation de référence n'est pas l'époque de branchement. L'extraction sur les deux simulations doit avoir la même durée.

1.3. B. DÉRIVE TEMPORELLE DE LA SIMULATION DE CONTRÔLE

Il est nécessaire de calculer la dérive temporelle linéaire de la grandeur étudiée dans la simulation de contrôle et de redresser la grandeur correspondante dans la simulation de référence de cette dérive [SEN GUPTA *et al.*, 2013]; la grandeur dans la simulation de contrôle est également redressée de sa propre dérive. Si on note $\widetilde{X}_{ctr}(t)$ la valeur calculée de la dérive de la simulation de contrôle de X à l'instant t , et si $X_{ref}(t)$ est la grandeur à t dans la simulation de référence, alors la grandeur

1. *Coupled Models Intercomparison Project n°6.*

2. WCRP, *World climate research program.*

3. <https://esgf-node.ipsl.upmc.fr/projects/cmip6-ips1/>

redressée X_r est calculée selon :

$$\forall t \quad X_{ref_r} = X_{ref} - \widetilde{X}_{ctr} \quad (\text{A.1})$$

$$X_{ctr_r} = X_{ctr} - \widetilde{X}_{ctr} \quad (\text{A.2})$$

1.3. C. ANOMALIE PAR RAPPORT À UN ÉTAT DE RÉFÉRENCE

Enfin, les grandeurs étudiées sont exprimées comme des anomalies par rapport à un état de référence, celui-ci étant calculé, dans nos études, comme la moyenne, sur les vingt premières années, de la grandeur de la simulation de contrôle redressée de sa propre dérive :

$$\forall t \quad \Delta X = X_{ref_r} - \langle \widetilde{X}_{ctr_r} \rangle_{[0;20]} \quad (\text{A.3})$$

Par la suite, je ne manipule que des anomalies mais, par soucis d'alléger les notations, l'anomalie de la variable X omettra le signe Δ .

2 Projets et expériences de l'exercice CMIP6 utilisés

Les grandeurs physiques descriptives du bilan radiatif, telles que le déséquilibre radiatif, la température de surface et l'intensité de l'inversion au sommet de la couche limite, peuvent être extraites des expériences du projet CMIP, tandis que les forçages radiatifs totaux, qui n'ont pas d'expression directe, peuvent l'être du projet RFMIP⁴ [PINCUS *et al.*, 2016]. Toutes sont nativement proposées avec une cadence mensuelle, et font l'objet d'une moyenne annuelle qui en retire la composante saisonnière. Je ne mentionne ici que les variables et expériences que j'ai utilisées dans mes travaux.

2.1 Expériences du projet CMIP

La simulation de contrôle commune à toutes les expériences du projet CMIP est notée `piControl`, qui sont les suivantes :

- `historical` : simulation historique du climat de 1850 à 2014 ;
- `abrupt-4xCO2` : quadruplement à l'instant initial de la concentration de dioxyde de carbone dans l'atmosphère par rapport à l'état supposé de 1850, et réponse du modèle pendant 150 ans.

2.2 Expériences du projet RFMIP

La simulation de contrôle utilisée dans le projet RFMIP est notée `piClim-control`. L'expérience de référence manipulée est notée `piClim-histall`. Dans cette simulation, la climatologie de contrôle de la température de surface de surface de l'océan est imposée, de sorte que $T = 0$ en moyenne. Par conséquent, le déséquilibre énergétique N est égal au forçage radiatif F , quel que soit celui-ci. C'est pourquoi l'introduction de l'ensemble des agents forçants façon similaire à la simulation `historical` permet de retrouver l'historicité du forçage radiatif, par identification avec le déséquilibre énergétique.

3 Calcul des grandeurs demandées

Les grandeurs à construire à partir des grandeurs brutes sorties des modèles sont le déséquilibre énergétique planétaire au sommet de l'atmosphère, noté N , et la température globale moyenne de surface, notée T . Ce sont ces grandeurs de synthèse, et non les grandeurs brutes, qui font l'objet de la réduction évoquée précédemment.

3.1 Déséquilibre énergétique

Le déséquilibre énergétique planétaire N est la somme du bilan radiatif dans le domaine visible, noté SW (*short wave*), et du bilan radiatif dans le domaine infrarouge, noté LW (*long wave*) :

$$N = SW + LW \quad (\text{A.4})$$

3.1. A. BILAN RADIATIF VISIBLE

Le terme SW est la différence entre la quantité de rayonnement visible entrant (signe positif vers le bas) \mathcal{E} (autrement dit l'éclairement) et la quantité de rayonnement visible sortant (signe positif vers le haut) \mathcal{S} , qui est la fraction de rayonnement visible entrant réfléchi par la Terre (nuages, neige, surfaces diverses, etc.) :

$$SW = \mathcal{E} - \mathcal{S} \quad (\text{A.5})$$

Chacune de ces grandeurs est décrite par les variables suivantes dans les sorties de modèles :

4. *Radiative Forcings Models Intercomparison Project*.

- le rayonnement visible incident \mathcal{E} ($W \cdot m^{-2}$) : `rsdt` ;
- le rayonnement visible réfléchi \mathcal{S} ($W \cdot m^{-2}$) : `rsut`.

Ces deux variables étant définies au sommet de l'atmosphère et dépendant du temps, elles sont structurées par (`time`, `lat`, `lon`), où `time` indique le temps t , à l'échelle mensuelle, `lat` et `lon` la latitude φ et la longitude λ respectivement, avec une résolution qui dépend de chaque modèle.

3.1. B. BILAN RADIATIF INFRAROUGE

Le terme LW est l'opposé de l'émission thermique de la Terre, notée \mathcal{M} ($W \cdot m^{-2}$), sortante et comptée positivement vers le haut :

$$LW = -\mathcal{M} \quad (\text{A.6})$$

On retrouve la même construction conceptuelle que pour SW , à ceci près que le terme de rayonnement entrant infrarouge est supposé nul. La grandeur \mathcal{M} est décrite avec la variable `rlut`, qui est structurée de façon identique à `rsdt` et `rsut`.

3.1. C. CONSTRUCTION DU DÉSÉQUILIBRE ÉNERGÉTIQUE PLANÉTAIRE

Chacune des trois grandeurs évoquées, notées $X(t, \varphi, \lambda)$ de façon générique, étant définie sur une grille, elle fait l'objet d'une moyenne globale à chaque époque, notée $\langle X(t) \rangle_{\oplus}$, cette moyenne étant pondérée par la surface relative de chaque maille⁵. Le déséquilibre énergétique planétaire est alors calculé comme suit :

$$N = \langle \mathcal{E} \rangle_{\oplus} - (\langle \mathcal{S} \rangle_{\oplus} + \langle \mathcal{M} \rangle_{\oplus}) \quad (\text{A.7})$$

3.2 Forçages radiatifs

L'accès aux forçages radiatifs dépend de l'expérience considérée.

3.2. A. EXPÉRIENCE HISTORICAL

Comme évoqué dans la partie consacrée au projet RFMIP, le forçage radiatif historique total ΔF est obtenu par identification au déséquilibre énergétique N dans l'expérience particulière `piClim-histall` ; il est utilisé comme tel avec les autres grandeurs issues de l'expérience `historical` du projet CMIP, en l'occurrence N et T .

3.2. B. EXPÉRIENCE ABRUPT-4XC02

Dans l'expérience `abrupt-4xC02`, on calcule le forçage radiatif avec la méthode de GREGORY *et al.* (2004). Celle-ci consiste à exploiter le modèle classique du bilan d'énergie, et à régresser le déséquilibre radiatif N par la température T ; le coefficient directeur de la droite de régression obtenue est le paramètre de réponse radiative λ et son ordonnée à l'origine est le forçage radiatif correspondant au quadruplement abrupt de la concentration de dioxyde de carbone dans l'atmosphère par rapport à sa concentration pré-industrielle, noté $F_{4\times}$.

3.3 Réponse radiative

3.3. A. EXPÉRIENCE HISTORICAL

L'étude de la réponse radiative est pertinente dans l'expérience `historical` puisqu'il s'agit alors de :

$$R = N - F \quad (\text{A.8})$$

Il est à noter que les reconstructions historiques de N et F sont issues d'expériences appartenant à des projets différents, en l'occurrence CMIP/`historical` et RFMIP/`piClim-histall`, respectivement, et que les réalisations associées à chacune n'ont aucune correspondance entre elles, et ne sont même pas en quantités identiques, celles des forçages radiatifs étant en nombre bien plus restreints ; ma stratégie a donc consisté à calculer un forçage radiatif par époque moyenné sur toutes les réalisations de l'expérience RFMIP/`piClim-histall` du modèle considéré, noté F_m , et, ensuite, à calculer, pour chaque réalisation j de l'expérience CMIP/`historical` du même modèle, la réponse radiative ainsi :

$$R_j = N_j - F_m \quad (\text{A.9})$$

3.3. B. EXPÉRIENCE ABRUPT-4XC02

L'expérience `abrupt-4xC02` a, elle, une autre utilité, qui consiste dans la détermination du forçage associé au doublement abrupt de la concentration de CO_2 et au calcul classique de la sensibilité climatique, selon la méthode de GREGORY *et al.* (2004), précisée et illustrée par ANDREWS *et al.* (2012) ; dès lors, c'est le déséquilibre énergétique N que l'on régresse selon les différents prédicteurs, et non la réponse radiative.

5. Via le logiciel `cdo` : <https://code.mpimet.mpg.de/projects/cdo/>.

3.4 Température globale moyenne de surface

La température de surface T_s (K) est directement donnée par la variable sur grille `tas`, également structurée par (`time`, `lat`, `lon`). Sa moyenne globale $\langle T_s \rangle_{\oplus}$ est calculée à chaque instant, et forme le paramètre T .

4 Réalisations utilisées

4.1 Critères d'utilisation

Les réalisations que l'on utilise sont celles qui répondent à un ensemble de critères :

- intégralité des années demandées, sans interruption ;
- présence de la réalisation de l'expérience de contrôle sur laquelle la réalisation demandée a été branchée, avec une durée minimale correspondant à celle sur la base de laquelle l'état de référence est calculé ;
- gamme de valeurs représentatives du comportement de l'ensemble des autres réalisations.

Les réalisations ne vérifiant pas ces critères sont écartées des traitements. Je présente ci-après les réalisations pour lesquelles l'ensemble des grandeurs requises vérifient ces critères, pour lesquelles la réduction des données a été possible, et a abouti à l'écriture des équations d'observation avec l'ensemble des grandeurs ainsi réduites. Dès lors, les simulations de contrôle, qui sont utilisées individuellement dans le processus de réduction de chaque variable, ne sont pas présentées, car elles ne forment pas le produit final utilisé dans nos études.

4.2 Réalisations utilisées par modèle et par expérience

4.2. A. MODÈLE IPSL-CM6A-LR [BOUCHER ET AL., 2018]

Voir tab. A.1.

Expérience	Réalisations
abrupt-4xC02	r1i1p1f1
historical	r1i1p1f1 r2i1p1f1 r3i1p1f1 r4i1p1f1 r5i1p1f1 r6i1p1f1 r7i1p1f1 r8i1p1f1 r9i1p1f1 r12i1p1f1 r13i1p1f1 r14i1p1f1 r15i1p1f1 r16i1p1f1 r17i1p1f1 r18i1p1f1 r19i1p1f1 r20i1p1f1 r21i1p1f1 r22i1p1f1 r23i1p1f1 r24i1p1f1 r25i1p1f1 r26i1p1f1 r27i1p1f1 r28i1p1f1 r29i1p1f1 r30i1p1f1 r31i1p1f1 r32i1p1f1
piClim-histall	r1i1p1f1 r2i1p1f1 r3i1p1f1

Table A.1 – Réalisations utilisées du modèle IPSL-CM6A-LR

4.2. B. MODÈLE CANESM5 [SWART ET AL., 2019]

Voir tab. A.2.

Expérience	Réalisations
abrupt-4xC02	r1i1p1f1 r1i1p2f1
historical	r1i1p1f1 r1i1p2f1 r2i1p1f1 r2i1p2f1 r3i1p1f1 r3i1p2f1 r4i1p1f1 r4i1p2f1 r6i1p1f1 r6i1p2f1 r7i1p1f1 r7i1p2f1 r8i1p1f1 r8i1p2f1 r9i1p1f1 r9i1p2f1 r11i1p1f1 r11i1p2f1 r12i1p1f1 r12i1p2f1 r13i1p1f1 r13i1p2f1 r14i1p1f1 r14i1p2f1 r15i1p1f1 r15i1p2f1 r16i1p1f1 r16i1p2f1 r17i1p1f1 r17i1p2f1 r18i1p1f1 r18i1p2f1 r19i1p1f1 r19i1p2f1 r20i1p1f1 r20i1p2f1 r21i1p1f1 r21i1p2f1 r22i1p1f1 r22i1p2f1 r23i1p1f1 r23i1p2f1 r24i1p1f1 r24i1p2f1 r25i1p1f1 r25i1p2f1
piClim-histall	r1i1p2f1

Table A.2 – Réalisations utilisées du modèle CanESM5

4.2. C. MODÈLE MIROC6 [TATEBE ET AL., 2019]

Voir tab. A.3 page suivante.

Expérience	Réalisations
abrupt-4xC02	r1i1p1f1
historical	r1i1p1f1 r2i1p1f1 r3i1p1f1 r4i1p1f1 r5i1p1f1 r6i1p1f1 r7i1p1f1 r8i1p1f1 r9i1p1f1 r10i1p1f1
piClim-histall	r2i1p1f1 r3i1p1f1

Table A.3 – Réalisations utilisées du modèle MIROC6

4.2. D. MODÈLE GFDL-CM4 [WINTON *ET AL.*, 2020]

Voir tab. A.4.

Expérience	Réalisations
abrupt-4xC02	r1i1p1f1
historical	r1i1p1f1
piClim-histall	r1i1p1f1

Table A.4 – Réalisations utilisées du modèle GFDL-CM4

4.2. E. MODÈLE GISS-E2-1-G [KELLEY *ET AL.*, 2020]

Voir tab. A.5.

Expérience	Réalisations
abrupt-4xC02	r102i1p1f1 r1i1p1f1 r1i1p5f1
historical	r1i1p1f1 r1i1p1f3 r2i1p1f1 r2i1p1f3 r3i1p1f1 r3i1p3f1 r4i1p1f1 r5i1p1f1 r6i1p1f1 r7i1p1f1 r8i1p1f1 r8i1p1f2 r9i1p1f1 r9i1p3f1 r10i1p1f1 r10i1p1f2 r10i1p3f1
piClim-histall	r1i1p1f1 r1i1p1f2

Table A.5 – Réalisations utilisées du modèle GISS-E2-1-G

5 Validation de la stratégie de réduction

Je présente dans le tableau A.6 page suivante les résultats de la régression du déséquilibre énergétique planétaire N par la température globale moyenne de surface T , des modèles participant à l'exercice CMIP6 communs avec nos travaux, pour l'expérience abrupt-4xC02, selon la méthode de GREGORY *et al.* (2004). Celle-ci permet d'estimer le forçage radiatif effectif $F_{4\times}$ comme ordonnée à l'origine, et le paramètre de réponse radiative λ comme coefficient directeur. $F_{2\times}$ est la moitié de $F_{4\times}$ [ANDREWS *et al.*, 2012]. Nous avons ainsi :

$$N = F_{4\times} + \lambda T \quad (\text{A.10})$$

$$F_{2\times} = \frac{F_{4\times}}{2} \quad (\text{A.11})$$

$$\text{CO}_2\text{effCS} = -\frac{F_{2\times}}{\lambda} \quad (\text{A.12})$$

où j'ai repris la terminologie de CO₂effCS employée dans toute cette thèse. Les données en entrées sont les moyennes multi-réalisations des grandeurs physiques N et T telles que réduites comme indiqué précédemment. J'y fais figurer les résultats de ZELINKA *et al.* (2020) en plus des miens, ainsi que la sensibilité climatique d'équilibre qui en est déduite ; leur concordance confirme la stratégie de calcul et de réduction que j'ai développée.

Les incertitudes ε indiquées par le symbole \pm sont les écarts-types formels *a posteriori* ; l'incertitude donnée pour le paramètre $F_{2\times}$ est la moitié de celle obtenue pour $F_{4\times}$, « vraie » grandeur obtenue par la régression. L'incertitude sur CO₂effCS est calculée par :

$$\varepsilon_{\text{CO}_2\text{effCS}} = \text{CO}_2\text{effCS} \times \sqrt{\left(\frac{\varepsilon_{F_{2\times}}}{F_{2\times}}\right)^2 + \left(\frac{\varepsilon_\lambda}{\lambda}\right)^2} \quad (\text{A.13})$$

Modèle	[ZELINKA <i>et al.</i> , 2020]			Mes résultats		
	$F_{2\times}$ $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$	λ $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$	CO_2effCS K	$F_{2\times}$ $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$	λ $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$	CO_2effCS K
IPSL-CM6A-LR	3,41	-0,75	4,56	$3,43 \pm 0,23$	$-0,76 \pm 0,07$	$4,54 \pm 0,52$
CanESM5	3,68	-0,65	5,64	$3,66 \pm 0,22$	$-0,65 \pm 0,06$	$5,61 \pm 0,62$
MIROC6	3,65	-1,40	2,60	$3,63 \pm 0,32$	$-1,38 \pm 0,17$	$2,62 \pm 0,40$
GFDL-CM4	3,19	-0,82	3,89	$3,34 \pm 0,26$	$-0,88 \pm 0,10$	$3,79 \pm 0,52$
GISS-E2-1-G	3,94	-1,45	2,71	$4,03 \pm 0,38$	$-1,52 \pm 0,20$	$2,65 \pm 0,43$

Table A.6 – Régression du déséquilibre énergétique planétaire par la température de surface pour les expériences abrupt-4xCO2 des modèles CMIP6

B

BIAIS ET INCERTITUDES ASSOCIÉS À L'EFFET DE MOSAÏQUE THERMIQUE

CETTE ANNEXE fournit les relations utilisées pour corriger les estimations observationnelles du paramètre de réponse radiative λ des effets associés à l'effet de mosaïques thermique libre et forcée, ainsi que les tableaux des valeurs calculées et utilisables par qui en aurait besoin.

I Évolution temporelle du paramètre de réponse radiative

I.1 Données

On suppose disposer de simulations issues de l'expérience `historical` de modèles de climat, pour les variables, après réduction, présentes dans l'équation du bilan d'énergie. On fait l'hypothèse d'avoir le déséquilibre énergétique N , le forçage radiatif F et la température T . Pour chaque modèle z , on fait l'hypothèse de disposer de ces variables X pour l'ensemble des réalisations j .

On note $\langle X \rangle_j$ la moyenne de la variable X calculée sur la base de toutes les réalisations d'un modèle z donné, et on note $\langle X \rangle_z$ la moyenne des $\langle X \rangle_j$ calculée sur la base de tous les modèles disponibles.

I.2 Paramètre de rétroaction climatique variable et paramètre de rétroaction climatique moyen

Sur une plage de temps d'une durée Δt s'étendant de t_1 à $t_1 + d$, on calcule la moyenne de chaque variable simulée X , notées $\overline{X}_{[t_1; t_1+d]}$, qui est associée à l'époque moyenne $t_m = (2 \cdot t_1 + d)/2$. On calcule le paramètre de réponse radiative $\lambda(t_m)$ par résolution de l'équation du bilan d'énergie sur cet intervalle, en considérant un terme de degré 0 et $\lambda(t_m)$ comme terme de degré 1.

La série temporelle de λ simulé peut être calculée pour chaque réalisation j d'un modèle z donné, notée λ_j , en faisant glisser la fenêtre de calcul de λ d'une année entre le début et la fin de la série temporelle des grandeurs X qui permettent de résoudre l'équation du bilan d'énergie sur cette fenêtre. En notant $\langle j \rangle$ la moyenne d'ensemble de toutes les réalisations de l'expérience `historical` d'un modèle z donné, on peut calculer la série temporelle de cette moyenne d'ensemble, notée $\lambda_{\langle j \rangle}$.

Pour toute série temporelle de λ , on peut calculer la moyenne temporelle, notée $\overline{\lambda_j}$ pour celle d'une réalisation j , et $\overline{\lambda_{\langle j \rangle}}$ pour la moyenne d'ensemble $\langle j \rangle$.

2 Effet de mosaïque thermique libre : la variabilité interne

2.1 Modèle individuel

Pour un modèle z , le biais sur λ associé à la variabilité interne est noté $\Delta_{VI}\lambda_z$, et est défini comme la différence entre la moyenne d'ensemble des moyennes temporelles de λ des réalisations individuelles j et la moyenne temporelle du λ de la moyenne d'ensemble $\langle j \rangle$:

$$\Delta_{VI}\lambda_z = \langle \overline{\lambda_{j,z}} \rangle_j - \overline{\lambda_{\langle j \rangle, z}} \quad (\text{B.1})$$

L'incertitude (écart-type) associée à la variabilité interne est notée $\varepsilon_{VI}\lambda_z$, et définie comme l'écart-type, calculée sur l'ensemble formé des réalisations j , de la différence entre la moyenne temporelle de λ de chaque réalisation et la moyenne d'ensemble des moyennes temporelles λ de chaque réalisation :

$$\varepsilon_{VI}\lambda_z = \sqrt{\langle (\overline{\lambda_{j,z}} - \langle \overline{\lambda_{j,z}} \rangle_j)^2 \rangle_j} \quad (\text{B.2})$$

2.2 Ensemble de plusieurs modèles

Si on dispose de Z modèles, le biais moyen dû à la variabilité interne est la moyenne des $\Delta_{VI}\lambda_z$ calculée entre tous les modèles :

$$\Delta_{VI}\lambda = \langle \Delta_{VI}\lambda_z \rangle_z \quad (\text{B.3})$$

L'incertitude (écart-type) associée à la variabilité interne est alors la moyenne quadratique des incertitudes dues à la variabilité interne calculée entre tous les modèles :

$$\varepsilon_{VI}\lambda = \sqrt{\frac{1}{Z} \sum_{z=1}^Z \varepsilon_{VI}\lambda_z^2} \quad (\text{B.4})$$

3 Effet de mosaïque thermique forcée

On suppose ici disposer du paramètre de réponse radiative issu de simulations abrupt-4xCO2 et estimé par la méthode de GREGORY *et al.* (2004) ; en l'occurrence, pour les modèles de l'exercice CMIP6, on utilise les valeurs publiées par ZELINKA *et al.* (2020). Pour un modèle z , il est noté $\lambda_{4 \times CO_2 z}$.

3.1 Modèle individuel

Pour un modèle individuel z , le biais dû à l'effet de mosaïque thermique (*pattern effect*), noté $\Delta_{PE}\lambda_z$, est la différence entre la moyenne temporelle du paramètre de réponse radiative de la moyenne d'ensemble et celui de la simulation abrupt-4xCO2 :

$$\Delta_{PE}\lambda_z = \overline{\lambda_{(j),z}} - \lambda_{4 \times CO_2 z} \quad (\text{B.5})$$

L'incertitude (écart-type) associée à l'effet de mosaïque thermique est noté $\varepsilon_{PE}\lambda_z$ est l'écart-type de la différence entre la moyenne temporelle de λ et celui de la simulation abrupt-4xCO2, calculée sur l'ensemble formé de toutes les réalisations :

$$\varepsilon_{PE}\lambda_z = \sqrt{\langle (\overline{\lambda_{j,z}} - \lambda_{4 \times CO_2 z})^2 \rangle_j} \quad (\text{B.6})$$

3.2 Ensemble de plusieurs modèles

Si on dispose de Z modèles, le biais moyen associé à l'effet des mosaïques thermiques, noté $\Delta_{PE}\lambda$, est la moyenne des biais des modèles individuels :

$$\Delta_{PE}\lambda = \langle \Delta_{PE}\lambda_z \rangle_z \quad (\text{B.7})$$

L'incertitude (écart-type) due à l'effet des mosaïques thermiques, notée $\varepsilon_{PE}\lambda$, est l'écart-type, calculé sur l'ensemble des modèles, de la différence entre le biais individuel de chaque modèle, et le biais venant de l'ensemble des modèles :

$$\varepsilon_{PE}\lambda = \sqrt{\langle (\Delta_{PE}\lambda_z - \Delta_{PE}\lambda)^2 \rangle_z} \quad (\text{B.8})$$

4 Résultats

Dans cette section, je présente les valeurs obtenues pour les biais et incertitudes dus à la variabilité interne (voir fig. B.1 et tab. B.1) et aux mosaïques thermiques (voir fig. B.2 page 166 et tab. B.2), pour chaque modèle puis pour l'ensemble des modèles, calculées pour toutes les durées de 10 à 149 ans; au regard du comportement de certains modèles, je propose dans ces tableaux les mêmes paramètres mais estimés pour un sous-ensemble de modèles. Il est à noter que les valeurs calculées pour plusieurs modèles n'utilisent pas les valeurs nulles par défaut, par exemple le modèle GFDL-CM4 pour les effets de la variabilité interne. Il est à noter que tous les résultats présentés dans la thèse sont obtenus sans procéder à la sous-sélection de modèles, qui n'est présentée ici qu'à titre informatif.

4.1 Variabilité interne

Dans cette partie, on remarque que les valeurs associées au modèle GFDL-CM4 sont toutes nulles, ce qui est dû à la présence d'une seule réalisation de ce modèle; il est donc exclu par défaut du calcul multi-modèles. En outre, dans la sous-sélection de modèle pour laquelle je fournis les effets de la variabilité interne (dernière colonne), j'ai aussi choisi d'exclure le modèle GISS-E2-1-G, en raison de son comportement qui voit, contrairement aux autres modèles, son incertitude croître avec la durée des fenêtres.

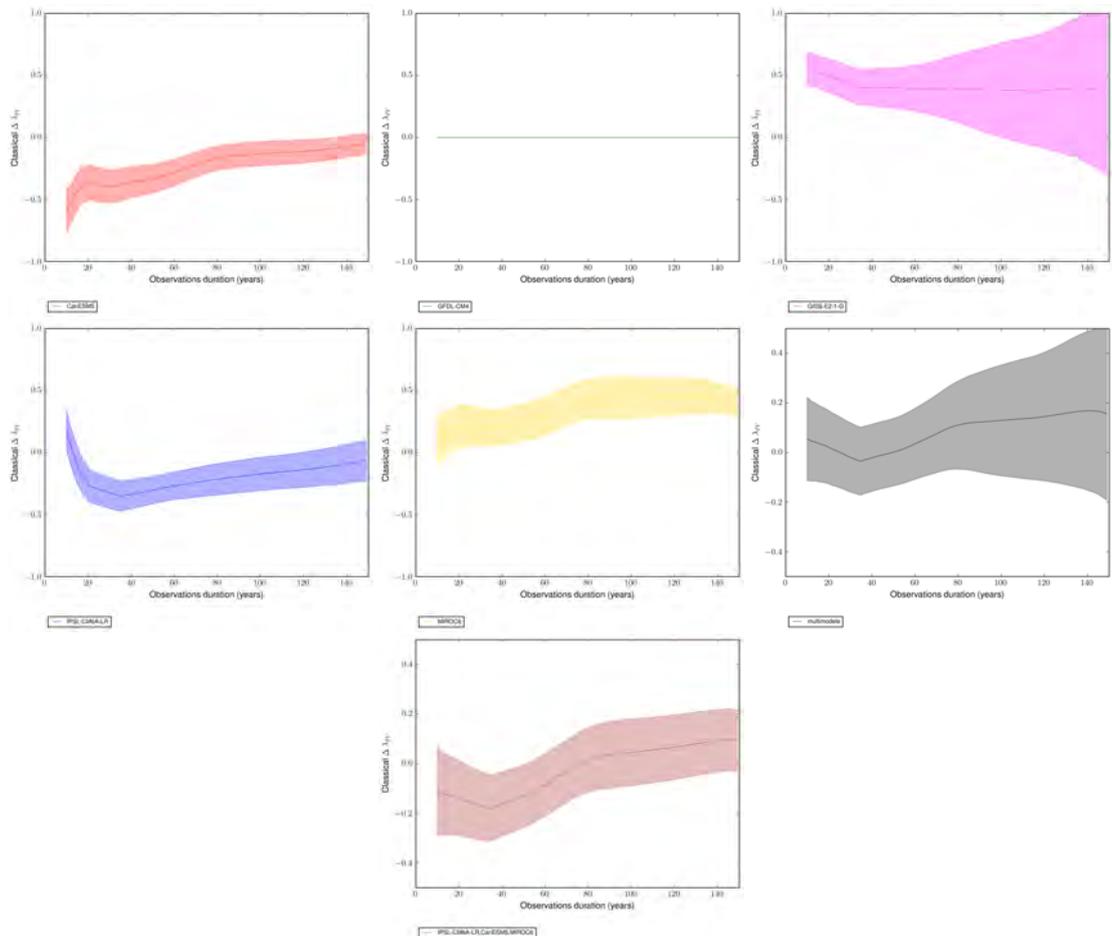


Fig. B.1 – Évolution de l'effet de la variabilité interne selon la durée des fenêtres glissantes, par modèle puis pour les cinq modèles disponibles, et pour une sous-sélection de modèles (IPSL-CM6A-LR, CanESM5, MIROC6).

Table B.1 – Biais et incertitudes associés à l'effet de la variabilité interne en fonction de la durée des fenêtres glissantes utilisées pour calculer λ , pour chaque modèle, l'ensemble des modèles, et une sous-sélection de modèles.

Durée Années	$\Delta_{Tyr} \lambda \quad \varepsilon_{Tyr} \lambda \quad (\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1})$													
	IPSL-CM6A-LR		CanESM5		MIROC6		GFDL-CM4		GISS-E2-1-G		Multi-modèles		Multi-modèles*	
10	0.181	0.159	-0.595	0.174	0.083	0.200	0.000	0.000	0.548	0.134	0.054	0.168	-0.110	0.178
11	0.113	0.158	-0.565	0.167	0.108	0.195	0.000	0.000	0.547	0.133	0.051	0.165	-0.114	0.174

* Sous-sélection de modèles : IPSL-CM6A-LR, CanESM5, MIROC6.

Durée Années	$\Delta_{VI\lambda} \varepsilon_{VI\lambda} (\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1})$													
	IPSL-CM6A-LR	CanESM5	MIROC6	GFDL-CM4	GISS-E2-1-G	Multi-modèles		Multi-modèles*						
12	0.051	0.155	-0.536	0.160	0.121	0.192	0.000	0.000	0.547	0.132	0.046	0.161	-0.121	0.170
13	0.000	0.153	-0.501	0.156	0.134	0.189	0.000	0.000	0.542	0.133	0.044	0.159	-0.122	0.167
14	-0.050	0.150	-0.468	0.152	0.148	0.187	0.000	0.000	0.538	0.133	0.042	0.157	-0.124	0.164
15	-0.099	0.147	-0.440	0.149	0.159	0.185	0.000	0.000	0.530	0.134	0.037	0.155	-0.127	0.161
16	-0.142	0.144	-0.412	0.147	0.171	0.182	0.000	0.000	0.520	0.135	0.034	0.153	-0.128	0.159
17	-0.175	0.141	-0.390	0.145	0.179	0.180	0.000	0.000	0.513	0.136	0.032	0.152	-0.129	0.156
18	-0.203	0.139	-0.377	0.144	0.188	0.178	0.000	0.000	0.507	0.136	0.029	0.150	-0.130	0.154
19	-0.224	0.137	-0.375	0.143	0.199	0.176	0.000	0.000	0.502	0.137	0.025	0.149	-0.134	0.153
20	-0.249	0.136	-0.367	0.141	0.207	0.174	0.000	0.000	0.495	0.137	0.022	0.148	-0.136	0.151
21	-0.269	0.134	-0.366	0.140	0.211	0.172	0.000	0.000	0.490	0.138	0.016	0.147	-0.141	0.150
22	-0.281	0.133	-0.369	0.140	0.212	0.169	0.000	0.000	0.486	0.139	0.012	0.146	-0.146	0.148
23	-0.283	0.132	-0.373	0.139	0.214	0.167	0.000	0.000	0.480	0.140	0.009	0.145	-0.147	0.147
24	-0.290	0.131	-0.377	0.138	0.214	0.164	0.000	0.000	0.473	0.140	0.005	0.144	-0.151	0.145
25	-0.297	0.130	-0.380	0.138	0.214	0.162	0.000	0.000	0.467	0.141	0.001	0.143	-0.154	0.144
26	-0.302	0.129	-0.383	0.137	0.213	0.159	0.000	0.000	0.461	0.141	-0.003	0.142	-0.157	0.142
27	-0.308	0.128	-0.386	0.137	0.212	0.158	0.000	0.000	0.455	0.141	-0.007	0.141	-0.161	0.141
28	-0.313	0.127	-0.390	0.137	0.210	0.156	0.000	0.000	0.447	0.142	-0.012	0.141	-0.164	0.140
29	-0.319	0.126	-0.392	0.136	0.209	0.155	0.000	0.000	0.439	0.142	-0.016	0.140	-0.167	0.140
30	-0.325	0.125	-0.392	0.136	0.207	0.154	0.000	0.000	0.432	0.143	-0.020	0.140	-0.170	0.139
31	-0.331	0.124	-0.389	0.135	0.204	0.153	0.000	0.000	0.424	0.143	-0.023	0.139	-0.172	0.138
32	-0.336	0.124	-0.388	0.134	0.202	0.151	0.000	0.000	0.417	0.144	-0.026	0.138	-0.174	0.137
33	-0.343	0.123	-0.386	0.133	0.199	0.149	0.000	0.000	0.410	0.144	-0.030	0.138	-0.177	0.136
34	-0.347	0.122	-0.387	0.132	0.197	0.148	0.000	0.000	0.405	0.145	-0.033	0.137	-0.179	0.135
35	-0.350	0.121	-0.386	0.131	0.197	0.147	0.000	0.000	0.401	0.146	-0.035	0.137	-0.180	0.134
36	-0.347	0.121	-0.379	0.130	0.199	0.146	0.000	0.000	0.401	0.146	-0.031	0.136	-0.175	0.133
37	-0.344	0.120	-0.372	0.129	0.201	0.146	0.000	0.000	0.401	0.147	-0.028	0.136	-0.172	0.132
38	-0.342	0.119	-0.368	0.127	0.203	0.146	0.000	0.000	0.401	0.148	-0.026	0.136	-0.169	0.131
39	-0.339	0.118	-0.364	0.126	0.206	0.146	0.000	0.000	0.401	0.149	-0.024	0.135	-0.166	0.131
40	-0.336	0.118	-0.360	0.125	0.209	0.146	0.000	0.000	0.402	0.150	-0.021	0.135	-0.163	0.130
41	-0.333	0.117	-0.357	0.124	0.212	0.146	0.000	0.000	0.403	0.151	-0.019	0.135	-0.159	0.129
42	-0.329	0.116	-0.355	0.123	0.216	0.146	0.000	0.000	0.403	0.152	-0.016	0.135	-0.156	0.129
43	-0.326	0.115	-0.353	0.122	0.219	0.147	0.000	0.000	0.403	0.154	-0.014	0.135	-0.153	0.129
44	-0.323	0.114	-0.350	0.121	0.223	0.147	0.000	0.000	0.404	0.155	-0.012	0.135	-0.150	0.128
45	-0.320	0.114	-0.348	0.120	0.227	0.148	0.000	0.000	0.404	0.156	-0.009	0.135	-0.147	0.128
46	-0.317	0.113	-0.345	0.119	0.230	0.148	0.000	0.000	0.403	0.157	-0.007	0.136	-0.144	0.128
47	-0.313	0.112	-0.343	0.118	0.233	0.148	0.000	0.000	0.401	0.158	-0.005	0.136	-0.141	0.127
48	-0.310	0.112	-0.340	0.117	0.236	0.149	0.000	0.000	0.400	0.159	-0.003	0.136	-0.138	0.127
49	-0.306	0.111	-0.337	0.116	0.239	0.149	0.000	0.000	0.400	0.161	-0.001	0.136	-0.134	0.126
50	-0.302	0.111	-0.334	0.115	0.242	0.149	0.000	0.000	0.399	0.162	0.002	0.136	-0.131	0.126
51	-0.299	0.110	-0.330	0.115	0.246	0.149	0.000	0.000	0.399	0.164	0.004	0.136	-0.128	0.126
52	-0.296	0.110	-0.326	0.114	0.249	0.150	0.000	0.000	0.399	0.165	0.007	0.137	-0.124	0.126
53	-0.292	0.110	-0.321	0.113	0.253	0.151	0.000	0.000	0.398	0.167	0.009	0.137	-0.120	0.126
54	-0.288	0.110	-0.316	0.112	0.257	0.151	0.000	0.000	0.398	0.169	0.012	0.138	-0.116	0.126
55	-0.285	0.110	-0.312	0.111	0.262	0.152	0.000	0.000	0.397	0.172	0.016	0.139	-0.111	0.126
56	-0.281	0.110	-0.306	0.110	0.269	0.153	0.000	0.000	0.397	0.174	0.020	0.140	-0.106	0.126
57	-0.277	0.111	-0.301	0.109	0.275	0.153	0.000	0.000	0.396	0.177	0.023	0.140	-0.101	0.126
58	-0.274	0.111	-0.295	0.108	0.281	0.154	0.000	0.000	0.396	0.179	0.027	0.141	-0.096	0.126
59	-0.271	0.112	-0.289	0.107	0.288	0.154	0.000	0.000	0.396	0.182	0.031	0.142	-0.091	0.126
60	-0.267	0.112	-0.283	0.107	0.295	0.154	0.000	0.000	0.395	0.185	0.035	0.143	-0.085	0.126
61	-0.265	0.113	-0.277	0.106	0.303	0.154	0.000	0.000	0.395	0.189	0.039	0.144	-0.080	0.126
62	-0.262	0.113	-0.271	0.105	0.310	0.154	0.000	0.000	0.395	0.192	0.043	0.145	-0.074	0.126
63	-0.260	0.114	-0.264	0.105	0.318	0.154	0.000	0.000	0.395	0.195	0.047	0.147	-0.069	0.126
64	-0.258	0.115	-0.258	0.104	0.326	0.154	0.000	0.000	0.395	0.199	0.051	0.148	-0.063	0.126
65	-0.255	0.116	-0.252	0.103	0.333	0.154	0.000	0.000	0.395	0.203	0.055	0.149	-0.058	0.126
66	-0.253	0.117	-0.246	0.103	0.340	0.154	0.000	0.000	0.395	0.207	0.059	0.151	-0.053	0.126
67	-0.250	0.117	-0.239	0.103	0.348	0.154	0.000	0.000	0.395	0.211	0.063	0.152	-0.047	0.126
68	-0.247	0.118	-0.233	0.102	0.355	0.154	0.000	0.000	0.394	0.216	0.067	0.154	-0.042	0.126
69	-0.244	0.119	-0.227	0.102	0.362	0.153	0.000	0.000	0.394	0.220	0.071	0.155	-0.036	0.126
70	-0.241	0.119	-0.220	0.101	0.370	0.153	0.000	0.000	0.394	0.225	0.076	0.157	-0.031	0.126
71	-0.238	0.120	-0.213	0.100	0.377	0.153	0.000	0.000	0.395	0.229	0.080	0.159	-0.025	0.126
72	-0.235	0.121	-0.207	0.100	0.384	0.153	0.000	0.000	0.396	0.234	0.084	0.160	-0.020	0.127
73	-0.233	0.122	-0.201	0.099	0.391	0.153	0.000	0.000	0.396	0.239	0.088	0.162	-0.014	0.127
74	-0.230	0.122	-0.195	0.099	0.398	0.154	0.000	0.000	0.397	0.244	0.093	0.164	-0.009	0.127
75	-0.228	0.123	-0.189	0.099	0.405	0.155	0.000	0.000	0.397	0.249	0.096	0.166	-0.004	0.128
76	-0.226	0.124	-0.184	0.098	0.412	0.155	0.000	0.000	0.398	0.254	0.100	0.169	0.001	0.128
77	-0.223	0.125	-0.179	0.098	0.417	0.156	0.000	0.000	0.398	0.259	0.103	0.171	0.005	0.128
78	-0.220	0.126	-0.174	0.098	0.422	0.157	0.000	0.000	0.397	0.264	0.106	0.173	0.009	0.129
79	-0.218	0.126	-0.170	0.097	0.425	0.158	0.000	0.000	0.396	0.269	0.108	0.175	0.012	0.129
80	-0.215	0.127	-0.167	0.097	0.429	0.159	0.000	0.000	0.395	0.275	0.111	0.178	0.016	0.130
81	-0.213	0.127	-0.164	0.097	0.432	0.160	0.000	0.000	0.395	0.280	0.113	0.180	0.019	0.131
82	-0.211	0.127	-0.161	0.097	0.435	0.161	0.000	0.000	0.394	0.285	0.115	0.182	0.021	0.131
83	-0.208	0.128	-0.158	0.097	0.438	0.162	0.000	0.000	0.394	0.290	0.116	0.185	0.024	0.132
84	-0.206	0.128	-0.155	0.097	0.440	0.163	0.000	0.000	0.393	0.296	0.118	0.187	0.026	0.132
85	-0.204	0.129	-0.152	0.097	0.441	0.164	0.000	0.000	0.392	0.301	0.119	0.190	0.028	0.133
86	-0.202	0.129	-0.150	0.097	0.442	0.165	0.000	0.000	0.391	0.307	0.120	0.192	0.030	0.133
87	-0.200	0.130	-0.149	0.097	0.442	0.165	0.000	0.000	0.390	0.312	0.121	0.194	0.031	0.134
88	-0.198	0.130	-0.147	0.097	0.442	0.166	0.000	0.000	0.388	0.318	0.122	0.197	0.033	0.134
89	-0.196	0.130	-0.146	0.097	0.443	0.166	0.000	0.000	0.387	0.323	0.122	0.199	0.034	0.134
90	-0.194	0.131	-0.144	0.097	0.444	0.167	0.000	0.000	0.385	0.329	0.123	0.202	0.035	0.135
91	-0.192	0.131	-0.143	0.097	0.445	0.167	0.000	0.000	0.384	0.				

Durée Années	$\Delta_{VI\lambda} \varepsilon_{VI\lambda} \text{ (W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}\text{)}$													
	IPSL-CM6A-LR		CanESM5		MIROC6		GFDL-CM4		GISS-E2-1-G		Multi-modèles		Multi-modèles*	
97	-0.178	0.133	-0.136	0.098	0.442	0.167	0.000	0.000	0.382	0.366	0.128	0.218	0.043	0.136
98	-0.176	0.134	-0.134	0.098	0.441	0.166	0.000	0.000	0.382	0.371	0.128	0.220	0.044	0.136
99	-0.174	0.134	-0.133	0.098	0.440	0.166	0.000	0.000	0.382	0.376	0.129	0.222	0.045	0.135
100	-0.172	0.134	-0.131	0.098	0.439	0.165	0.000	0.000	0.382	0.381	0.129	0.224	0.045	0.135
101	-0.170	0.134	-0.130	0.098	0.439	0.164	0.000	0.000	0.381	0.386	0.130	0.225	0.046	0.135
102	-0.168	0.134	-0.129	0.098	0.440	0.163	0.000	0.000	0.381	0.390	0.131	0.227	0.048	0.134
103	-0.167	0.135	-0.128	0.098	0.441	0.162	0.000	0.000	0.381	0.394	0.132	0.229	0.049	0.134
104	-0.165	0.135	-0.127	0.098	0.442	0.161	0.000	0.000	0.380	0.399	0.132	0.231	0.050	0.134
105	-0.164	0.135	-0.126	0.098	0.442	0.160	0.000	0.000	0.380	0.403	0.133	0.232	0.051	0.133
106	-0.162	0.136	-0.126	0.097	0.443	0.159	0.000	0.000	0.380	0.407	0.134	0.234	0.052	0.133
107	-0.161	0.136	-0.125	0.097	0.443	0.158	0.000	0.000	0.380	0.412	0.134	0.236	0.053	0.133
108	-0.159	0.136	-0.124	0.097	0.444	0.158	0.000	0.000	0.380	0.416	0.135	0.238	0.054	0.133
109	-0.157	0.136	-0.123	0.097	0.444	0.157	0.000	0.000	0.379	0.420	0.136	0.239	0.055	0.132
110	-0.156	0.137	-0.122	0.097	0.445	0.156	0.000	0.000	0.378	0.424	0.136	0.241	0.056	0.132
111	-0.154	0.137	-0.122	0.097	0.445	0.156	0.000	0.000	0.378	0.428	0.137	0.243	0.057	0.132
112	-0.152	0.138	-0.121	0.096	0.446	0.155	0.000	0.000	0.377	0.431	0.137	0.244	0.058	0.132
113	-0.151	0.138	-0.120	0.096	0.447	0.154	0.000	0.000	0.376	0.435	0.138	0.246	0.059	0.132
114	-0.149	0.139	-0.119	0.096	0.448	0.153	0.000	0.000	0.376	0.439	0.139	0.247	0.060	0.132
115	-0.147	0.139	-0.118	0.095	0.448	0.153	0.000	0.000	0.375	0.442	0.140	0.249	0.061	0.131
116	-0.146	0.140	-0.117	0.095	0.449	0.152	0.000	0.000	0.376	0.447	0.140	0.251	0.062	0.131
117	-0.144	0.140	-0.116	0.095	0.449	0.151	0.000	0.000	0.376	0.452	0.141	0.253	0.063	0.131
118	-0.142	0.141	-0.115	0.094	0.450	0.151	0.000	0.000	0.377	0.456	0.142	0.255	0.064	0.131
119	-0.140	0.141	-0.114	0.094	0.451	0.150	0.000	0.000	0.378	0.461	0.144	0.257	0.066	0.131
120	-0.138	0.142	-0.113	0.093	0.451	0.149	0.000	0.000	0.379	0.467	0.145	0.259	0.067	0.131
121	-0.136	0.142	-0.112	0.093	0.452	0.148	0.000	0.000	0.381	0.473	0.146	0.262	0.068	0.130
122	-0.134	0.143	-0.110	0.093	0.452	0.148	0.000	0.000	0.382	0.479	0.147	0.264	0.069	0.130
123	-0.132	0.144	-0.109	0.092	0.453	0.147	0.000	0.000	0.383	0.485	0.149	0.267	0.071	0.130
124	-0.130	0.144	-0.107	0.092	0.453	0.146	0.000	0.000	0.384	0.491	0.150	0.270	0.072	0.130
125	-0.128	0.145	-0.106	0.092	0.454	0.145	0.000	0.000	0.386	0.497	0.152	0.273	0.073	0.129
126	-0.126	0.145	-0.104	0.091	0.454	0.144	0.000	0.000	0.388	0.504	0.153	0.276	0.075	0.129
127	-0.124	0.146	-0.103	0.091	0.455	0.142	0.000	0.000	0.389	0.511	0.154	0.279	0.076	0.129
128	-0.121	0.147	-0.101	0.090	0.455	0.141	0.000	0.000	0.390	0.518	0.156	0.282	0.078	0.129
129	-0.119	0.148	-0.099	0.090	0.455	0.140	0.000	0.000	0.391	0.525	0.157	0.285	0.079	0.129
130	-0.117	0.149	-0.097	0.090	0.454	0.139	0.000	0.000	0.393	0.532	0.158	0.288	0.080	0.128
131	-0.114	0.149	-0.095	0.089	0.454	0.138	0.000	0.000	0.394	0.539	0.160	0.292	0.082	0.128
132	-0.112	0.150	-0.092	0.088	0.453	0.137	0.000	0.000	0.397	0.547	0.161	0.295	0.083	0.128
133	-0.109	0.151	-0.090	0.088	0.452	0.136	0.000	0.000	0.398	0.554	0.163	0.298	0.084	0.128
134	-0.106	0.152	-0.088	0.088	0.451	0.134	0.000	0.000	0.399	0.561	0.164	0.301	0.086	0.127
135	-0.104	0.153	-0.085	0.087	0.449	0.132	0.000	0.000	0.399	0.568	0.165	0.305	0.087	0.127
136	-0.101	0.154	-0.083	0.087	0.448	0.130	0.000	0.000	0.400	0.575	0.166	0.308	0.088	0.127
137	-0.098	0.155	-0.080	0.087	0.446	0.128	0.000	0.000	0.400	0.582	0.167	0.311	0.089	0.127
138	-0.095	0.156	-0.078	0.087	0.444	0.127	0.000	0.000	0.399	0.588	0.168	0.314	0.090	0.126
139	-0.092	0.157	-0.075	0.087	0.442	0.125	0.000	0.000	0.397	0.595	0.168	0.317	0.092	0.126
140	-0.089	0.158	-0.073	0.087	0.439	0.123	0.000	0.000	0.396	0.603	0.168	0.320	0.092	0.126
141	-0.087	0.159	-0.071	0.087	0.437	0.122	0.000	0.000	0.394	0.609	0.168	0.323	0.093	0.126
142	-0.084	0.159	-0.069	0.087	0.435	0.121	0.000	0.000	0.392	0.615	0.168	0.326	0.094	0.126
143	-0.082	0.160	-0.067	0.087	0.432	0.119	0.000	0.000	0.389	0.621	0.168	0.329	0.094	0.125
144	-0.079	0.160	-0.065	0.086	0.428	0.118	0.000	0.000	0.385	0.628	0.167	0.332	0.095	0.125
145	-0.076	0.161	-0.063	0.086	0.424	0.117	0.000	0.000	0.380	0.634	0.166	0.335	0.095	0.125
146	-0.074	0.162	-0.060	0.086	0.419	0.116	0.000	0.000	0.373	0.642	0.165	0.339	0.095	0.125
147	-0.071	0.162	-0.058	0.086	0.413	0.114	0.000	0.000	0.364	0.650	0.162	0.342	0.095	0.125
148	-0.068	0.163	-0.055	0.085	0.406	0.112	0.000	0.000	0.355	0.657	0.159	0.345	0.094	0.124
149	-0.066	0.164	-0.053	0.084	0.396	0.111	0.000	0.000	0.347	0.663	0.156	0.349	0.093	0.124

* Sous-sélection de modèles : IPSL-CM6A-LR, CanESM5, MIROC6.

4.2 Mosaïque thermique forcée

Dans cette partie, j'ai choisi de proposer une sous-sélection de modèles qui exclut le modèle GFDL-CM4, en raison de son comportement étrange lorsque la durée des fenêtres glissantes augmente.

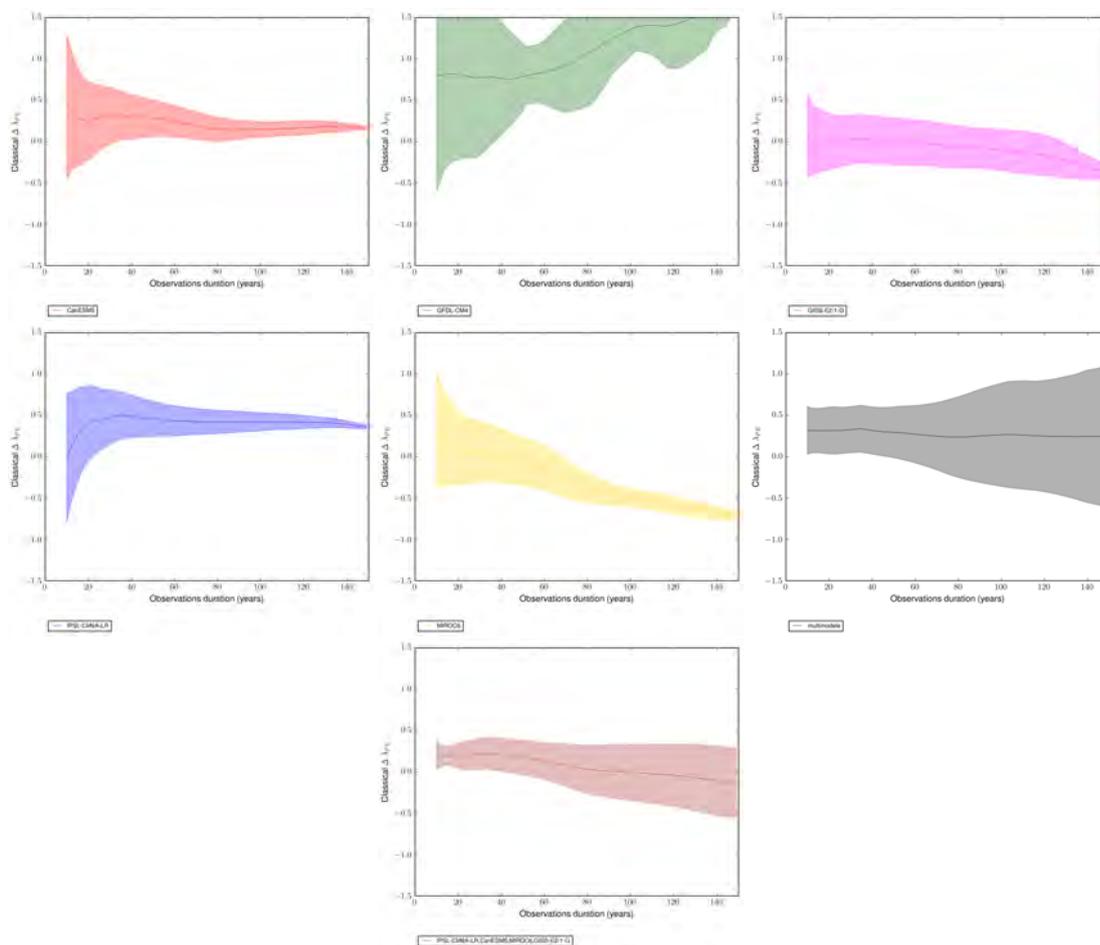


Fig. B.2 – Évolution de l'effet mosaïque thermique selon la durée des fenêtres glissantes, par modèle puis pour les cinq modèles disponibles, et pour une sous-sélection de modèles (IPSL-CM6A-LR, CanESM5, MIROC6, GISS-E2-1-G).

Table B.2 – Biais et incertitudes associés à l'effet des mosaïques thermiques en fonction de la durée des fenêtres glissantes utilisées pour calculer λ , pour chaque modèle, l'ensemble des modèles, et une sous-sélection de modèles.

Durée Années	$\Delta_{PE}\lambda$ ($W \cdot m^{-2} \cdot K^{-1}$)													
	IPSL-CM6A-LR		CanESM5		MIROC6		GFDL-CM4		GISS-E2-1-G		Multi-modèles		Multi-modèles*	
10	-0.008	0.784	0.424	0.870	0.321	0.690	0.804	1.407	0.061	0.504	0.320	0.290	0.200	0.179
11	0.055	0.723	0.400	0.797	0.282	0.652	0.801	1.335	0.046	0.467	0.317	0.277	0.196	0.151
12	0.113	0.676	0.379	0.736	0.259	0.619	0.804	1.273	0.032	0.440	0.317	0.271	0.196	0.133
13	0.161	0.635	0.353	0.685	0.237	0.594	0.811	1.196	0.024	0.420	0.317	0.269	0.193	0.119
14	0.211	0.600	0.327	0.640	0.214	0.573	0.813	1.139	0.015	0.403	0.316	0.268	0.192	0.113
15	0.259	0.570	0.306	0.602	0.194	0.548	0.816	1.111	0.011	0.390	0.317	0.269	0.192	0.112
16	0.300	0.542	0.283	0.568	0.172	0.524	0.815	1.085	0.011	0.379	0.316	0.270	0.191	0.115
17	0.333	0.518	0.265	0.540	0.156	0.501	0.817	1.067	0.008	0.368	0.316	0.274	0.191	0.123
18	0.359	0.495	0.256	0.515	0.141	0.481	0.816	1.052	0.007	0.358	0.316	0.276	0.191	0.131
19	0.379	0.474	0.260	0.493	0.124	0.462	0.818	1.042	0.005	0.349	0.317	0.280	0.192	0.141
20	0.402	0.456	0.256	0.473	0.108	0.446	0.813	1.035	0.005	0.341	0.317	0.282	0.193	0.150
21	0.421	0.439	0.258	0.455	0.096	0.432	0.810	1.022	0.004	0.334	0.318	0.284	0.195	0.159
22	0.432	0.423	0.264	0.439	0.089	0.420	0.807	1.012	0.001	0.327	0.318	0.286	0.196	0.166
23	0.433	0.410	0.270	0.424	0.081	0.412	0.802	1.005	0.001	0.321	0.317	0.285	0.196	0.168
24	0.439	0.396	0.277	0.410	0.076	0.405	0.794	0.998	0.003	0.316	0.318	0.283	0.199	0.171
25	0.445	0.383	0.282	0.398	0.072	0.397	0.786	0.990	0.004	0.312	0.318	0.281	0.201	0.174
26	0.450	0.370	0.289	0.386	0.068	0.389	0.779	0.982	0.006	0.308	0.319	0.280	0.203	0.177
27	0.456	0.359	0.296	0.375	0.065	0.383	0.776	0.975	0.008	0.305	0.320	0.279	0.206	0.180
28	0.461	0.349	0.303	0.365	0.062	0.377	0.773	0.970	0.013	0.302	0.322	0.278	0.210	0.182
29	0.467	0.340	0.308	0.354	0.059	0.372	0.773	0.959	0.017	0.300	0.325	0.278	0.213	0.185
30	0.474	0.330	0.311	0.344	0.057	0.367	0.775	0.939	0.020	0.298	0.327	0.279	0.216	0.187
31	0.481	0.320	0.311	0.335	0.055	0.363	0.775	0.919	0.024	0.297	0.329	0.280	0.218	0.188
32	0.487	0.312	0.313	0.325	0.053	0.358	0.776	0.900	0.028	0.296	0.331	0.280	0.220	0.190
33	0.494	0.304	0.314	0.315	0.052	0.355	0.779	0.878	0.032	0.294	0.334	0.281	0.223	0.192
34	0.499	0.296	0.317	0.306	0.050	0.351	0.782	0.853	0.035	0.293	0.337	0.282	0.225	0.194
35	0.503	0.289	0.320	0.297	0.047	0.347	0.783	0.823	0.035	0.292	0.338	0.284	0.227	0.196
36	0.499	0.282	0.313	0.291	0.041	0.343	0.779	0.798	0.032	0.292	0.333	0.284	0.221	0.196
37	0.496	0.276	0.307	0.286	0.035	0.339	0.776	0.773	0.029	0.292	0.329	0.284	0.217	0.196
38	0.493	0.270	0.303	0.281	0.030	0.335	0.772	0.747	0.028	0.291	0.325	0.284	0.213	0.197
39	0.490	0.263	0.300	0.275	0.023	0.331	0.767	0.720	0.025	0.291	0.321	0.284	0.210	0.197
40	0.487	0.257	0.298	0.270	0.016	0.328	0.764	0.689	0.022	0.291	0.317	0.285	0.206	0.198
41	0.484	0.252	0.296	0.265	0.009	0.324	0.762	0.656	0.019	0.291	0.314	0.286	0.202	0.199
42	0.480	0.246	0.295	0.260	0.001	0.321	0.761	0.628	0.016	0.290	0.311	0.288	0.198	0.201
43	0.478	0.241	0.294	0.255	-0.007	0.317	0.759	0.602	0.014	0.289	0.308	0.289	0.195	0.202
44	0.475	0.237	0.293	0.250	-0.014	0.313	0.759	0.576	0.011	0.288	0.305	0.291	0.191	0.203
45	0.472	0.232	0.292	0.245	-0.021	0.309	0.760	0.549	0.010	0.287	0.302	0.293	0.188	0.204
46	0.470	0.228	0.291	0.240	-0.028	0.305	0.762	0.522	0.009	0.286	0.301	0.295	0.185	0.205
47	0.467	0.224	0.289	0.235	-0.035	0.302	0.766	0.495	0.008	0.285	0.299	0.298	0.183	0.206
48	0.464	0.219	0.288	0.231	-0.041	0.299	0.771	0.469	0.007	0.285	0.298	0.300	0.180	0.207
49	0.461	0.215	0.286	0.227	-0.048	0.296	0.777	0.440	0.005	0.284	0.296	0.304	0.176	0.208
50	0.458	0.211	0.284	0.222	-0.054	0.293	0.784	0.407	0.004	0.284	0.295	0.307	0.173	0.209
51	0.456	0.208	0.282	0.218	-0.061	0.290	0.792	0.375	0.002	0.283	0.294	0.312	0.170	0.210
52	0.454	0.205	0.279	0.214	-0.067	0.288	0.800	0.354	-0.000	0.283	0.293	0.316	0.166	0.211
53	0.451	0.201	0.275	0.209	-0.074	0.286	0.804	0.349	-0.002	0.282	0.291	0.319	0.163	0.212
54	0.448	0.198	0.271	0.206	-0.081	0.283	0.809	0.349	-0.004	0.281	0.289	0.322	0.159	0.212
55	0.445	0.194	0.268	0.203	-0.091	0.280	0.814	0.349	-0.005	0.280	0.286	0.326	0.154	0.214
56	0.442	0.192	0.263	0.200	-0.101	0.278	0.819	0.351	-0.007	0.279	0.283	0.330	0.149	0.215
57	0.439	0.189	0.259	0.197	-0.111	0.275	0.824	0.354	-0.009	0.278	0.281	0.334	0.145	0.217
58	0.437	0.187	0.254	0.195	-0.121	0.272	0.829	0.362	-0.010	0.277	0.278	0.338	0.140	0.219
59	0.435	0.184	0.250	0.192	-0.132	0.270	0.834	0.374	-0.012	0.276	0.275	0.342	0.135	0.221
60	0.434	0.181	0.245	0.190	-0.143	0.267	0.839	0.388	-0.013	0.275	0.272	0.347	0.131	0.224
61	0.432	0.179	0.240	0.188	-0.154	0.264	0.844	0.406	-0.016	0.275	0.269	0.352	0.126	0.226
62	0.431	0.177	0.234	0.185	-0.166	0.260	0.850	0.425	-0.017	0.274	0.267	0.357	0.121	0.229
63	0.431	0.174	0.229	0.183	-0.177	0.257	0.857	0.444	-0.020	0.273	0.264	0.362	0.116	0.233
64	0.430	0.172	0.224	0.181	-0.190	0.253	0.865	0.464	-0.022	0.272	0.261	0.368	0.111	0.236
65	0.429	0.170	0.219	0.179	-0.202	0.249	0.874	0.481	-0.024	0.271	0.259	0.374	0.106	0.239
66	0.429	0.168	0.214	0.177	-0.213	0.245	0.883	0.500	-0.025	0.270	0.257	0.380	0.101	0.242
67	0.428	0.165	0.208	0.175	-0.225	0.241	0.891	0.519	-0.027	0.269	0.255	0.386	0.096	0.246
68	0.427	0.163	0.203	0.173	-0.237	0.236	0.899	0.537	-0.030	0.268	0.253	0.393	0.091	0.249
69	0.426	0.160	0.199	0.170	-0.249	0.233	0.910	0.552	-0.032	0.267	0.251	0.399	0.086	0.252
70	0.424	0.158	0.193	0.168	-0.262	0.229	0.921	0.565	-0.035	0.267	0.248	0.407	0.080	0.256
71	0.424	0.156	0.187	0.166	-0.274	0.226	0.933	0.576	-0.039	0.266	0.246	0.414	0.074	0.259
72	0.423	0.154	0.181	0.163	-0.286	0.222	0.946	0.586	-0.042	0.265	0.244	0.422	0.069	0.263
73	0.423	0.153	0.176	0.161	-0.300	0.218	0.959	0.595	-0.046	0.264	0.242	0.431	0.063	0.267
74	0.422	0.150	0.170	0.159	-0.312	0.213	0.973	0.602	-0.049	0.263	0.241	0.439	0.058	0.271
75	0.422	0.149	0.166	0.157	-0.326	0.209	0.987	0.608	-0.052	0.262	0.239	0.448	0.053	0.275
76	0.422	0.147	0.161	0.154	-0.338	0.204	1.002	0.613	-0.055	0.260	0.239	0.456	0.048	0.279
77	0.422	0.146	0.157	0.152	-0.349	0.199	1.017	0.618	-0.058	0.258	0.238	0.465	0.043	0.283
78	0.421	0.144	0.153	0.151	-0.360	0.194	1.031	0.624	-0.059	0.257	0.237	0.472	0.039	0.286
79	0.421	0.143	0.150	0.148	-0.369	0.188	1.045	0.630	-0.061	0.255	0.237	0.480	0.035	0.289
80	0.421	0.141	0.148	0.146	-0.378	0.183	1.060	0.634	-0.063	0.254	0.237	0.487	0.032	0.292
81	0.421	0.140	0.146	0.143	-0.388	0.177	1.075	0.632	-0.065	0.252	0.238	0.495	0.029	0.296
82	0.421	0.138	0.145	0.140	-0.396	0.171	1.091	0.627	-0.067	0.250	0.239	0.503	0.026	0.299
83	0.421	0.137	0.143	0.137	-0.405	0.165	1.106	0.620	-0.069	0.249	0.239	0.511	0.023	0.302
84	0.421	0.136	0.142	0.134	-0.414	0.159	1.122	0.608	-0.071	0.248	0.240	0.519	0.020	0.305
85	0.421	0.135	0.140	0.132	-0.421	0.154	1.139	0.591	-0.073	0.246	0.241	0.526	0.017	0.307
86	0.421	0.133	0.140	0.129	-0.427	0.149	1.156	0.569	-0.074	0.245	0.243	0.534	0.015	0.310
87	0.421	0.132	0.140	0.125	-0.432	0.145	1.174	0.543	-0.076	0.245	0.246	0.542	0.013	0.312
88	0.422	0.130	0.141	0.122	-0.438	0.140	1.190	0.520	-0.077	0.245	0.248	0.549	0.012	

Durée Années	$\Delta_{PEL} \varepsilon_{PEL} (W \cdot m^{-2} \cdot K^{-1})$													
	IPSL-CM6A-LR		CanESM5		MIROC6		GFDL-CM4		GISS-E2-1-G		Multi-modèles		Multi-modèles*	
91	0.423	0.125	0.143	0.112	-0.457	0.128	1.236	0.444	-0.080	0.244	0.253	0.570	0.007	0.322
92	0.423	0.123	0.144	0.109	-0.463	0.125	1.250	0.420	-0.082	0.244	0.254	0.576	0.005	0.324
93	0.423	0.121	0.145	0.106	-0.469	0.122	1.263	0.403	-0.085	0.244	0.256	0.582	0.004	0.327
94	0.423	0.120	0.145	0.103	-0.473	0.120	1.277	0.388	-0.087	0.245	0.257	0.588	0.002	0.328
95	0.423	0.118	0.145	0.101	-0.477	0.117	1.290	0.376	-0.090	0.245	0.258	0.594	0.000	0.330
96	0.423	0.116	0.145	0.099	-0.481	0.115	1.303	0.366	-0.093	0.245	0.259	0.600	-0.001	0.332
97	0.423	0.115	0.146	0.097	-0.484	0.114	1.316	0.360	-0.097	0.246	0.261	0.606	-0.003	0.333
98	0.422	0.113	0.146	0.096	-0.488	0.113	1.330	0.351	-0.100	0.246	0.262	0.612	-0.005	0.334
99	0.422	0.111	0.145	0.095	-0.490	0.111	1.345	0.336	-0.102	0.247	0.264	0.618	-0.006	0.335
100	0.422	0.109	0.145	0.094	-0.493	0.110	1.359	0.318	-0.105	0.248	0.266	0.624	-0.008	0.336
101	0.422	0.108	0.145	0.093	-0.497	0.109	1.370	0.311	-0.107	0.250	0.267	0.629	-0.009	0.338
102	0.422	0.106	0.146	0.092	-0.503	0.109	1.381	0.302	-0.110	0.251	0.267	0.635	-0.011	0.341
103	0.423	0.104	0.146	0.091	-0.508	0.108	1.390	0.298	-0.113	0.252	0.268	0.639	-0.013	0.343
104	0.423	0.102	0.148	0.090	-0.513	0.107	1.395	0.302	-0.116	0.253	0.268	0.643	-0.014	0.345
105	0.423	0.101	0.149	0.089	-0.518	0.107	1.398	0.312	-0.118	0.254	0.267	0.645	-0.016	0.347
106	0.424	0.099	0.151	0.088	-0.522	0.106	1.400	0.322	-0.121	0.254	0.266	0.647	-0.017	0.349
107	0.424	0.098	0.152	0.087	-0.527	0.106	1.403	0.332	-0.125	0.255	0.265	0.650	-0.019	0.351
108	0.424	0.097	0.153	0.087	-0.531	0.105	1.404	0.341	-0.128	0.255	0.264	0.652	-0.020	0.354
109	0.424	0.096	0.155	0.087	-0.536	0.104	1.404	0.352	-0.131	0.255	0.263	0.652	-0.022	0.356
110	0.424	0.095	0.156	0.086	-0.540	0.104	1.405	0.363	-0.133	0.255	0.262	0.655	-0.024	0.357
111	0.423	0.094	0.157	0.086	-0.545	0.104	1.406	0.376	-0.136	0.256	0.261	0.656	-0.025	0.359
112	0.423	0.093	0.158	0.086	-0.549	0.103	1.404	0.397	-0.138	0.256	0.260	0.657	-0.027	0.361
113	0.422	0.092	0.159	0.086	-0.554	0.104	1.402	0.420	-0.140	0.256	0.258	0.658	-0.028	0.363
114	0.422	0.091	0.160	0.086	-0.558	0.104	1.399	0.443	-0.143	0.255	0.256	0.658	-0.030	0.365
115	0.421	0.089	0.161	0.087	-0.562	0.104	1.398	0.467	-0.146	0.255	0.254	0.659	-0.032	0.366
116	0.421	0.087	0.162	0.087	-0.567	0.104	1.398	0.490	-0.149	0.254	0.253	0.660	-0.033	0.368
117	0.421	0.085	0.163	0.087	-0.571	0.104	1.400	0.506	-0.153	0.252	0.252	0.663	-0.035	0.370
118	0.420	0.083	0.164	0.087	-0.577	0.104	1.404	0.519	-0.157	0.251	0.251	0.666	-0.037	0.373
119	0.420	0.081	0.165	0.086	-0.582	0.104	1.408	0.528	-0.162	0.249	0.250	0.669	-0.040	0.375
120	0.419	0.079	0.166	0.085	-0.587	0.103	1.415	0.533	-0.167	0.247	0.250	0.673	-0.042	0.377
121	0.419	0.078	0.168	0.084	-0.592	0.103	1.423	0.536	-0.172	0.245	0.249	0.678	-0.044	0.379
122	0.418	0.076	0.168	0.083	-0.597	0.103	1.430	0.539	-0.178	0.242	0.248	0.682	-0.047	0.381
123	0.418	0.074	0.169	0.082	-0.602	0.102	1.436	0.542	-0.184	0.239	0.248	0.686	-0.050	0.384
124	0.417	0.073	0.170	0.081	-0.607	0.102	1.444	0.542	-0.190	0.235	0.247	0.691	-0.052	0.386
125	0.416	0.071	0.172	0.079	-0.612	0.101	1.453	0.538	-0.197	0.232	0.246	0.696	-0.055	0.389
126	0.416	0.069	0.173	0.077	-0.618	0.100	1.463	0.531	-0.204	0.228	0.246	0.702	-0.058	0.391
127	0.415	0.067	0.175	0.074	-0.624	0.099	1.475	0.520	-0.211	0.224	0.246	0.708	-0.061	0.394
128	0.415	0.065	0.176	0.072	-0.629	0.098	1.485	0.512	-0.218	0.219	0.246	0.714	-0.064	0.397
129	0.414	0.063	0.176	0.071	-0.634	0.097	1.496	0.503	-0.225	0.214	0.245	0.720	-0.067	0.399
130	0.413	0.061	0.177	0.069	-0.638	0.096	1.509	0.493	-0.233	0.208	0.245	0.727	-0.071	0.401
131	0.412	0.059	0.177	0.067	-0.643	0.094	1.521	0.485	-0.242	0.201	0.245	0.733	-0.074	0.403
132	0.410	0.057	0.176	0.066	-0.647	0.093	1.531	0.481	-0.252	0.193	0.244	0.739	-0.078	0.405
133	0.408	0.055	0.175	0.065	-0.651	0.091	1.543	0.475	-0.261	0.186	0.243	0.745	-0.082	0.407
134	0.407	0.054	0.174	0.064	-0.655	0.089	1.557	0.467	-0.269	0.180	0.243	0.752	-0.086	0.409
135	0.404	0.052	0.173	0.062	-0.659	0.087	1.573	0.456	-0.278	0.173	0.243	0.759	-0.090	0.410
136	0.402	0.051	0.173	0.060	-0.664	0.084	1.590	0.438	-0.286	0.167	0.243	0.768	-0.094	0.412
137	0.399	0.049	0.173	0.057	-0.668	0.081	1.610	0.412	-0.294	0.161	0.244	0.777	-0.098	0.413
138	0.396	0.047	0.172	0.054	-0.672	0.079	1.632	0.376	-0.303	0.155	0.245	0.786	-0.101	0.415
139	0.394	0.045	0.172	0.052	-0.676	0.077	1.649	0.351	-0.309	0.148	0.246	0.794	-0.105	0.416
140	0.391	0.043	0.173	0.048	-0.679	0.074	1.664	0.332	-0.316	0.142	0.247	0.801	-0.108	0.418
141	0.388	0.041	0.174	0.042	-0.683	0.071	1.676	0.319	-0.322	0.137	0.247	0.807	-0.111	0.419
142	0.384	0.039	0.174	0.038	-0.688	0.069	1.685	0.314	-0.329	0.131	0.245	0.812	-0.115	0.420
143	0.381	0.037	0.173	0.037	-0.691	0.067	1.693	0.311	-0.335	0.125	0.244	0.816	-0.118	0.421
144	0.378	0.035	0.172	0.035	-0.695	0.065	1.703	0.303	-0.340	0.119	0.244	0.822	-0.121	0.422
145	0.374	0.033	0.171	0.033	-0.699	0.061	1.717	0.285	-0.345	0.113	0.244	0.828	-0.124	0.423
146	0.371	0.031	0.170	0.031	-0.702	0.056	1.733	0.257	-0.346	0.106	0.245	0.835	-0.127	0.423
147	0.368	0.029	0.169	0.028	-0.704	0.052	1.751	0.224	-0.345	0.100	0.248	0.841	-0.128	0.422
148	0.365	0.027	0.167	0.027	-0.704	0.048	1.769	0.184	-0.345	0.095	0.250	0.848	-0.130	0.421
149	0.362	0.026	0.163	0.026	-0.702	0.045	1.782	0.158	-0.345	0.091	0.252	0.852	-0.130	0.419

* Sous-sélection de modèles : IPSL-CM6A-LR, CanESM5, MIROC6, GISS-E2-1-G.

C

AJUSTEMENT DES PARAMÈTRES D'UNE LOI LOG-NORMALE

LES PARAMÈTRES qui définissent une loi log-normale sont utilisés pour décrire le forçage radiatif des aérosols. Je détaille dans cette annexe la méthode utilisée à cette fin.

1 Valeur du forçage radiatif des aérosols

L'information touchant au forçage radiatif des aérosols combine, d'une part, la série temporelle pour ce qui concerne sa valeur moyenne sur la période considérée, d'autre part l'asymétrie mise en évidence par BELLOUIN *et al.* (2020) pour la distribution des valeurs autour de leur moyenne. Je calcule d'abord l'anomalie moyenne entre la période de mon état de base, et l'année 1850, époque de référence de BELLOUIN *et al.* (2020), que je note δF_A . Puis je calcule l'anomalie entre la moyenne calculée sur la période récente et la valeur de l'état de base, notée ΔF_A ; l'anomalie de forçage radiatif non-aérosols par rapport à 1850 est donc $\Delta F_A + \delta F_A \equiv F_A$.

2 Construction d'une distribution asymétrique du forçage radiatif des aérosols

L'asymétrie de la distribution du forçage radiatif des aérosols m'a amené à choisir une loi log-normale pour la représenter. Sa densité de probabilité s'exprime, pour $x > 0$:

$$f(x; \mu, \sigma) = \frac{1}{x\sigma\sqrt{2\pi}} \cdot \exp\left(-\frac{(\ln x - \mu)^2}{2\sigma^2}\right) \quad (\text{C.1})$$

Les paramètres μ et σ sont respectivement l'espérance et l'écart-type du logarithme.

Pour paramétrer cette loi, c'est-à-dire estimer μ et σ , j'utilise les informations de SHERWOOD *et al.* (2020) et BELLOUIN *et al.* (2020), en considérant d'abord le pourcentage et le quantile associé à sa borne basse (respectivement $p_5 = 0,05$ et $q_5 = -3,15 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}$). Les propriétés de la loi log-normale nécessitent la valeur de la médiane (q_{50}) de la distribution; mais celle-ci n'est pas fournie, et j'ai donc choisi de l'approximer à son mode, à savoir $q_{50} \approx -0,8 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}$. Je désigne désormais ces informations sur la distribution de BELLOUIN *et al.* (2020) avec l'exposant B^{20} : $p_5^{B^{20}}, q_5^{B^{20}}, q_{50}^{B^{20}}$.

À partir de ces paramètres, je recalcule les paramètres associés à mon anomalie, en commençant par le quantile q_5 , qui vient d'une mise à l'échelle de la distribution de BELLOUIN *et al.* (2020) :

$$q_5 = F_A + \frac{F_A}{q_{50}^{B^{20}}} \cdot (q_5^{B^{20}} - q_{50}^{B^{20}}) \quad (\text{C.2})$$

Afin de simplifier les calculs, j'utilise ensuite les valeurs absolues de q_5 et q_{50} , quitte à revenir ensuite dans l'espace des valeurs négatives des forçages radiatifs des aérosols. Je note donc q_5^+ et q_{50}^+ ces valeurs absolues, respectivement. Le renversement de la distribution ainsi opéré amène à considérer $p_{95} = 1 - p_5 = 0,95$. Les paramètres de la loi log-normale sont ainsi calculés :

$$\mu^+ = \ln q_{50}^+ \quad (\text{C.3})$$

$$\sigma^+ = \frac{\ln q_5^+ - \mu^+}{\sqrt{2} \times \text{erf}^{-1}\left(\frac{2 \cdot p_{95}^+}{100} - 1\right)} \quad (\text{C.4})$$

où erf^{-1} est la réciproque de la fonction d'erreur de Gauss. Le paramètre σ^+ est toujours positif, si bien qu'on le note simplement σ désormais ; en revanche, comme on se place dans le domaine des forçages radiatifs négatifs, il nous faut changer le signe de μ^+ , noté alors μ . Les deux paramètres μ et σ suffisent alors pour échantillonner la loi log-normale $\mathcal{L}(\mu, \sigma)$.

D

STATISTIQUES D'UNE DISTRIBUTION TRONQUÉE

L'ESTIMATION observationnelle du paramètre de réponse radiative tient compte des incertitudes des observables au sens des moindres carrés, en l'occurrence le déséquilibre énergétique N et le forçage radiatif F , et amène à ce que λ soit décrit par une distribution de valeurs, que l'on peut caractériser par les éléments classiques d'une distribution : moyenne, médiane, mode, divers quantiles, etc. L'ajout des biais et incertitudes associés à la variabilité interne et à l'effet des mosaïques thermiques transforme cette distribution observationnelle, en la décalant et en l'élargissant. Pourtant, à chaque stade de l'estimation, de la distribution purement observationnelle aux distributions corrigées de ces effets, une contrainte forte s'impose, celle qui stipule que le système climatique est stable, à savoir qu'à toute perturbation radiative est associé un état de retour à l'équilibre, et non un accroissement sans fin du déséquilibre énergétique et de la température; la stabilité du système climatique impose que $\lambda < 0$. L'expression des éléments statistiques associés à cette distribution tronquée doit donc être reformulée.

Il est à noter que les auteurs s'appesantissent en général peu sur ce problème. Cependant LEWIS & CURRY (2018) expliquent ce qu'ils font et considèrent que les valeurs de λ qui n'ont pas le bon signe amènent à une sensibilité climatique infiniment positive. Inversement, DESSLER & FORSTER (2018) tronquent les valeurs de la sensibilité qui sont soit négatives, soit supérieures à 10 K, et expriment leurs statistiques sur cette distribution tronquée des deux côtés. Enfin, un dernier exemple vient de SHERWOOD *et al.* (2020), qui, dans le formalisme bayésien de leur approche, tronquent les valeurs négatives de la sensibilité climatique, sans lui attribuer de poids. On voit donc assez bien que ces différentes approches ne sont pas sans conséquence sur le sens donné aux indicateurs fournis, ce qui complique leur discussion. Je propose donc ici une approche qui reprend le principe de la stabilité du climat, mais qui utilise malgré cela l'information de l'ensemble de la distribution de λ .

1 Distribution non tronquée

Soit \mathcal{D}_λ la distribution initiale de λ . J'utilise trois valeurs pour décrire \mathcal{D}_λ :

- la médiane, notée $q50_\lambda$, à savoir la valeur qui divise \mathcal{D}_λ en deux ensembles de valeurs de taille égale;
- le quantile 5%, à savoir la valeur $q5_\lambda$ pour laquelle la probabilité d'avoir une valeur inférieure à $q5_\lambda$ atteint 5%;
- le quantile 95%, à savoir la valeur $q95_\lambda$ pour laquelle la probabilité d'avoir une valeur inférieure à $q95_\lambda$ atteint 95%.

2 Distribution tronquée

Après la troncature de \mathcal{D}_λ , j'obtiens une distribution $\mathcal{D}_{\lambda < 0}$ dans laquelle il n'y a plus de valeurs positives. Toutefois, j'ai souhaité conserver dans l'expression des statistiques de la distribution tronquée l'information de la distribution initiale. J'ai donc reformulé ainsi les trois indicateurs utilisés :

- la médiane, notée $q50_{\lambda < 0}$, est la médiane de $\mathcal{D}_{\lambda < 0}$;
- le quantile 5%, le plus éloigné de 0, notée $q5_{\lambda < 0}$, est celui de la distribution initiale \mathcal{D}_λ : $q5_{\lambda < 0} = q5_\lambda$;
- le quantile 95%, le plus proche de 0, notée $q95_{\lambda < 0}$, est recalculé ainsi :
 - la fraction d'aire associée aux valeurs négatives de l'histogramme de \mathcal{D}_λ est calculée, notée $\mathcal{A}_{\lambda < 0} < 1$;
 - le pourcentage de 95% est recalculé : $p'_{95} = 95 / \mathcal{A}_{\lambda < 0}$;
 - le quantile associé à p'_{95} , noté $q95'_{\lambda < 0}$, est recalculé sur $\mathcal{D}_{\lambda < 0}$, si bien que : $q95'_{\lambda < 0} \neq q95_{\lambda < 0}$.

Les résultats exposés dans les chapitres I et II de cette thèse pour λ et pour la sensibilité climatique sont exprimés relativement à cette approche, et sont présentés ainsi : $q50_{\lambda < 0}$ [$q5_{\lambda < 0}$; $q95'_{\lambda < 0}$].

E

CALCUL DE L'INTENSITÉ DE L'INVERSION DE TEMPÉRATURE AU SOMMET DE LA COUCHE LIMITE PLANÉTAIRE

CETTE ANNEXE fournit les relations utilisées pour calculer l'intensité de l'inversion au sommet de la couche limite planétaire, dont [CEPPI & GREGORY \(2019\)](#) ont déduit le paramètre s (en K), qui en est la moyenne sur les zones marines, entre les latitudes 50° et -50° .

I Expression physique

L'intensité de l'inversion de température au sommet de la couche limite (EIS – *Estimated inversion strength*) calculée sur les océans entre les parallèles 50° nord et sud, telle que [[WOOD & BRETHERTON, 2006](#)] :

$$EIS = LTS - \Gamma_m^{850} (z_{700} - LCL) \quad (\text{E.1})$$

$$\text{avec : } LTS = \theta_{700} - \theta_s \quad (\text{E.2})$$

$$\theta(T, p) = T \times \left(\frac{p_{std}}{p} \right)^{\frac{R_a}{c_p}} \quad (\text{E.3})$$

$$\Gamma_m(T, p) = \frac{g}{c_p} \left[1 - \frac{1 + \frac{L_v q_s(T, p)}{R_a T}}{1 + \frac{L_v^2 q_s(T, p)}{c_p R_v T^2}} \right] \quad (\text{E.4})$$

$$q_s(T, p) = \frac{M_e}{M_a} \frac{p_s(T)}{p - p_s(T)} \quad (\text{E.5})$$

$$p_s(T) = p_{ref} \exp \left(\frac{L_v}{R/M_e} \left(\frac{1}{T_{vap}} - \frac{1}{T} \right) \right) \quad (\text{E.6})$$

$$z_{700} = \frac{R_a T_s}{g} \ln \frac{P_s}{700 \text{ hPa}} \quad (\text{E.7})$$

$$LCL(z, T, RH) = z + \left(20 + \frac{T - 273,15 \text{ K}}{5 \text{ K}} \right) (1 - RH) \quad [\text{ROMPS, 2017}] \quad (\text{E.8})$$

où :

- LTS est la stabilité de la basse troposphère (*Low troposphere stability*) (K);
- LCL est le niveau de condensation par soulèvement (*Lifting condensation level*) (m);
- θ est la température potentielle (K);
- T est la température absolue (K);
- p est la pression (Pa);
- $p_{std} = 1000 \text{ hPa}$ est la pression standard;
- $R_a = R/M_a$ est la constante de gaz parfait de l'air, avec
 - $R = 8,3144621 \text{ J}\cdot\text{mol}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ la constante des gaz parfaits;

- $M_a = 0,0289644 \text{ kg}\cdot\text{mol}^{-1}$ la masse molaire de l'air;
- $c_p = 1004,0 \text{ J}\cdot\text{kg}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ la capacité calorifique de l'air à pression constante;
- Γ_m le gradient adiabatique humide de température potentielle ($\text{K}\cdot\text{m}^{-1}$);
- $\Gamma_m^{850} = \Gamma_m((T_s + T_{700})/2, 850\text{hPa})$;
- T_s la température absolue à la surface;
- T_{700} la température absolue à l'isobare 700 hPa;
- $g = 9,81 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$ l'accélération de la pesanteur;
- $L_v = 2,470 \cdot 10^6 \text{ J}\cdot\text{kg}^{-1}$ la chaleur latente de vaporisation de l'eau;
- q_s le rapport de mélange saturant (sans unité);
- $M_e = 0,01801 \text{ kg}\cdot\text{mol}^{-1}$ la masse molaire de l'eau;
- $R_v = R/M_e$ la constante de gaz parfait de la vapeur d'eau;
- p_s la pression de vapeur saturante (Pa);
- P_s la pression de surface (Pa);
- $p_{ref} = 1013,25 \text{ hPa}$ la pression de référence;
- $T_{vap} = 373,15 \text{ K}$ la température de vaporisation de l'eau;
- RH l'humidité relative (en %);
- z l'altitude (m).

2 Variables requises pour le calcul de l'intensité de l'inversion de température par maille

2.1 Simulations de modèles

Le paramètre EIS peut être calculé sur grille à partir de quatre variables issues des simulations associées à l'exercice CMIP6 :

- la température de surface $T_s(t, \varphi, \lambda)$ (K) : `tas(time, lat, lon)` ;
- la température de l'air $T_a(t, p, \varphi, \lambda)$ (K) : `ta(time, plev, lat, lon)`, où p est la pression atmosphérique, utilisée comme coordonnée verticale, et représentée dans les données CMIP6 par la variable `plev`. Ici c'est à la pression 700 hPa que nous extrayons les données de cette variable, notée T_{700} ;
- la pression de surface $P_s(t, \varphi, \lambda)$ (Pa) : `ps(time, lat, lon)` ;
- l'humidité relative de surface $RH_s(t, \varphi, \lambda)$ (%) : `hurs(time, lat, lon)`.

2.2 Réanalyses

Le paramètre EIS peut être calculé sur grille à partir de quatre variables issues des réanalyses ERA20C [POLI *et al.*, 2013] et ERA5 [HERSBACH *et al.*, 2020] :

- la température de surface $T_s(t, \varphi, \lambda)$ (K) : `t2m(time, lat, lon)` ;
- la température de l'air $T_a(t, p, \varphi, \lambda)$ (K) : `ta(time, plev, lat, lon)`, où p est la pression atmosphérique, utilisée comme coordonnée verticale, et représentée dans les données CMIP6 par la variable `plev`. Ici c'est à la pression 700 hPa que nous extrayons les données de cette variable, notée T_{700} ;
- la pression de surface $P_s(t, \varphi, \lambda)$ (Pa) : `sp(time, lat, lon)` ;
- le point de rosée de surface $D_s(t, \varphi, \lambda)$ (K) : `d2m(time, lat, lon)`, dont est déduite l'humidité relative [LAWRENCE, 2005] :

$$RH_s = 100 \cdot \exp\left(-L_v \frac{T_s - D_s}{R_v \times T_s \times D_s}\right) \quad (\text{E.9})$$

3 Calcul de s

3.1 Moyenne sur masque

3.1.A SURFACE OCÉANIQUE PAR MAILLE

Le paramètre s n'étant pas calculé à partir d'une moyenne globale de EIS , mais de sa moyenne sur une zone particulière, il est nécessaire de calculer la surface des mailles de cette zone pour en pondérer la moyenne. En l'occurrence, nous avons calculé la surface océanique par maille, notée $S_o(\varphi, \lambda)$ à partir de :

- la fraction de surfaces continentales émergées par maille, notée $f_\ell(\varphi, \lambda)$ (%) ou la fraction de surfaces océaniques par maille, notée $f_o(\varphi, \lambda)$ (%) : `sftlf` ou `sftof` ;

— la surface de chaque maille, notée $A_m(\varphi, \lambda)$: `areacella`;
toutes structurées selon `(lat, lon)`. Nous avons ainsi, en chaque maille $i(\varphi, \lambda)$:

$$S_o = \frac{f_o}{100} \times A_m \quad (\text{E.10})$$

$$= \left(1 - \frac{f_\ell}{100}\right) \times A_m \quad (\text{E.11})$$

3.1. B. MOYENNE PONDÉRÉE PAR LA SURFACE DES MAILLES

Une fois les grilles de `EIS` et de S_o calculées, il devient possible de calculer s selon la moyenne pondérée suivante [CEPPI & GREGORY, 2019] :

$$s = \frac{\sum_i EIS_i \times S_{oi}}{\sum_i S_{oi}} \quad (\text{E.12})$$

3.2 Parallélisation

La quantité de calculs requis pour aboutir à `EIS` puis à s étant importante, je les ai parallélisés sur 32 processus, en l'occurrence quatre pour la dimension temporelle, deux en latitude, et quatre en longitude.

3.3 Cas particulier des simulations de modèles

Dans le cas des simulations de modèles, j'ai calculé des moyennes annuelles de chaque variable de base (`tas`, `ta`, `ps` et `hurs`) pour chaque réalisation de l'expérience `historical` et pour la simulation de contrôle `piControl`, dont j'ai tiré une grille annuelle de `EIS`, et donc une valeur annuelle de s . J'ai ensuite réduit la variable s comme décrit dans l'annexe A (voir partie A. 1.3 page 155). Mon collègue Robin Guillaume-Castel a montré que cette approche est quasiment équivalente à celle de calcul de moyennes annuelles de valeurs mensuelles de s , les sorties des modèles étant nominalement échantillonnées au mois.

3.4 Cas particulier des réanalyses

Dans le cas des réanalyses, j'ai dû gérer le fait que ERA20C et ERA5 se chevauchent, puisque la première court jusqu'en 2010 tandis que la seconde commence en 1979¹. J'ai donc calculé une série temporelle de s que j'ai appelée ERAmix, où les valeurs sur l'intervalle 1979-2010 sont la moyenne des deux réanalyses réalignée en moyenne sur celle de ERA20C; sur l'intervalle 2010-2019, les valeurs sont issues de ERA5, pour lesquelles l'intervalle 1979-2010 est aligné sur les valeurs composites ERAmix. La série temporelle finale ERAmix est enfin exprimée comme anomalie par rapport à sa moyenne sur 1900-1920.

1. Il est à noter que cette réanalyse a été étendue dans le passé jusque 1950 postérieurement à mes travaux sur le sujet.

F

ARTICLE NON INTÉGRÉ AU CORPS DU
TEXTE : *Monitoring the ocean heat content
etc.*

DANS cette annexe, je fais figurer un article dont je suis co-auteur [[MARTI *et al.*, 2022](#)], mais pour lequel ma contribution a été trop modeste et trop périphérique à mon sujet de thèse pour figurer dans le corps du texte.

Earth Syst. Sci. Data, 14, 229–249, 2022
<https://doi.org/10.5194/essd-14-229-2022>
 © Author(s) 2022. This work is distributed under
 the Creative Commons Attribution 4.0 License.



Open Access
 Earth System
 Science
 Data

Monitoring the ocean heat content change and the Earth energy imbalance from space altimetry and space gravimetry

Florence Marti¹, Alejandro Blazquez², Benoit Meyssignac², Michaël Ablain¹, Anne Barnoud¹, Robin Fraudeau¹, Rémi Jugier¹, Jonathan Chenal^{2,3}, Gilles Larnicol¹, Julia Pfeffer¹, Marco Restano⁴, and Jérôme Benveniste⁵

¹MAGELLIUM, Ramonville Saint-Agne, 31520, France

²LEGOS, Université de Toulouse, CNES, CNRS, UPS, IRD, 31000, Toulouse, France

³Ecole nationale des ponts et chaussées, Marne-la-Vallée, 77420, France

⁴SERCO-ESRIN, Frascati, 44, Italy

⁵ESA/ESRIN, Frascati, 44, Italy

Correspondence: Florence Marti (florence.marti@magellium.fr)

Received: 29 June 2021 – Discussion started: 12 July 2021

Revised: 22 October 2021 – Accepted: 6 November 2021 – Published: 26 January 2022

Abstract. The Earth energy imbalance (EEI) at the top of the atmosphere is responsible for the accumulation of heat in the climate system. Monitoring the EEI is therefore necessary to better understand the Earth's warming climate. Measuring the EEI is challenging as it is a globally integrated variable whose variations are small ($0.5\text{--}1\text{ W m}^{-2}$) compared to the amount of energy entering and leaving the climate system ($\sim 340\text{ W m}^{-2}$). Since the ocean absorbs more than 90 % of the excess energy stored by the Earth system, estimating the ocean heat content (OHC) change provides an accurate proxy of the EEI. This study provides a space geodetic estimation of the OHC changes at global and regional scales based on the combination of space altimetry and space gravimetry measurements. From this estimate, the global variations in the EEI are derived with realistic estimates of its uncertainty. The mean EEI value is estimated at $+0.74 \pm 0.22\text{ W m}^{-2}$ (90 % confidence level) between August 2002 and August 2016. Comparisons against estimates based on Argo data and on CERES measurements show good agreement within the error bars of the global mean and the time variations in EEI. Further improvements are needed to reduce uncertainties and to improve the time series, especially at interannual timescales. The space geodetic OHC-EEI product (version 2.1) is freely available at <https://doi.org/10.24400/527896/a01-2020.003> (Magellium/LEGOS, 2020).

1 Introduction

Over the last decades, greenhouse gases and aerosol concentrations have been increasing in the atmosphere, disrupting the balance in the Earth system between incoming and outgoing radiation fluxes. Part of the outgoing longwave radiation being blocked, the system has reemitted less energy towards space than it has received from the Sun (Hansen et al., 2011; Trenberth et al., 2014). This imbalance at the top of the atmosphere, known as the Earth energy imbalance (EEI), is about $0.5\text{--}1\text{ W m}^{-2}$ (von Schuckmann et al., 2016). It is

challenging to estimate the EEI from top-of-atmosphere radiation fluxes since it is 2 orders of magnitude smaller than the mean incoming solar radiation (340 W m^{-2}) (L'Ecuyer et al., 2015).

Positive values of the EEI indicate that an excess of energy is stored in the climate system. With its high thermal inertia and its large volume, the ocean acts as a buffer, accumulating most of the excess of energy (more than 90 %; e.g. von Schuckmann et al., 2020b) in the form of heat. The other climate reservoirs, the atmosphere, land, and cryosphere, play a minor role in the energy storage at seasonal and longer

timescales (von Schuckmann et al., 2020b). As a result, the ocean heat uptake (OHU) prevails in the global energy budget on timescales longer than several months. The global OHU (GOHU) is therefore a good proxy of the EEI variations.

The OHU is positive when heat enters the ocean and negative when heat leaves the ocean. It is the time derivative of the ocean heat content (OHC). OHC change time series may be inferred by different approaches: (1) direct measurement of temperature–salinity profiles mainly derived from the Argo float network (von Schuckmann et al., 2020b), (2) re-analysis which combines in situ measurements of temperature–salinity and space measurements of sea level with ocean modelling (Stammer et al., 2016), (3) the ocean surface net flux from satellite observations (Kato et al., 2018; L’Ecuyer et al., 2015), and (4) the space geodetic approach (introduced in Meyssignac et al., 2019, and this study; see also Hakuba et al., 2021). These methods are complementary, with their own advantages and limitations (Meyssignac et al., 2019). The direct measurement approach relies on in situ measurements which are unevenly spatially distributed with poor sampling of the deep ocean (below 2000 m depth), marginal seas, and below seasonal sea ice. Re-analyses provide a more complete description of the ocean’s state that is consistent with the dynamics of the ocean but is subject to large biases in the polar oceans, spurious drifts in the deep ocean, and inaccurate initial conditions that may obfuscate a significant part of the OHC signal related to EEI (Palmer et al., 2017). The ocean net flux approach assesses the radiative and turbulent fluxes from satellite observations to provide the spatial distribution of net heat fluxes at the ocean surface, but it is tainted with large residuals and uncertainties (Kato et al., 2018; L’Ecuyer et al., 2015). The space geodetic approach aims at measuring the sea level changes due to the thermal expansion and saline contraction of the ocean (also called steric sea level changes) based on differences between the total sea level changes derived from satellite altimetry measurements and the barystatic sea level changes from satellite gravity measurements. This approach offers consistent spatial and temporal sampling of the ocean, with a nearly global coverage of the oceans, except for the polar regions (above 82°). It also provides OHC change estimates over the entire ocean water column.

The EEI shows time variations in response to anthropogenic emissions and natural variability like ocean–atmosphere interactions or volcanic eruptions. The coupled natural variability of the ocean and of the atmosphere leads to monthly to interannual variations of the order of a few W m^{-2} (e.g. Loeb et al., 2018a). Decadal and longer-term variations of the order of a few tenths of W m^{-2} are associated with the anthropogenic and the natural forcing of the climate system (e.g. von Schuckmann et al., 2016). To evaluate these variations and particularly the small decadal and longer-term response of EEI to anthropogenic or natural forcing, EEI should be estimated with an accuracy better than

0.1 W m^{-2} . This is particularly challenging, and it requires a fine characterisation of the errors associated with the EEI estimates.

The originality of this study is to provide the OHC change and EEI from space altimetry and space gravimetry with a comprehensive description of the uncertainty. This space geodetic approach has three major advantages: it covers the ocean down to the bottom, the spatial coverage is nearly global (until 82° poleward), and it is based on a few instruments, which enables an exhaustive description of error sources and a robust propagation of errors from the measurements to the global OHC (GOHC) change estimate. A preliminary estimate of the GOHC 10-year-trend uncertainty of $\pm 0.32 \text{ W m}^{-2}$ (90 % confidence level, CL) has been published with this approach (Meyssignac et al., 2019). A central objective of this study is to revisit this uncertainty estimate with a realistic and robust uncertainty propagation scheme to enable its computation over any time span and help reduce uncertainty. First, we provide regional and global estimates of OHC change over the period from 2002 to 2016. Second, we rigorously and accurately assess the uncertainty in GOHC change and EEI, propagating the errors from the sea level and ocean mass change estimates and taking into account the time correlations in errors. To reach these objectives, innovative algorithms have been developed. We present them in this paper.

The physical assumptions underlying the estimation of the EEI from space geodetic measurements are introduced in Sect. 2. Section 3 describes the sea level and ocean mass variations and thermal expansion data used as input for the computation of OHC changes and the EEI over the 15-year period from August 2002 to August 2016 (Sect. 4.1). Error propagation and uncertainty calculations are performed independently (Sect. 4.2). Results are gathered in Sects. 5 and 6 for the OHC change and the EEI respectively, including comparisons with estimates mainly based on the in situ Argo network. Conclusions and perspectives for improvement of the EEI record are given in Sect. 7.

In this article, all uncertainties are reported with a 5 %–95 % confidence level interval (also noted 90 % CL).

2 Physical principle

In the space geodetic approach, OHC changes are estimated from steric sea level changes, which are due to the thermal expansion and the haline contraction of the ocean column of water. Steric sea level changes are calculated as the difference between total sea level changes and ocean mass changes (e.g. Forget and Ponte, 2015; Meyssignac et al., 2017, and references therein). It is expressed by the sea level budget equation where the total sea level change ($\Delta\text{SL}_{\text{total}}$) is the sum of the ocean mass change ($\Delta\text{SL}_{\text{mass}}$) and the ocean steric sea level change. The latter is composed of two terms, the ocean thermal expansion change ($\Delta\text{SL}_{\text{thermosteric}}$) and the

ocean halosteric change ($\Delta\text{SL}_{\text{halosteric}}$) following Eq. (1):

$$\Delta\text{SL}_{\text{total}} = \Delta\text{SL}_{\text{mass}} + \Delta\text{SL}_{\text{thermsteric}} + \Delta\text{SL}_{\text{halosteric}}. \quad (1)$$

At the global scale, the ocean salinity change is negligible (Gregory and Lowe, 2000; Llovel et al., 2019; Gregory et al., 2019), as it only contributes to about 1 % of the global mean sea level change (Gregory and Lowe, 2000). Therefore Eq. (1) can be simplified, and the global mean thermsteric sea level change (ΔGMTSL) is obtained from the difference between the global mean sea level change (ΔGMSL) and the global mean ocean mass change (ΔGMOM):

$$\Delta\text{GMTSL} = \Delta\text{GMSL} - \Delta\text{GMOM}. \quad (2)$$

Then, the GOHC change (ΔGOHC) is derived by dividing the thermal expansion change by the expansion efficiency of heat (EEH), denoted ε at a global scale as in Eq. (3) (see Melet and Meyssignac, 2015, for more details):

$$\Delta\text{GOHC} = \frac{\Delta\text{GMTSL}}{\varepsilon}. \quad (3)$$

(Note that, at a global scale, on multiannual timescales, because the current rate of ocean warming is greater than the interannual variability in GOHC – see Cheng et al., 2021 – ΔGOHC is always positive, and the EEH is always defined and calculable as $\varepsilon = \Delta\text{GMTSL}/\Delta\text{GOHC}$.)

At a global scale, on annual and longer timescales, the heat stored by the Earth in response to the EEI is essentially stored in the ocean because the heat capacity of the ocean is much larger than the heat capacity of the rest of the climate system (Palmer and McNeall, 2014; Melet and Meyssignac, 2015). The fraction of energy entering the ocean α is around 0.9. The EEI can now be retrieved from the GOHU, the temporal derivative of GOHC, by dividing it by α the fraction of energy entering the ocean (Eq. 4). α is set to 0.9, the recent estimate from von Schuckmann et al. (2020b). Beforehand, GOHC change is filtered out to remove the signals related to the intrinsic ocean variability, mostly happening in the mixed layer above the pycnocline. For short timescales (< 2–3 years), this signal does not correspond to any response to global warming (Palmer and McNeall, 2014) and therefore must be removed to infer variations in the EEI:

$$\text{EEI} = \frac{\text{GOHU}}{\alpha} = \frac{1}{\alpha} \frac{d\text{GOHC}}{dt}. \quad (4)$$

At a regional scale the physical principles are identical to those for the global scale except for two differences. First, the regional sea level changes (ΔSL) depend on the salinity changes, and thus to derive the regional thermsteric sea level changes (ΔTSL), we need to correct for the regional halosteric sea level change (ΔHSL) effect following the equation

$$\Delta\text{TSL} = \Delta\text{SL} - \Delta\text{OM} - \Delta\text{HSL}. \quad (5)$$

Second, at a regional scale, it occurs for a water column that the OHC change over the entire column is null while the thermsteric sea level change is not. A typical example is when the heat uptake of a water column above the thermocline is compensated for by an equivalent heat loss below the thermocline. In such a case the total heat uptake of the entire water column is by definition zero but the thermsteric sea level change is strictly positive. This is because the expansion of the sea water above the thermocline (which occurs in warmer water) exceeds the contraction below the thermocline (which occurs in colder water). In such a situation the expansion efficiency of heat is not defined and cannot be calculated. A way around this issue is to consider ocean heat content (OHC) (rather than ocean content changes, ΔOHC) and thermsteric sea level (TSL) (rather than thermsteric sea level changes, ΔTSL) and to define an integrated expansion efficiency of heat (IEEH) E as follows:

$$E = \frac{\text{TSL}}{\text{OHC}}. \quad (6)$$

The IEEH is in mJ^{-1} like the EEH. At regional scale, the IEEH is always calculable because the ocean heat content is never null. Thus, the IEEH allows us to derive estimates of regional OHU from estimates of the regional thermsteric sea level (TSL) with the following equation:

$$\text{OHU} = \frac{d\text{OHC}}{dt} = \frac{d(\text{TSL}/E)}{dt}. \quad (7)$$

In this work we use Eqs. (3) and (4) to derive estimates of the GOHU and the EEI. We use Eqs. (6) and (7) to derive estimates of the regional OHU. We verify the consistency of the global and regional estimates of the ocean heat uptake by comparing the global sum of OHU with GOHU (see Sect. 4).

In this study, total sea level change is observed from space with radar altimetry missions (see Sect. 3.1), ocean mass change is observed from space with the gravimetry missions (see Sect. 3.2), and the global EEH and regional IEEH are estimated from in situ observations of ocean temperature and salinity (see Sect. 3.3). Although EEH and IEEH are derived from in situ data, this approach is called “space geodetic approach” because all dynamic variables are retrieved from satellite remote sensing.

3 Data

3.1 Sea level

In this study we used a sea level daily gridded dataset for the global ocean (Taburet et al., 2019; Legeais et al., 2021) that is distributed by the Copernicus Climate Service (C3S) and contains the sea level anomalies around a mean sea surface above the reference mean sea surface computed over 1993–2012, also referred to as the total sea level change. Data are available over the entire altimetry area from January 1993 onward. They are provided on a daily basis at a

spatial resolution of $0.25^\circ \times 0.25^\circ$. Thanks to rigorous processing of altimetry measurements based on a two-satellite altimetry constellation, homogeneous altimetry standards applied over time (e.g. geophysical corrections, orbit solutions) and solid validation activities carried out upstream, C3S sea level products are dedicated to the monitoring of the long-term sea level variations. As C3S sea level grids are not corrected for the global isostatic adjustment (GIA), a correction is applied a posteriori. It is derived from an ensemble mean of regional GIA corrections computed with the ICE-5G model and with various viscosity profiles (27 profiles) used in Prandi et al. (2021) (Spada and Melini, 2019). The average GIA value over oceans is -0.28 mm yr^{-1} , close to the generally accepted value of -0.3 mm yr^{-1} (e.g. WCRP Global Sea Level Budget Group, 2018). An additional correction of -0.1 mm yr^{-1} (GRD) is considered for the deformations of the ocean bottom in response to modern melt of land ice (Frederikse et al., 2017).

The description of the errors and the uncertainties on the long-term stability of the sea level estimate in these products were provided by Ablain et al. (2019) and Prandi et al. (2021) for the global and regional scales respectively. Over the whole altimetry period (January 1993–December 2020), the GMSL shows a significant rise of $+3.52 \pm 0.35 \text{ mm yr}^{-1}$. Focusing on the period of interest in this study (August 2002–August 2016), the GMSL increase is $+3.57 \pm 0.40 \text{ mm yr}^{-1}$ (AVISO GMSL indicator). At the regional scale, the sea level rise distribution ranges between 0 and 6 mm yr^{-1} , with uncertainties ranging from ± 0.8 to $\pm 1.2 \text{ mm yr}^{-1}$, pointing out that the sea level is rising everywhere over the globe. Recent studies also showed that sea level is accelerating at $0.12 \pm 0.07 \text{ mm yr}^{-2}$ at the global scale (Ablain et al., 2019) and ranges between -1 and $+1 \text{ mm yr}^{-2}$ at the regional scale (Prandi et al., 2021).

3.2 Ocean mass

The Gravity Recovery and Climate Experiment (GRACE) mission, launched in 2002, allowed continuous monitoring of ocean mass change over the study period (Tapley et al., 2004). GRACE was decommissioned in 2017, and its successor GRACE Follow-On (GRACE-FO) was launched in May 2018. This study stands as a proof of concept, demonstrating the capability to deliver space geodetic estimates of the OHC change and EEI and their associated uncertainties. The study period is therefore limited to April 2002–August 2016 when the GRACE data show the best quality. This restricted period enables us to avoid (i) instrumental issues deprecating the quality of the GRACE data at the end of the mission (e.g. Wouters et al., 2014), (ii) the 11-month data gap between GRACE and GRACE-FO, (iii) instrumental issues during the GRACE-FO mission on the accelerometers, and (iv) eventual biases between the GRACE and GRACE-FO missions (e.g. Chen et al., 2020; Landerer et al., 2020). Ocean mass variations observed by GRACE are mainly due

to freshwater exchanges with the continents (including ice melting and water cycle) at the global scale, and also to the ocean circulation at the regional scale. However, estimating the rates of global and regional ocean mass change with GRACE data remains a challenging task due to numerous processing choices that can strongly affect the results and lead to a large variety of solutions with significant uncertainty (Uebbing et al., 2019). In this study, we considered the GRACE LEGOS ensemble V1.4 (http://ftp.legos.obs-mip.fr/pub/soa/gravimetrie/grace_legos/V1.4, last access: 19 January 2022) updated from Blazquez et al. (2018). This ensemble version includes 216 solutions, based on fully normalised spherical harmonic solutions from six different centres and a large variety of choices for post-processing corrections including the corrections of the geocentre motion, the oblateness of the Earth, the atmosphere ocean dealiasing, the filtering of the noise responsible for the characteristic stripes of GRACE gravity data, the leakage correction, and the GIA. More details of this update and the appropriate references can be found in Appendix A. This ensemble approach allows a robust estimation of the uncertainties associated with state-of-the-art ocean mass change estimates based on GRACE measurements (see Blazquez et al., 2018, for more details). In addition to spherical harmonics, the ocean mass change can also be estimated from mascon solutions provided by the Jet Propulsion Laboratory (JPL RL06), the Center for Space Research (CSR RL06), and the Goddard Space Flight Center (GSFC RL06). These three mascon solutions use the same post-processing corrections for the geocentre motion (Sun et al., 2016), for the oblateness of the Earth (C20) and the low harmonic degrees (C30) of the gravity field (Loomis et al., 2019), for the dealiasing of the atmosphere and ocean signals (AOB1B RL06 from Dobslaw et al., 2017), and for GIA (ICE6G-D from Peltier et al., 2018). Comparing these three mascons with the subset of the LEGOS ensemble that uses the same post-processing corrections leads to similar ocean mass change estimates (see Fig. A1 in Appendix A), which confirms the consistency of the mascon solutions with the spherical harmonics solutions and gives confidence in their representation of mass transport. Within the LEGOS ensemble, the subset which uses the mascon post-processing choices shows ocean mass changes in the upper range of the ensemble estimates. This corroborates the major role of post-processing choices on the estimation of global ocean mass change estimates and stresses the need to quantify the associated uncertainty.

When considering the same mask as the altimetry product, the GMOM trend in the LEGOS ensemble reaches $1.83 \pm 0.21 \text{ mm yr}^{-1}$ for the period from August 2002 to August 2016, in agreement with the state-of-the-art estimates. Regional variations in ocean mass trends are fairly small (up to 3.66 mm yr^{-1}) when considering the ensemble mean. Except at high latitudes and for shallow seas, variations in the ocean bottom pressure due to the ocean circulation or changes in the

geoid are relatively small compared to the global ocean mass increase (Piecuch and Ponte, 2011; Piecuch et al., 2013).

3.3 Expansion efficiency of heat (EEH) and integrated expansion efficiency of heat (IEEH)

The EEH expresses the change in ocean density due to heat uptake. It represents the ratio of the thermosteric sea level change over the heat content change under a given heat uptake. As such it allows estimation of changes in OHC from changes in thermosteric sea level (following Eq. 3). The EEH can be calculated from known ocean variables (IOC et al., 2010) as the derivative of specific volume with respect to temperature ($\text{m}^3 \text{kg}^{-1} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$) divided by specific heat capacity ($\text{J kg}^{-1} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$). The EEH is dependent on temperature, salinity, and pressure; it increases with temperature, salinity, and pressure (Russell et al., 2000). Thus, integrated over the entire water column the EEH is expected to mainly vary with latitude, together with vertically integrated salt content and temperature. In time, the change in EEH is expected to be negligible over the study period, because the warming pattern is unlikely to change much at decadal timescales (Russell et al., 2000; Kuhlbrodt and Gregory, 2012).

The IEEH is different from the EEH. The IEEH expresses the ratio of the thermosteric sea level over the heat content. As such it allows estimation of OHC from thermosteric sea level (following Eq. 6). The IEEH can be calculated from known ocean variables (IOC et al., 2010) as the specific volume ($\text{m}^3 \text{kg}^{-1}$) divided by the specific enthalpy (J kg^{-1}). The IEEH is dependent on temperature, salinity, and pressure; it increases with temperature and pressure and decreases with salinity (see Fig. B1 in Appendix B). Note that, because IEEH decreases with salinity while EEH increases with salinity, when integrated over the entire water column, the spatial variations in the IEEH are expected to be different from the spatial variations in EEH.

For the calculation of EEH at the global scale, monthly gridded temperature and salinity fields from 11 Argo solutions were used to compute the ratio between GMTSL change and GOHC change. These monthly ratios are averaged over time and then averaged together to provide a global EEH estimate of $0.145 \pm 0.001 \text{ m YJ}^{-1}$ representative of the 0–2000 m ocean column for the period 2005–2015, excluding marginal seas and areas located above 66°N and 66°S . This regional extent corresponds to the spatial extent that is regularly sampled by the in situ Argo network. The global EEH estimated here is in good agreement with previous estimates of $0.12 \pm 0.01 \text{ m YJ}^{-1}$ (equivalent to $0.52 \text{ W m}^{-2} / \text{mm yr}^{-1}$) representative of the 0–2000 m ocean column over 1955–2010 from in situ observations (Levitus et al., 2012) and $0.15 \pm 0.03 \text{ m YJ}^{-1}$ for the full ocean depth over 1972–2008 (Church et al., 2011). Its uncertainty is however much smaller because the EEH computation is based on the Argo network that has a precise estimate of ocean temperature and salinity down to 2000 m depth and

relies only on effective measurements that were processed homogeneously (e.g. interpolated data are excluded, and the same horizontal and vertical mask is used). Previous studies from Levitus et al. (2012) and Church et al. (2011) used an ensemble of temperature and salinity products that covered the whole ocean over the past decades with in-filled data where measurements are lacking. The differences in the in-filled data explain the large uncertainty Levitus et al. (2012) and Church et al. (2011) found in the estimate of the EEH. Here we restricted the study to the region and the time span covered by Argo. Our approach based on recent data products that sample the global ocean provides a more accurate estimate of the EEH, which enables us to significantly reduce the uncertainties of the GOHC change estimate (see Sect. 4.2 on the error propagation and uncertainty calculation). However, as the sampling of Argo is not fully global (measurements are sparser above 66° latitude and below 2000 m depth) our estimate of the global EEH is likely biased by a few percent. It is likely biased high because the bottom layer, below 2000 m depth, is less salty than upper layers, which would result in a slightly lower global EEH estimate if it was accounted for in the computation.

For the calculation of the IEEH at a regional scale, monthly gridded temperature and salinity fields from 11 Argo solutions were also used to compute the ratio between local TSL and local OHC. Figure 1 shows the associated spatial grid ($3^\circ \times 3^\circ$) of the IEEH estimate (allowing us to visualise its spatial availability at the same time). The value of the IEEH for each cell is the temporal mean of the ratio between the local TSL and the local OHC over the period 2005–2015. The IEEH grid is applied in this study to calculate OHC at regional scales (see Sect. 4.1. OHC change and EEI calculation) and further derive the regional OHU.

3.4 Ancillary data

For comparison purposes, OHC change and EEI are also estimated from in situ ocean temperature and salinity from Argo datasets covering the first 2000 m depth range. We considered the IAP, IFREMER, IPRC, ISHII, EN4, JAMSTEC, NOAA, and SIO datasets. Differences in ocean temperature among these products are due to the different strategies in data editing, temporal and spatial data gap filling, and instrument bias corrections (see Boyer et al., 2016). All Argo products are post-processed homogeneously in the framework of this study for integration of temperature and salinity to derive the ocean heat content (e.g. one single integration scheme, climatology computed over the same period 2005–2015). Regional OHC change is retrieved relying on the thermodynamic equation of seawater (McDougall and Barker, 2011). Although IAP, IFREMER, ISHII, EN4, and NOAA products extrapolate the temperature and salinity profiles over the whole ocean, the ensemble of Argo-based GOHC change is calculated here after applying the most restrictive Argo geographical mask among Argo products (it

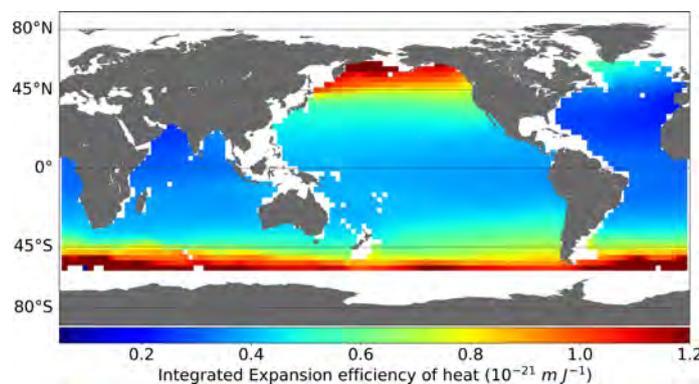


Figure 1. Integrated expansion efficiency of heat (IEEH) coefficients (mJ^{-1}) at the regional scale ($3^\circ \times 3^\circ$). See text.

corresponds to the Argo mask of the SIO product; see Fig. 1 for the spatial extent of the mask). This approach enables us to get consistent and comparable GOHC change from the different Argo products. A deep ocean contribution of heat storage of $+0.07 \pm 0.06 \text{ W m}^{-2}$ is added for the layers below 2000 m (following Purkey and Johnson, 2010; Desbruyères et al., 2016). Argo-based EEI estimates are then derived from Argo-based GOHC change with the same method as for the space geodetic approach described in Sect. 4.1. The different Argo products provide heterogeneous uncertainty estimates. Different products consider different sources of uncertainty, and none of the products provide a comprehensive estimate of the uncertainties (see Table 1 in Meyssignac et al., 2019). The absence of a common reference estimate of the uncertainty in Argo gridded temperature products is an issue that has been identified in the climate community. There is currently a community effort that is undertaken in the World Climate Research Programme (the GEWEX EEI assessment, see <http://gewex-eei.org/>, last access: 19 January 2022) to tackle this problem. This effort should take a few years, and the results are not available yet. For the time being uncertainties on the Argo-based GOHC change and EEI are derived from the ensemble dispersion. This type of uncertainty mainly describes the discrepancy between the various centre products involved in the ensemble. It represents the uncertainty associated with different approaches to develop the data quality control and the data processing. It does not comprise any errors related to time and space correlation in temperature measurements or potential systematic temperature and salinity measurement biases among products and potential systematic sampling biases among products. So these uncertainty estimates are likely underestimated.

OHC change estimate is also provided by the Ocean Monitoring Indicator (OMI) from the Copernicus Marine Service (CMEMS) (von Schuckmann et al., 2020a). The yearly indi-

cator is the ensemble mean of five GOHC change solutions from reanalyses and optimal interpolations of altimetry data and in situ measurements (including Argo data). The OMI indicator is based on integrated temperature differences along a vertical profile in the ocean, down to 700 m depth, and averaged between 60° S and 60° N . Note that uncertainties on the CMEMS GOHC change are also derived from the ensemble dispersion.

EEI variations are also observed from space by the Clouds and the Earth's Radiant Energy System (CERES) instruments. They enable monitoring of the incoming and outgoing radiative fluxes at the top of the atmosphere. CERES instruments allow retrieval of EEI variations (EBAF TOA fluxes, 2019) from weekly to decadal timescales with an uncertainty of $\pm 0.1 \text{ W m}^{-2}$, but the time-mean EEI is measured with an accuracy of $\pm 3.0 \text{ W m}^{-2}$ due to calibration issues (Loeb et al., 2018b).

Our estimates of OHC change and EEI are compared with OHC change and EEI estimates from Argo, reanalyses, and CERES in Sects. 5 and 6.

4 Data processing

4.1 OHC change and EEI calculation

A dedicated data processing chain was specifically developed in order to calculate the OHC change and the EEI from space geodetic measurements, following the physical principle described in Sect. 2. Changes in OHC at global and regional scales and the EEI are provided in a dedicated product referred to as “MOHeaCAN v2.1” (see Sect. 7).

The first step consists in preprocessing the time series of total sea level and ocean mass change over the specific period. Total sea level and ocean mass change grids are down-sampled to a $3^\circ \times 3^\circ$ spatial resolution ($\sim 300 \text{ km}$) and av-

eraged on a monthly basis to match the effective spatial and temporal resolutions of GRACE products.

The second step is dedicated to the calculation of the global time series of OHC change and the EEI. GMSL and GMOM time series are calculated at each time step (monthly) using a weighted average taking into account the sea surface in each cell. The GOHC change is then obtained by taking the difference between the GMSL and GMOM time series (Eq. 2) and dividing by the global value of EEH coefficient (Eq. 3). GOHC change is expressed per unit of area (J m^{-2}), when divided by the surface of the Earth at the top of the atmosphere ($5.13 \times 10^{14} \text{ m}^2$), for a reference height of the top of the atmosphere at 20 km altitude (the same as EBAF; Loeb et al., 2018b). The EEI estimate is then derived from the temporal variations in the GOHC, by calculating the derivative, i.e. the GOHU, using numerical forward differences and adjusting it to account for energy contributions from other climate reservoirs (Eq. 4). Beforehand, GOHC change time series is filtered out by applying a low-pass filter (Lanczos) with a cut-off period of 3 years in order to remove high-frequency content related to the intrinsic ocean variability (Palmer and McNeill, 2014) and the mesoscale activity that is visible in altimetry but not in gravimetry (described in Sect. 2).

The last step aims at calculating changes in OHC at regional scales. Monthly steric sea level grids are directly deduced at $3^\circ \times 3^\circ$ spatial resolution from the difference between the collocated sea level and ocean mass grids. Contrary to the global scale, the ocean salinity change cannot be neglected at regional scales (see Eq. 1), and halosteric contribution to sea level expansion should be removed to retrieve the regional thermal expansion variations in the ocean. Nevertheless, at this stage of the study, the regional OHC change grids are obtained from the steric sea level grids divided by the grid of IEEH coefficients without accounting for ocean salinity change and therefore should be interpreted carefully. This has no impact on the estimate of the OHC trend over the full period 2005–2015 because the IEEH has been calculated over this period, and the salinity effect is thus implicitly counted in the local IEEH coefficients. However, over other periods or smaller periods included within 2005–2015, the local IEEH is expected to be slightly different as the local salinity changes with time, and this calculation of the OHC should be considered an approximation. The approximation is accurate at the level of a few percent because local changes in salinity are small compared to the total salt content of the water column (according to the Argo record). In this study we have chosen this conservative approach with a constant IEEH because the salinity anomaly data shows important inconsistencies at annual and inter-annual timescales among Argo products (e.g. Ponte et al., 2021). Instead of using low-confidence salinity anomaly data, at this stage we prefer to assume a constant IEEH estimated from salinity climatologies that are more reliable. This approach leads to an estimate of regional OHC with a lower uncertainty, but the downside

is that the level of confidence in regional OHC is lower. Note that the GOHC change can also be deduced from the regional OHC grids by computing regional OHC anomalies and summing all cells weighted by their area. We checked this approach and found that it leads to similar estimates of GOHC change and GOHU to those of the global approach described before in Eq. (3).

4.2 Error propagation and uncertainty calculation at global scale

One of our main objectives is to provide the uncertainty associated with the OHC change and EEI estimates. In this study the error propagation is performed only at the global scale. It is much more complex to propagate the uncertainty at regional scales because it requires the description of the spatial correlation of the errors in satellite altimetry and space gravimetry data, which is not a simple task. At this time estimates of these errors are not available in the literature, but this work is currently ongoing and should be the subject of further publications in the coming years. Meanwhile we focus on the uncertainty at a global scale. A rigorous approach is proposed here, providing the variance–covariance matrix (Σ) of the errors for the GOHC change and EEI time series at a global scale. To obtain the Σ matrices of the GOHC change and EEI time series, errors must be propagated from the GMSL and GMOM monthly time series as represented in Fig. 2. The first step consists of estimating the variance–covariance matrices for the sea level (Σ_{GMSL}) and the ocean mass (Σ_{GMOM}) time series.

Σ_{GMSL} is inferred from the GMSL error budget of Ablain et al. (2019) over the period 2002–2016. In short, the elementary variance–covariance matrices (Σ_{error_i}) corresponding to each error described in the GMSL error budget (Ablain et al., 2019) are first calculated independently of each other. Each matrix is calculated from a large number of random draws (> 1000) of simulated error signals whose correlation is modelled. Their shape depends on the type of errors prescribed, which can be of several kinds: jumps, time-correlated errors, or long-term drifts. Assuming errors are independent, Σ_{GMSL} is given by the sum of all Σ_{error_i} (see Ablain et al., 2019, for the details of the calculation).

For the calculation of Σ_{GMOM} , we use an ensemble approach where the ensemble of GMOM time series (X_i) is directly used to calculate the covariance between each time series:

$$\begin{aligned} \Sigma_{\text{GMOM}}(i, j) &= \text{cov}(X_i, X_j) \\ &= E[(X_i - E[X_i])(X_j - E[X_j])], \end{aligned} \quad (8)$$

where E is the mean operator. This approach is reliable when GMOM ensembles are large enough, so that the dispersion between the members of the ensemble adequately represents the GMOM uncertainties. We use this approach with the LEGOS ensemble of 216 ocean mass solutions, but we can not

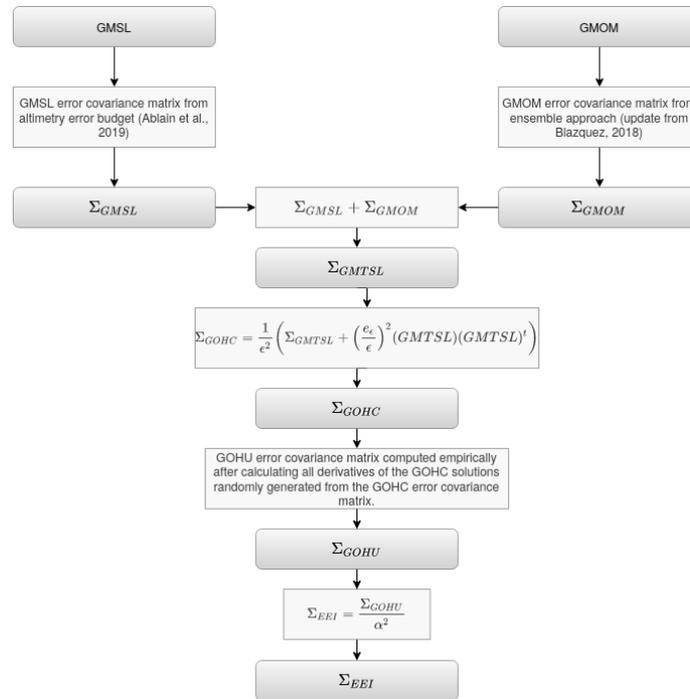


Figure 2. Propagation of errors from the global mean sea level (GMSL) change and global mean ocean mass (GMOM) change time series until the global ocean heat content (GOHC) change and Earth energy imbalance (EEI) time series.

apply it with the ensemble of mascon solutions which has only three distinct members. For the mascon ensemble, the uncertainty is simply computed as the standard deviation between the three solutions. The second step consists in calculating the variance–covariance matrices for the GMTSL time series (Σ_{GMTSL}). The GMTSL is obtained by calculating the differences between the GMSL and the GMOM. We consider the errors in GMSL independent from the errors in GMOM and estimate Σ_{GMTSL} as the sum of Σ_{GMSL} and Σ_{GMOM} . Note that this assumption is not verified in reality as some errors are correlated between GMSL and GMOM like the errors related to the GIA correction and the error associated with the positioning of the reference system (in particular to the geocentre position). But the amplitude of these errors is very different in altimetry and space gravimetry. While the errors in GIA correction and in the geocentre position are important in space gravimetry (see Uebbing et al., 2019; Blazquez et al., 2018), their effect on satellite altimetry is small (see Ablain et al., 2019, and reference therein). Thus, overall, the correlation in satellite altimetry and space

gravimetry of the GIA and the geocentre correction errors is expected to be low, and we neglect it here.

In the third step we propagate the errors in the calculation of the GOHC change. As the GOHC change is derived from the GMTSL by dividing it by the global coefficient of EEH ε , the uncertainty on ε (e_ε) also has to be considered:

$$GOHC(t) = \frac{GMTSL(t) \pm e_{GMTSL}(t)}{\varepsilon \pm e_\varepsilon} \quad (9)$$

The error propagation for the division of the two uncorrelated variables $GMTSL(t)$ and ε with a respective uncertainty $e_{GMTSL}(t)$ and e_ε leads to the following form for the variance–covariance matrix of GOHC change time series (Σ_{GOHC}) (see Taylor, 1997, Eq. 3.8):

$$\Sigma_{GOHC} = \frac{1}{\varepsilon^2} \Sigma_{GMTSL} + \left(\frac{\varepsilon}{e_\varepsilon}\right)^2 GOHC \cdot GOHC^t \quad (10)$$

This equation shows that GOHC errors depend on the uncertainty e_ε but also on the value of ε .

The last step is the propagation of errors in the EEI, obtained after filtering and deriving the GOHC with respect to

time and adjusting it with α the fraction of energy entering the ocean. These complex operations do not allow us to express the errors of the EEI with a literal expression as for the GOHC change (Eq. 10). An empirical approach is then proposed to first derive the variance–covariance matrix of GOHU time series (Σ_{GOHU}). It firstly consists in generating a set of GOHC error time series (e_k) whose variance–covariance matrix is Σ_{GOHC} . They are obtained by the product of the Cholesky decomposition of Σ_{GOHC} ($\Sigma_{\text{GOHC}} = AA'$) and a random vector (R_k) following a Gaussian vector of mean 0 and covariance matrix of the identity:

$$e_k = AR_k^t. \quad (11)$$

Each e_k is then filtered by a low-pass filter at 3 years to provide a set of GOHU error time series from which the variance–covariance matrix Σ_{GOHU} is easily inferred (see Eq. 8). Finally, Σ_{EEI} is obtained simply from Σ_{GOHU} taking into account the α fraction of energy stored in the ocean but neglecting any of its errors:

$$\Sigma_{\text{EEI}} = \frac{1}{\alpha^2} \Sigma_{\text{GOHU}}. \quad (12)$$

Once variance–covariance matrices are known, the statistical parameters (e.g. trend, acceleration) can be fit at any time spans from a linear regression model ($y = X\beta + \epsilon$) applying an ordinary least square (OLS) approach, where the estimator of β with the OLS, noted $\hat{\beta}$, is

$$\hat{\beta} \sim (X^t X)^{-1} X^t y, \quad (13)$$

and where the distribution of the estimator $\hat{\beta}$ takes into account Σ and follows a normal law:

$$\hat{\beta} \sim N(\beta, (X^t X)^{-1} (X^t \Sigma X) (X^t X)^{-1}). \quad (14)$$

This mathematical formalism was fully described in Ablain et al. (2019) to estimate the uncertainties of the GMSL trend and acceleration. It is applied in this study to derive the realistic uncertainties of GOHC and EEI trends. The uncertainty envelope can also be derived from the square root of the diagonal terms of Σ .

5 Ocean heat content change: results and comparison

5.1 Global and regional OHC change

The GOHC trend is $+0.70 \pm 0.20 \text{ W m}^{-2}$ for the period from August 2002 to August 2016 (Fig. 3a). It indicates the rate at which oceans accumulate heat and gives an estimate of the average GOHU. This value is significant when compared to its uncertainty of $\pm 0.20 \text{ W m}^{-2}$. In this trend uncertainty, the contribution from satellite altimetry uncertainty is higher than the contribution from space gravimetry uncertainty (see Table C1 in Appendix C). The GMSL error

budget provided by Ablain et al. (2019) is by construction comprehensive and conservative (all choices are conservative; in particular the representation of the error in wet tropospheric correction and its time correlation are probably slightly overestimated) and leads to GMSL errors that are likely slightly overestimated. In addition, the total GMSL errors have been validated against independent measurements from tide gauges (e.g. Watson et al., 2015), so there is high confidence that the 90 % CL uncertainty in GMSL used here is an upper bound of the real uncertainty in GMSL. GMOM errors are deduced from an ensemble of GRACE solutions (update of Blazquez et al., 2018) accounting for all known sources of errors including instrumental errors (e.g. taking into account using solutions from different centres) and post-processing choices (e.g. geocentre, oblateness, filter, GIA). Although we are confident the various post-processings used in the solution set, which are currently state of the art, provide a reliable coverage of the real associated uncertainty, we can not rule out the possibility that the resulting GMOM uncertainty is slightly underestimated because of some unknown small undetected systematic bias among state-of-the-art post-processing. Another issue is that there is no validation of GMOM against independent data available yet. The global freshwater budget offers a potential approach to validate the GMOM estimates against independent estimates derived from the sea ice volume changes and the ocean global salinity estimates (e.g. Munk, 2003). But the first results show that estimates of the global ocean salinity are not accurate enough to provide an efficient validation (Llovel et al., 2019). For these reasons, we have a smaller confidence in the GMOM uncertainty estimate than in the GMSL uncertainty estimate, leading to a confidence in our GOHC change uncertainty estimate that is between medium and high. Note that compared to previous estimates in Meyssignac et al. (2019) the uncertainty in GOHC change is reduced here. This is essentially due to the updated estimate of the global EEH coefficient with Argo data that leads to a smaller uncertainty than the estimate of Levitus et al. (2012) used in Meyssignac et al. (2019) (see Sect. 3.3).

Regional OHC trends for the period from August 2002 to August 2016 are generally positive, ranging from -1 to $+2 \times 10^{-3} \text{ W m}^{-2}$ (Fig. 4). As the OHC is an integrative variable, it depends on the area considered in the computation. In this case the difference between the surface considered in the GOHC change and the surface considered in regional OHC change is of the order of 2×10^{-4} , explaining the difference of 3 orders of magnitude between the typical GOHC and the typical regional OHC changes. The spatial patterns depicted by the GOHC trends are highly correlated to climate mode fingerprints retrieved for example in steric anomalies (e.g. Pfeffer et al., 2018). These include for instance the Pacific Decadal Oscillation, dividing the North Pacific along a typical northeast–southwest chevron pattern (e.g. Mantua and Hare, 2002), and the El Niño–Southern Oscillation (e.g. Enfield and Mayer, 1997), consisting of a typical west–east os-

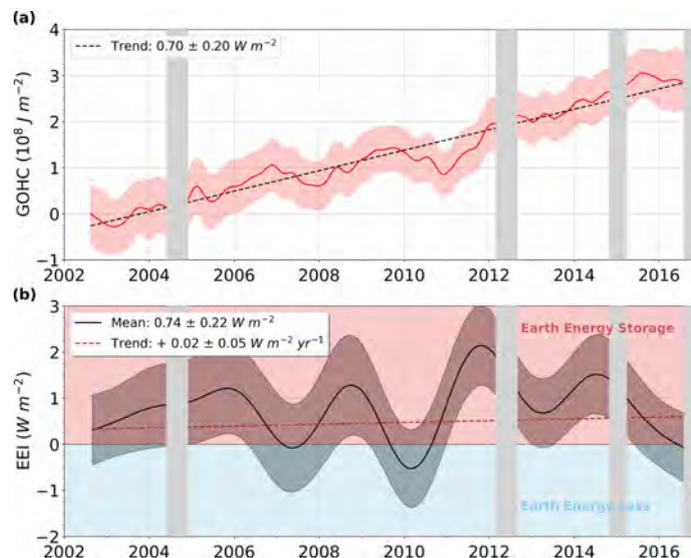


Figure 3. Times series of (a) global ocean heat content (GOHC) change and (b) Earth energy imbalance (EEI) from a space geodetic approach (MOHeaCAN v2.1) over the August 2002–August 2016 period. Data spatial distribution considered for the GOHC change computation is presented in Fig. 1. The uncertainty envelopes are superimposed (at 1-sigma). Uncertainties on trends and means are reported within a 90% confidence level (1.65-sigma). The GOHC change curve is shifted along the ordinate axis to start from the origin in 2002. Grey areas correspond to data gaps in the gravimetry product used for the space geodetic GOHC change.

cillation of the temperature in the tropical and South Pacific. The spatial patterns observed in the North Atlantic are likely related to the warming of the Gulf Stream in the northeast Atlantic and to the cooling of the Atlantic Meridional Overturning Circulation (AMOC), bringing warm waters from the tropical Atlantic to the northwest Atlantic (e.g. Ruiz-Barradas et al., 2018). The positive anomaly in the Indian Ocean is likely related to the warm pool, recording higher temperature increase during the last decades than the global ocean (e.g. Rao et al., 2012; Weller et al., 2016; Lee et al., 2015).

5.2 Comparison with estimates based on in situ temperature profiles

To evaluate our GOHC change estimate, we compare it with estimates over the period 2005–2015. The processing of the Argo gridded ocean in situ temperature products into GOHC change time series is described in Sect. 3.4. The comparison is restricted to the period January 2005–December 2015, because the coverage of the Argo network becomes nearly global only after 2005 and because afterwards issues in the Argo salinity products lead to artefacts in the salinity climatology and further in the GOHC change products. Over 2005–2015, the space geodetic GOHC trend of $+0.71 \pm$

0.23 W m^{-2} is in agreement within the uncertainties with the Argo-based GOHC trend of $+0.59 \pm 0.13 \text{ W m}^{-2}$ and also with the CMEMS GOHC trend of $+0.60 \pm 0.25 \text{ W m}^{-2}$ (Table 1).

As an indication, the average GOHC trend deduced from another combination of altimetry and gravity measurements has also been calculated using three GRACE mascon solutions (see Table 1). A low value of 0.56 W m^{-2} is obtained for the 2005–2015 time period, but it is still consistent with the MOHeaCAN product as it is in the uncertainty range of the GOHC trend estimated from the MOHeaCAN product ($+0.71 \pm 0.23 \text{ W m}^{-2}$). To more precisely check the consistency between the mascon-based estimate of the GOHC trend and the MOHeaCAN estimate, we re-estimate the MOHeaCAN GOHC trend over 2005–2015 using only the sub-ensemble of GRACE spherical harmonic solutions that is based on the same post-processing choices as the mascon solutions. In this case we find a result ($+0.61 \pm 0.18 \text{ W m}^{-2}$) that is closer by less than 0.05 W m^{-2} to the mascon-based estimate. This precise consistency at the level of 0.05 W m^{-2} gives confidence in our estimate. The residual difference could be due to sources of errors that were omitted in the calculation of the spherical harmonic ensemble, such as in-

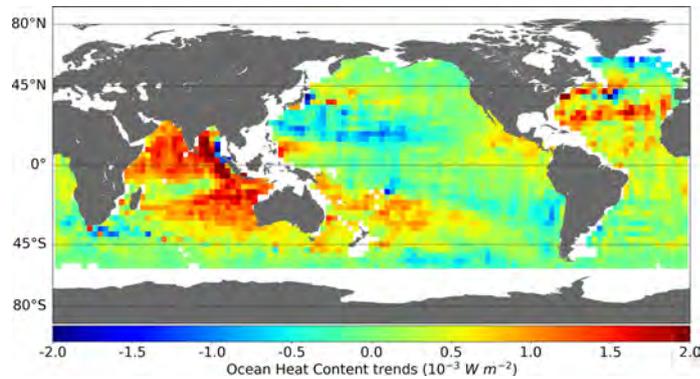


Figure 4. Map of ocean heat content trends from the space geodetic approach (MOHeaCAN v2.1) computed over the August 2002–August 2016 period, $3^\circ \times 3^\circ$ resolution.

Table 1. Global ocean heat content (GOHC) trend and associated uncertainties as estimated from the various datasets depicted in this paper. Uncertainties are given within a 90 % CL.

Data type	Source	Spatial coverage (a) Temporal sampling (b) Depth range (c)	GOHC trend (W m^{-2})	
			1/2005–12/2015	8/2002–8/2016
Temperature and salinity profiles from Argo network	Ensemble of OHC change solutions provided by several international groups ¹	(a) Argo mask (Fig. 1) (b) Monthly sampling (c) 0–2000 m and deep ocean contribution of $+0.07 \text{ W m}^{-2}$	$+0.59 \pm 0.13^2$	Not available
Combination of in situ data (Argo network) and reanalyses	Ensemble of OHC change solutions from CMEMS (Ocean Monitoring Indicator)	(a) Global $60^\circ \text{ S}–60^\circ \text{ N}$ (b) Annual sampling (c) 0–700 m	$+0.60 \pm 0.25^3$	$+0.60 \pm 0.25^3$ (2003–2016)
Space geodetic data	Sea level grids from C3S	Ensemble mean of 216 solutions based on spherical harmonic approach (detailed in this paper)	$+0.71 \pm 0.23$	$+0.70 \pm 0.20$
		Ensemble mean of three solutions based on mascon approach (JPL, CSR, GSFC)	$+0.56 \pm 0.21^4$	$+0.57 \pm 0.18^5$

¹ List of Argo international groups: EN4 dataset from the Met Office Hadley Centre (Good et al., 2013), including MBT and XBT data corrected by Gouretski and Reseghetti (2010) and Levitus et al. (2012); IAP (Institute of Atmospheric Physics of the Chinese Academy of Sciences), including MBT and XBT data corrected by Gouretski and Reseghetti (2010) and Levitus et al. (2012); IPRC (combined to altimetry data); IFREMER (Gaillard et al., 2016; Kolodziejczyk et al., 2017); Ishii et al. (2017); JAMSTEC (Japan Agency for Marine–Earth Science and Technology) MILA GPV (Mixed Layer dataset of Argo, Grid Point Value) product dataset (Hosoda et al., 2010); NOAA (National Oceanic and Atmospheric Administration) data (Huang et al., 2017); and SIO (Scripps Institution of Oceanography) climatology monthly gridded $1^\circ \times 1^\circ$ data (Roemmich and Gilson, 2009).

² Uncertainty given by the dispersion of the ensemble and uncertainty on deep ocean contribution.

³ Uncertainty given by the dispersion of the ensemble.

⁴ Uncertainty derived from the approach described in this study (gravimetry data uncertainty is simply computed as the standard deviation between the three mascon solutions). GOHC trends obtained with each mascon dataset – JPL: 0.60 W m^{-2} , CSR: 0.55 W m^{-2} , GSFC: 0.54 W m^{-2} .

⁵ Uncertainty derived from the approach described in this study (gravimetry data uncertainty is simply computed as the standard deviation between the three mascon solutions). GOHC trends obtained with each mascon dataset – JPL: 0.61 W m^{-2} , CSR: 0.56 W m^{-2} , GSFC: 0.54 W m^{-2} .

complete leakage errors or differences in the regularisation process of the mascon solutions and the spherical solutions.

The space geodetic GOHC interannual variations of $5 \times 10^7 \text{ J m}^{-2}$ are presented in Fig. 5. We find the interannual variations in GOHC change to be in agreement with Argo-based estimates for timescales greater than 3 years, low during the period from 2006 to 2011, and high during the period from 2011 to 2015 (Fig. 5). At shorter timescales (lower than 3 years), variations in GOHC change are poorly correlated. At these timescales, part of the signal is due to the internal variability of climate (e.g. ENSO) that may not be detected in the same way by both space geodetic and Argo-based estimates because of their different time and space resolution. In addition, GOHC variations depicted by all datasets suffer from a lack of accuracy at these timescales to analyse any differences in a significant way (see the large uncertainty envelope at sub-annual timescales shown in Fig. 5).

At the regional scale, over the period 2005–2015, space geodetic and Argo-based OHC trends are similar (Fig. 6). Overall there is a fairly good spatial coherence of the observed spatial structures as in the equatorial Pacific Ocean and in the North Atlantic, but the amplitude of the signals is systematically higher in the space geodetic OHC trend. In addition some discrepancies are observed in the Indian Ocean where space geodetic OHC trends are about 2 times the Argo-based estimates. Although input data are similar, the OHC trends based on the various Argo datasets also show differences at regional scales up to $2.6 \times 10^{-3} \text{ W m}^{-2}$ among different Argo products. This is the same order of magnitude as the difference with the regional MOHeaCAN trends (Fig. 6). These analyses on a regional scale provide insights into the regional structure of the signal. They remain preliminary and present several limitations. On the one hand, the contribution of the regional halosteric signal is not taken into account here in the calculation of the space geodetic OHC change. Ocean salinity change may have a significant impact in some local regions (as in the southeast Indian Ocean (Llovel and Lee, 2015), in the northwest Indian Ocean, or close to the Arctic Ocean). On the other hand, the regional contribution of the deep ocean in the Argo data (restricted to 0–2000 m) is not considered. These limitations will be the subject of future work and may lead to a better agreement between the OHC trends observed by space geodetic data and Argo data.

6 Earth energy imbalance: results and comparison

The space geodetic approach provides the mean EEI estimate and also the temporal evolution of the EEI over the 15-year period from August 2002 to August 2016 (Fig. 3). The mean EEI of $+0.74 \pm 0.22 \text{ W m}^{-2}$ is obtained from the GOHC trend corrected to account for the energy uptake from land, cryosphere, and atmosphere. This mean EEI value represents an enormous amount of energy when it is integrated

over the entire Earth's surface at the top of the atmosphere. It represents a total energy uptake of the Earth of about 350 TW (i.e. about 1000 times the power of the world's nuclear power plants). Our EEI estimate indicates a positive trend of $0.02 \pm 0.05 \text{ W m}^{-2} \text{ yr}^{-1}$, representing a non-significant acceleration of the energy uptake by the ocean over 2002–2016 (see also Table C1 in Appendix C). Longer time series or more accurate data are needed to analyse this acceleration. Our EEI estimate also shows large interannual variations in EEI from -0.5 to 2.0 W m^{-2} (Fig. 3) between 2002 and 2016 that are due to climate-change variations in GOHC change or to internal variability. Further studies are needed to determine the causes of these variations. At 3-year timescales the uncertainty of our EEI estimate varies from 0.8 to 1.0 W m^{-2} . These uncertainties are too high to enable the monitoring of the EEI response to anthropogenic or natural forcing that requires an accuracy below 0.1 W m^{-2} (e.g. Meyssignac et al., 2019). Lower uncertainties would be necessary to explore the EEI signal at shorter timescales.

A recent study applying the geodetic approach as well shows a value of $+0.77 \pm 0.27 \text{ W m}^{-2}$ over the period 2005–2015 (Hakuba et al., 2021). This result agrees very well with ours ($+0.77 \pm 0.24 \text{ W m}^{-2}$) despite significant differences in the input data, in particular the EEH and the ocean mass.

Our space geodetic EEI is also compared at interannual timescales with Argo-based and CERES-based EEI estimates (Fig. 7). Signals lower than 3 years are filtered out in all EEI time series. EEI means and trends are also removed beforehand from each dataset to compare EEI variations at interannual scales.

The interannual signals are better correlated between the time series from space geodetic and CERES data than with the Argo-based data. Although the amplitude of the space geodetic EEI signal is slightly higher (up to 0.8 W m^{-2}), they appear to be fairly well phased between 2006 and 2013 (same phase within a few months). In contrast, the Argo-based EEIs have similar amplitudes to those of CERES, but are mostly out of phase. The short time period of the in situ data in particular limits the analysis of these signals. To date, the origin of the discrepancies between these different EEI estimates remains under investigation. They are all impacted by internal variability, in particular ENSO (e.g. mid-2007–mid 2009 (Loeb et al., 2012), 2011) and the high-frequency signals (monthly to biannual). Regional signature of the internal variability may not be the same in the different observing systems (owing to their different spatial and temporal resolution), leading to discrepancies in EEI estimates. Observing systems with incomplete coverage may miss some signals at specific spatial and temporal scales that could have a major impact on the global estimate. Another source of discrepancy among EEI estimates is that we assumed for the geodetic approach and the in situ approach that 90% of the excess of energy due to EEI is captured by the ocean. While this assumption is reasonable at biannual and longer timescales (Palmer and McNeall, 2014), it is probably not true at smaller

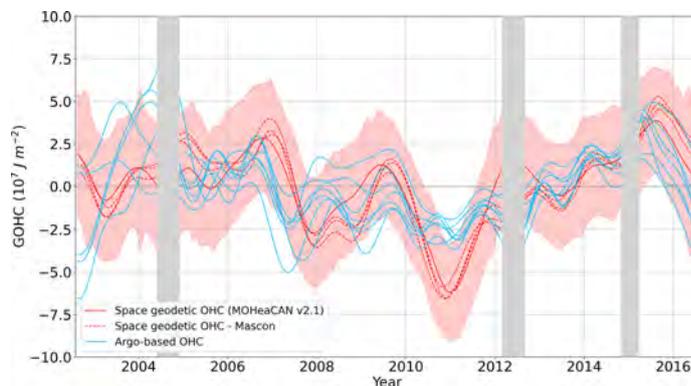


Figure 5. Interannual variations in global ocean heat content (GOHC) change. A 13-month low-pass filter is applied after removing periodic signals (annual and semi-annual) and trend. Red lines correspond to space geodetic estimates where estimates based on mascon ocean mass are represented as dashed lines and MOHeaCAN v2.1 is represented by the mean value (solid red) and the uncertainty at 1-sigma (shaded areas). Blue lines correspond to the Argo-based estimates from 2005. Grey areas correspond to the data gaps in the gravimetry product used for the space geodetic GOHC change.

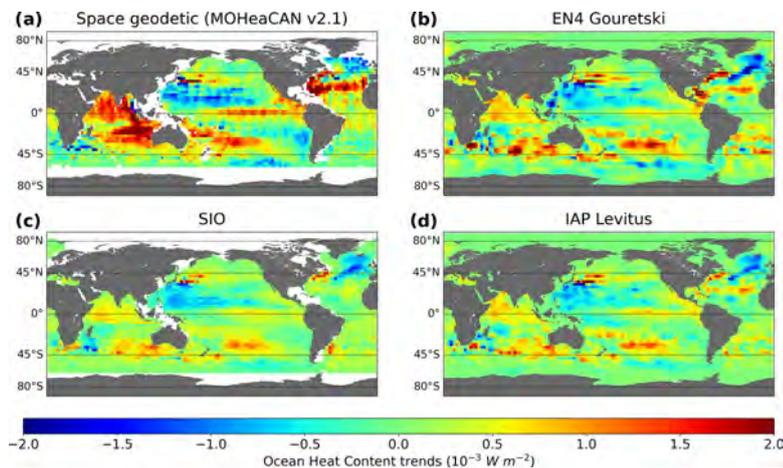


Figure 6. Maps of ocean heat content trends from the space geodetic approach for the period from January 2005 to December 2015 and at $3^\circ \times 3^\circ$ resolution.

timescales when the atmosphere and to a smaller extent land and cryosphere exchange larger portions of energy with the ocean. This too simple assumption may explain some discrepancies between the CERES estimate on one side and the geodetic and in situ estimates on the other side.

7 Data availability

Changes in OHC at global and regional scales and the EEI are gathered in the “climate indicators from space product”, or “MOHeaCAN” product v2.1, available online at <https://doi.org/10.24400/527896/a01-2020.003> (Magellium/LEGOS, 2020) with the complete associated documentation (product user manual and algorithm theoretical basis document).

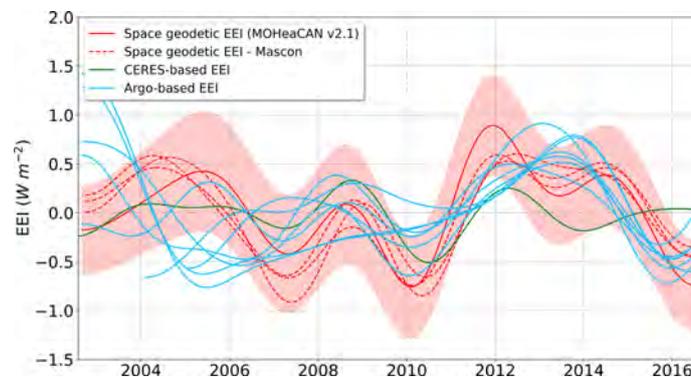


Figure 7. Interannual variations in Earth energy imbalance (EEI) time series. Mean and trend values have been removed for each time series, and a filter has been applied to remove signals lower than 3 years. Red lines correspond to space geodetic estimates where estimates based on mascon ocean mass are represented as dashed lines, and MOHeaCAN v2.1 is represented by the mean value (solid red) and the uncertainty at 1-sigma (shaded areas). The green line corresponds to CERES-based estimates and blue lines to the Argo-based estimates.

8 Conclusions and outlook

This study provides the first space geodetic estimate with a rigorous uncertainty propagation algorithm of the Earth energy imbalance and changes in ocean heat content at the global scale. It is based on the assumption that monitoring heat accumulation in the ocean, with a combination of satellite altimetry and gravimetry measurements, is representative of the vast majority ($\sim 90\%$) of the energy imbalance observed at the top of the atmosphere. The mean value of the EEI derived from this space geodetic approach over the period from August 2002 to August 2016 is $+0.74 \pm 0.22 \text{ W m}^{-2}$. This figure is fully in agreement with data based on in situ measurements (Argo network) within the confidence level of the uncertainty. Furthermore, although this is a preliminary calculation, the OHC change is also calculated for the first time at the regional scale thanks to a set of expansion efficiency of heat coefficients estimated from in situ Argo data. The spatial patterns retrieved in the OHC trends look similar to climate mode fingerprints observed in steric anomalies (e.g. Pfeffer et al., 2018). They also correlate well with regional OHC trends derived from in situ Argo data, despite known limitations in these regional estimates (e.g. deep ocean in Argo data and salinity ocean change not corrected in altimetry and gravimetry approach).

The rigorous uncertainty estimate proposed here still has a few limitations. It also does not account for the loss of spatial coverage imposed by the Argo geographical mask in the computation of the expansion efficiency of heat. It does not include the errors related to the estimation of the global EEH value over the first 2000 m depth only (i.e. the effect of the deep ocean on the EEH value is neglected). Furthermore, no error on the fraction of energy entering the ocean α is in-

cluded in the EEI uncertainty. Finally, the approach depends on the knowledge of the GMSL and GMOM error budget. These error budgets can be improved further. In particular, an effort must be made to better describe the errors in spatial gravity measurements, especially to include the uncertainties related to the differences in the harmonic and mascon approaches in the error budget. The consistency between the processing of altimetry and gravimetry data could still be improved for instance by homogenising the GIA datasets used to correct the gravimetry signals and the sea level from altimetry. Also, atmospheric effects should be harmonised. Indeed, altimetry data are currently processed with the dynamical atmospheric correction (Carrère and Lyard, 2003) while only the inverse barometer correction is applied in gravimetry processing (Blazquez et al., 2018). Another area for improvement is the extension of the spatial and temporal scales of the OHC change estimation. While altimetry and GRACE data are available together since August 2002, the datasets provided in this study are limited in time (August 2002–August 2016) and space (Argo mask) as the objective of this study is to demonstrate the feasibility of such an approach (proof of concept) using reliable GRACE measurements and EEH/IEEH data over the Argo geographical mask. However, in the future, the OHC change and EEI time series could be extended in time using the GRACE-FO data already available from August 2018. This requires managing issues related to the 11-month gap between GRACE and GRACE-FO data (July 2017–June 2018) and the degradation of GRACE data quality after August 2016. The OHC change could also be estimated outside the current Argo mask by extrapolating the EEH coefficient grid to the full ocean using ocean reanalyses. At this stage of the study, OHC changes and EEI are retrieved in a conservative way. Altimetry and

gravimetry grids are resampled with a $3^\circ \times 3^\circ$ spatial resolution, and the GOHC time series is filtered at 3 years with the aim of mitigating the impact of high frequencies from the input geodetic datasets and reducing signals related to internal variability on the EEI. Additional studies are necessary to better apprehend how geodetic data can be combined on both temporal and spatial dimensions so as to investigate regional OHC changes.

This study emphasises that the synergy between spatial data (altimetry and gravity) and in situ data (Argo network) is essential to obtain accurate estimates of OHC change. The former contributes to observing the total OHC variations over the entire water column and with a very good spatial and temporal resolution since 2002, while the latter provides a quasi-global coverage since 2005 and allows access to the vertical structure of the thermal expansion of the ocean down to 2000 m depth. The capacity of both observing systems to provide independent estimates of the EEI since 2005 is absolutely essential. By pointing to discrepancies among different EEI estimates from different observing systems, intercomparisons foster further development to understand the causes for discrepancies. As we understand these discrepancies, the different estimates will improve, and we can expect significantly more precise and more robust estimates of the EEI in the coming decade. It is crucial that the space geodetic observing system and the Argo network continue the monitoring and improve their coverage and accuracy in the years to come to support this effort.

Appendix A: The GRACE LEGOS ensemble V1.4

GRACE LEGOS V1.4 is an ensemble of 216 global water mass transfer solutions derived from the GRACE and GRACE-FO mission covering the period from August 2002 to December 2020 at a monthly timescale and with a spatial resolution of 1° . The total amount of water remains constant from one month to another for each solution. The ensemble is based on L2 spherical harmonic solutions from six different centres: COST-G RL1.2, CNES RL5.0, CSR RL06, GFZ RL06, JPL RL06, and TUGRAZ ITS2018. Atmosphere and ocean dealiasing models are restored using AOD1B RL06 (Dobslaw et al., 2017) except for the CNES solution where ERA-Interim and TUGO models were used. The ocean dealiasing model is restored, and C0 coefficients are corrected in the spherical harmonics to compensate for the total amount of water vapour in the atmosphere expressed in C0 GAA (Chen et al., 2019). The ensemble also includes a large variety of choices for post-processing corrections including three geocentre motions (Lemoine and Reinquin, 2017; Uebbing et al., 2019; Sun et al., 2016), three oblateness values of the Earth (Cheng et al., 2013; Lemoine and Reinquin, 2017; Loomis et al., 2019), and two GIA corrections (ICE6G-D; Peltier et al., 2018, and Caron et al., 2018). In order to reduce the anisotropic noise, DDK filters are applied

to the L2 solutions, including DDK5 and DDK6 (Kusche et al., 2009), except for the CNES solution where a truncated single-value decomposition scheme is used for the inversion instead of a classical Cholesky inversion. This method reduces the noise drastically, but on the other hand the coefficients of high degree where information is scarce are normalised to the mean coefficients (Lemoine et al., 2016). Solid Earth displacement due to the largest earthquakes (Sumatra 2004 and 2012, Tohoku 2010, and Chile 2010) is corrected following (Tang et al., 2020). Moreover, a new method to convert from spherical harmonics to equivalent water height is applied. This method consists in using high spatial a priori solutions to reduce leakage and Gibbs effects. The spherical harmonics solution is separated in the a priori part using external data such as land–ocean masks, glacier mass trends (Hugonnet et al., 2021), and lake volume change (Crétaux et al., 2016) and the rest of the harmonics solution which contains less signal and must be filtered.

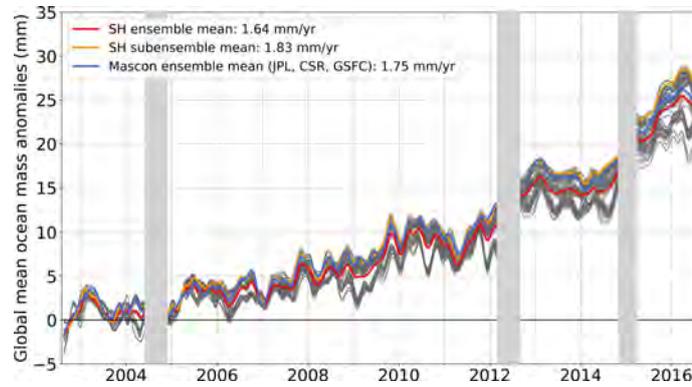


Figure A1. Comparison of global mean ocean mass changes from satellite gravimetry based on spherical harmonics solutions (LEGOS ensemble V1.4, in grey) and mascon solutions over August 2002–August 2016 for the global ocean. The mean of the full spherical harmonic ensemble is shown in red. The mean of the spherical harmonic ensemble subset consistent with mascons is shown in orange. The mean of the three mascon solutions considered in this study is shown in blue.

Appendix B

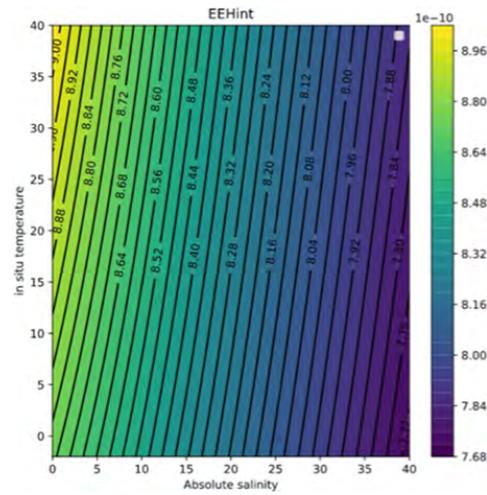


Figure B1. Integrated expansion efficiency of heat (IEEH) dependence on in situ temperature and absolute salinity at 1 atm in mmJ^{-1} .

Appendix C

Table C1. Global mean sea level change components, global ocean heat content changes, and Earth energy imbalance – trend and mean values and associated uncertainties as estimated from the various datasets depicted in this paper. Uncertainties are given within a 90 % CL.

	Period	
	8/2002–8/2016	1/2005–12/2015
Geocentric sea level change (mm yr ⁻¹)	+3.11 ± 0.41	+3.09 ± 0.50
Sea level change (after GIA and GRD corrections) (mm yr ⁻¹)	+3.49 ± 0.43	+3.47 ± 0.51
Ocean mass change (mm yr ⁻¹)	+1.83 ± 0.21	+1.80 ± 0.21
Steric sea level change (mm yr ⁻¹)	+1.66 ± 0.48	+1.67 ± 0.54
Ocean heat content change (W m ⁻²)	+0.70 ± 0.20	+0.71 ± 0.23
Earth energy imbalance (W m ⁻² ; W m ⁻² yr ⁻¹)	+0.74 ± 0.22 (mean)	+0.77 ± 0.24 (mean)
	+0.02 ± 0.05 (trend)	+0.08 ± 0.09 (trend)

Author contributions. FM and MA led and designed the paper, which was edited by BM, AB, and JP. AB and JP focused on the part related to gravimetry observations. FM, RF, RJ, and AB developed the processing tools and performed the computations. JC contributed to the gravimetry LEGOS ensemble. BM and MA led and designed the study. GL, MR, and JB supervised the study. All the authors participated in the discussions and revision of the paper.

Competing interests. The contact author has declared that neither they nor their co-authors have any competing interests.

Disclaimer. Publisher's note: Copernicus Publications remains neutral with regard to jurisdictional claims in published maps and institutional affiliations.

Acknowledgements. We would like to thank all contributors of the MOHeaCAN product, and in particular Françoise Mertz, Laurent Soudarin, and Caroline Mercier for making the data available on the ODATIS portal and AVISO.

Financial support. This work has been supported by the ESA in the framework of the MOHeaCAN project (Monitoring Ocean Heat Content and Earth Energy ImbalANce from Space): <https://eo4society.esa.int/projects/moheacan/> (last access: 19 Jan-

uary 2022). This work is also supported by the CNES for the dissemination of the products. Julia Pfeffer and Anne Barnoud are supported by the European Research Council (ERC) under the European Union's Horizon 2020 research and innovation programme (GRACEFUL Synergy (grant no. 855677)). Jonathan Chenal was supported by the French Ministry of Ecological Transition.

Review statement. This paper was edited by Giuseppe M. R. Manzella and reviewed by two anonymous referees.

References

- Ablain, M., Meyssignac, B., Zawadzki, L., Jugier, R., Ribes, A., Spada, G., Benveniste, J., Cazenave, A., and Picot, N.: Uncertainty in satellite estimates of global mean sea-level changes, trend and acceleration, *Earth Syst. Sci. Data*, 11, 1189–1202, <https://doi.org/10.5194/essd-11-1189-2019>, 2019.
- Anon: CERES_EBAF-TOA_Edition4.1, https://doi.org/10.5067/TERRA-AQUA/CERES/EBAF-TOA_L3B004.1, 2019.
- Blazquez, A., Meyssignac, B., Lemoine, J., Berthier, E., Ribes, A., and Cazenave, A.: Exploring the uncertainty in GRACE estimates of the mass redistributions at the Earth surface: implications for the global water and sea level budgets, *Geophys. J. Int.*, 215, 415–430, <https://doi.org/10.1093/gji/ggy293>, 2018.
- Boyer, T., Domingues, C. M., Good, S. A., Johnson, G. C., Lyman, J. M., Ishii, M., Gouretski, V., Willis, J. K., Antonov, J., Wijffels, S., Church, J. A., Cowley, R., and Bindoff, N. L.: Sensitivity of Global Upper-Ocean Heat Content Estimates to Mapping Methods, XBT Bias Corrections, and Baseline Climatologies, *J. Climate*, 29, 4817–4842, <https://doi.org/10.1175/JCLI-D-15-0801.1>, 2016.
- Caron, L., Ivins, E. R., Larour, E., Adhikari, S., Nilsson, J., and Blewitt, G.: GIA Model Statistics for GRACE Hydrology, Cryosphere, and Ocean Science, *Geophys. Res. Lett.*, 45, 2203–2212, <https://doi.org/10.1002/2017GL076644>, 2018.
- Carrère, L. and Lyard, F.: Modeling the barotropic response of the global ocean to atmospheric wind and pressure forcing – comparisons with observations, *Geophys. Res. Lett.*, 30, 1275, <https://doi.org/10.1029/2002GL016473>, 2003.
- Chen, J., Tapley, B., Seo, K.-W., Wilson, C., and Ries, J.: Improved Quantification of Global Mean Ocean Mass Change Using GRACE Satellite Gravimetry Measurements, *Geophys. Res. Lett.*, 46, 13984–13991, <https://doi.org/10.1029/2019GL085519>, 2019.
- Chen, J., Tapley, B., Wilson, C., Cazenave, A., Seo, K.-W., and Kim, J.-S.: Global Ocean Mass Change From GRACE and GRACE Follow-On and Altimeter and Argo Measurements, *Geophys. Res. Lett.*, 47, e2020GL090656, <https://doi.org/10.1029/2020GL090656>, 2020.
- Cheng, L., Abraham, J., Trenberth, K. E., Fasullo, J., Boyer, T., Locarnini, R., Zhang, B., Yu, F., Wan, L., Chen, X., Song, X., Liu, Y., Mann, M. E., Reseghetti, F., Simoncelli, S., Gouretski, V., Chen, G., Mishonov, A., Reagan, J., and Zhu, J.: Upper Ocean Temperatures Hit Record High in 2020, *Adv. Atmos. Sci.*, 38, 523–530, <https://doi.org/10.1007/s00376-021-0447-x>, 2021.

- Cheng, M., Tapley, B. D., and Ries, J. C.: Deceleration in the Earth's oblateness, *J. Geophys. Res.-Sol. Ea.*, 118, 740–747, <https://doi.org/10.1002/jgrb.50058>, 2013.
- Church, J. A., White, N. J., Konikow, L. F., Domingues, C. M., Cogley, J. G., Rignot, E., Gregory, J. M., van den Broeke, M. R., Monaghan, A. J., and Velicogna, I.: Revisiting the Earth's sea-level and energy budgets from 1961 to 2008, *Geophys. Res. Lett.*, 38, L18601, <https://doi.org/10.1029/2011GL048794>, 2011.
- Crétaux, J.-F., Abarca-del-Río, R., Bergé-Nguyen, M., Arsen, A., Drolon, V., Clos, G., and Maisongrande, P.: Lake Volume Monitoring from Space, *Surv. Geophys.*, 37, 269–305, <https://doi.org/10.1007/s10712-016-9362-6>, 2016.
- Desbruyères, D. G., Purkey, S. G., McDonagh, E. L., Johnson, G. C., and King, B. A.: Deep and abyssal ocean warming from 35 years of repeat hydrography, *Geophys. Res. Lett.*, 43, 10356–10365, <https://doi.org/10.1002/2016GL070413>, 2016.
- Dobslaw, H., Bergmann-Wolf, I., Dill, R., Poropat, L., Thomas, M., Dahle, C., Esselborn, S., König, R., and Flechtner, F.: A new high-resolution model of non-tidal atmosphere and ocean mass variability for de-aliasing of satellite gravity observations: AOD1B RL06, *Geophys. J. Int.*, 211, 263–269, <https://doi.org/10.1093/gji/ggx302>, 2017.
- Enfield, D. B. and Mayer, D. A.: Tropical Atlantic sea surface temperature variability and its relation to El Niño–Southern Oscillation, *J. Geophys. Res.-Oceans*, 102, 929–945, <https://doi.org/10.1029/96JC03296>, 1997.
- Forget, G. and Ponte, R. M.: The partition of regional sea level variability, *Prog. Oceanogr.*, 137, 173–195, <https://doi.org/10.1016/j.pocean.2015.06.002>, 2015.
- Frederikse, T., Riva, R. E. M., and King, M. A.: Ocean Bottom Deformation Due To Present-Day Mass Redistribution and Its Impact on Sea Level Observations, *Geophys. Res. Lett.*, 44, 12306–12314, <https://doi.org/10.1002/2017GL075419>, 2017.
- Gaillard, F., Reynaud, T., Thierry, V., Kolodziejczyk, N., and von Schuckmann, K.: In Situ–Based Reanalysis of the Global Ocean Temperature and Salinity with ISAS: Variability of the Heat Content and Steric Height, *J. Climate*, 29, 1305–1323, <https://doi.org/10.1175/JCLI-D-15-0028.1>, 2016.
- Good, S. A., Martin, M. J., and Rayner, N. A.: EN4: Quality controlled ocean temperature and salinity profiles and monthly objective analyses with uncertainty estimates, *J. Geophys. Res.-Oceans*, 118, 12, 6704–6716, <https://doi.org/10.1002/2013JC009067>, 2013.
- Gouretski, V. and Reseghetti, F.: On depth and temperature biases in bathythermograph data: Development of a new correction scheme based on analysis of a global ocean database, *Deep-Sea Res. Pt. I*, 57, 812–833, <https://doi.org/10.1016/j.dsr.2010.03.011>, 2010.
- Gregory, J. M. and Lowe, J. A.: Predictions of global and regional sea-level rise using AOGCMs with and without flux adjustment, *Geophys. Res. Lett.*, 27, 3069–3072, <https://doi.org/10.1029/1999GL011228>, 2000.
- Gregory, J. M., Griffies, S. M., Hughes, C. W., Lowe, J. A., Church, J. A., Fukimori, I., Gomez, N., Kopp, R. E., Landerer, F., Cozannet, G. L., Ponte, R. M., Stammer, D., Tamisiea, M. E., and van de Wal, R. S. W.: Concepts and Terminology for Sea Level: Mean, Variability and Change, Both Local and Global, *Surv. Geophys.*, 40, 1251–1289, <https://doi.org/10.1007/s10712-019-09525-z>, 2019.
- Hakuba, M. Z., Frederikse, T., and Landerer, F. W.: Earth's Energy Imbalance From the Ocean Perspective (2005–2019), *Geophys. Res. Lett.*, 48, e2021GL093624, <https://doi.org/10.1029/2021GL093624>, 2021.
- Hansen, J., Sato, M., Kharecha, P., and von Schuckmann, K.: Earth's energy imbalance and implications, *Atmos. Chem. Phys.*, 11, 13421–13449, <https://doi.org/10.5194/acp-11-13421-2011>, 2011.
- Hosoda, S., Ohira, T., Sato, K., and Suga, T.: Improved description of global mixed-layer depth using Argo profiling floats, *J. Oceanogr.*, 66, 773–787, <https://doi.org/10.1007/s10872-010-0063-3>, 2010.
- Huang, B., Thorne, P. W., Banzon, V. F., Boyer, T., Chepurin, G., Lawrimore, J. H., Menne, M. J., Smith, T. M., Vose, R. S., and Zhang, H.-M.: Extended Reconstructed Sea Surface Temperature, Version 5 (ERSSTv5): Upgrades, Validations, and Intercomparisons, *J. Climate*, 30, 8179–8205, <https://doi.org/10.1175/JCLI-D-16-0836.1>, 2017.
- Hugonnet, R., McNabb, R., Berthier, E., Menounos, B., Nuth, C., Girod, L., Farinotti, D., Huss, M., Dussaillant, I., Brun, F., and Käab, A.: Accelerated global glacier mass loss in the early twenty-first century, *Nature*, 592, 726–731, <https://doi.org/10.1038/s41586-021-03436-z>, 2021.
- IOC, SCOR, and IAPSO: The international thermodynamic equation of seawater – 2010: Calculation and use of thermodynamic properties, Intergovernmental Oceanographic Commission, Manuals and Guides no. 56, UNESCO (English), 196 pp., 2010.
- Ishii, M., Fukuda, Y., Hirahara, S., Yasui, S., Suzuki, T., and Sato, K.: Accuracy of Global Upper Ocean Heat Content Estimation Expected from Present Observational Data Sets, *Sola*, 13, 163–167, <https://doi.org/10.2151/sola.2017-030>, 2017.
- Kato, S., Rose, F. G., Rutan, D. A., Thorsen, T. J., Loeb, N. G., Doelling, D. R., Huang, X., Smith, W. L., Su, W., and Ham, S.-H.: Surface Irradiances of Edition 4.0 Clouds and the Earth's Radiant Energy System (CERES) Energy Balanced and Filled (EBAF) Data Product, *J. Climate*, 31, 4501–4527, <https://doi.org/10.1175/JCLI-D-17-0523.1>, 2018.
- Kolodziejczyk, N., Prigent-Mazella, A., and Gaillard, F.: ISAS-15 temperature and salinity gridded fields, SEANOI [data set], <https://doi.org/10.17882/52367>, 2017.
- Kuhlbrodt, T. and Gregory, J. M.: Ocean heat uptake and its consequences for the magnitude of sea level rise and climate change, *Geophys. Res. Lett.*, 39, L18608, <https://doi.org/10.1029/2012GL052952>, 2012.
- Kusche, J., Schmidt, R., Petrovic, S., and Rietbroek, R.: Decorrelated GRACE time-variable gravity solutions by GFZ, and their validation using a hydrological model, *J. Geodesy*, 83, 903–913, <https://doi.org/10.1007/s00190-009-0308-3>, 2009.
- Landerer, F. W., Flechtner, F. M., Save, H., Webb, F. H., Bandikova, T., Bertiger, W. I., Bettadpur, S. V., Byun, S. H., Dahle, C., Dobslaw, H., Fahnestock, E., Harvey, N., Kang, Z., Kruizinga, G. L. H., Loomis, B. D., McCullough, C., Murböck, M., Nagel, P., Paik, M., Pie, N., Poole, S., Strelak, D., Tamisiea, M. E., Wang, F., Watkins, M. M., Wen, H.-Y., Wiese, D. N., and Yuan, D.-N.: Extending the Global Mass Change Data Record: GRACE Follow-On Instrument and Science Data Performance, *Geophys. Res. Lett.*, 47, e2020GL088306, <https://doi.org/10.1029/2020GL088306>, 2020.

- L'Ecuyer, T. S., Beaudoin, H. K., Rodell, M., Olson, W., Lin, B., Kato, S., Clayson, C. A., Wood, E., Sheffield, J., Adler, R., Huffman, G., Bosilovich, M., Gu, G., Robertson, F., Houser, P. R., Chambers, D., Famiglietti, J. S., Fetzer, E., Liu, W. T., Gao, X., Schlosser, C. A., Clark, E., Lettenmaier, D. P., and Hilburn, K.: The Observed State of the Energy Budget in the Early Twenty-First Century, *J. Climate*, 28, 8319–8346, <https://doi.org/10.1175/JCLI-D-14-00556.1>, 2015.
- Lee, S.-K., Park, W., Baringer, M. O., Gordon, A. L., Huber, B., and Liu, Y.: Pacific origin of the abrupt increase in Indian Ocean heat content during the warming hiatus, *Nat. Geosci.*, 8, 445–449, <https://doi.org/10.1038/ngeo2438>, 2015.
- Legeais, J.-F., Meyssignac, B., Faugère, Y., Guerou, A., Ablain, M., Pujol, M.-I., Dufau, C., and Dibarboue, G.: Copernicus sea level space observations: a basis for assessing mitigation and developing adaptation strategies to sea level rises, *Front. Mar. Sci.*, 8, 704721, <https://doi.org/10.3389/fmars.2021.704721>, 2021.
- Lemoine, J.-M. and Reinquin, F.: Processing of SLR observations at CNES, Newsletter EGSiEM, October, p. 3, 2017.
- Lemoine, J.-M., Bourgonne, S., Biancale, R., Bruinsma, S., and Gégout, P.: CNES/GRGS solutions Focus on the inversion process, in Paper presented at the GRACE Science Team Meeting, A1-02, Berlin, Germany, 2016.
- Levitus, S., Antonov, J. I., Boyer, T. P., Baranova, O. K., Garcia, H. E., Locarnini, R. A., Mishonov, A. V., Reagan, J. R., Seidov, D., Yarosh, E. S., and Zweng, M. M.: World ocean heat content and thermosteric sea level change (0–2000 m), 1955–2010, *Geophys. Res. Lett.*, 39, L10603, <https://doi.org/10.1029/2012GL051106>, 2012.
- Llovel, W. and Lee, T.: Importance and origin of halosteric contribution to sea level change in the southeast Indian Ocean during 2005–2013, *Geophys. Res. Lett.*, 42, 1148–1157, <https://doi.org/10.1002/2014GL062611>, 2015.
- Llovel, W., Purkey, S., Meyssignac, B., Blazquez, A., Kolodziejczyk, N., and Mamber, J.: Global ocean freshening, ocean mass increase and global mean sea level rise over 2005–2015, *Sci. Rep.*, 9, 17717, <https://doi.org/10.1038/s41598-019-54239-2>, 2019.
- Loeb, N. G., Lyman, J. M., Johnson, G. C., Allan, R. P., Doelling, D. R., Wong, T., Soden, B. J., and Stephens, G. L.: Observed changes in top-of-the-atmosphere radiation and upper-ocean heating consistent within uncertainty, *Nat. Geosci.*, 5, 110–113, <https://doi.org/10.1038/ngeo1375>, 2012.
- Loeb, N. G., Thorsen, T. J., Norris, J. R., Wang, H., and Su, W.: Changes in Earth's Energy Budget during and after the “Pause” in Global Warming: An Observational Perspective, *Climate*, 6, 62, <https://doi.org/10.3390/cli6030062>, 2018a.
- Loeb, N. G., Doelling, D. R., Wang, H., Su, W., Nguyen, C., Corbett, J. G., Liang, L., Mitrescu, C., Rose, F. G., and Kato, S.: Clouds and the Earth's Radiant Energy System (CERES) Energy Balanced and Filled (EBAF) Top-of-Atmosphere (TOA) Edition-4.0 Data Product, *J. Climate*, 31, 895–918, <https://doi.org/10.1175/JCLI-D-17-0208.1>, 2018b.
- Loomis, B. D., Rachlin, K. E., and Luthcke, S. B.: Improved Earth Oblateness Rate Reveals Increased Ice Sheet Losses and Mass-Driven Sea Level Rise, *Geophys. Res. Lett.*, 46, 6910–6917, <https://doi.org/10.1029/2019GL082929>, 2019.
- Magellium/LEGOS: Climate indicators from space: Ocean heat content and Earth energy imbalance, AVISO [data set], <https://doi.org/10.24400/527896/a01-2020.003>, 2020.
- Mantua, N. J. and Hare, S. R.: The Pacific Decadal Oscillation, *J. Oceanogr.*, 58, 35–44, <https://doi.org/10.1023/A:1015820616384>, 2002.
- McDougall, T. J. and Barker, P. M.: Getting started with TEOS-10 and the Gibbs Seawater (GSW) Oceanographic Toolbox, 28 pp., SCOR/IAPSO WG127, ISBN 978-0-646-55621-5, available at: http://www.teos-10.org/pubs/Getting_Started.pdf (last access: 19 January 2022), 2011.
- Melet, A. and Meyssignac, B.: Explaining the Spread in Global Mean Thermosteric Sea Level Rise in CMIP5 Climate Models*, *J. Climate*, 28, 9918–9940, <https://doi.org/10.1175/JCLI-D-15-0200.1>, 2015.
- Meyssignac, B., Piecuch, C. G., Merchant, C. J., Racault, M.-F., Palanisamy, H., MacIntosh, C., Sathyendranath, S., and Brewin, R.: Causes of the Regional Variability in Observed Sea Level, Sea Surface Temperature and Ocean Colour Over the Period 1993–2011, *Surv. Geophys.*, 38, 187–215, <https://doi.org/10.1007/s10712-016-9383-1>, 2017.
- Meyssignac, B., Boyer, T., Zhao, Z., Hakuba, M. Z., Landerer, F. W., Stammer, D., Köhl, A., Kato, S., L'Ecuyer, T., Ablain, M., Abraham, J. P., Blazquez, A., Cazenave, A., Church, J. A., Cowley, R., Cheng, L., Domingues, C. M., Giglio, D., Gouretski, V., Ishii, M., Johnson, G. C., Killick, R. E., Legler, D., Llovel, W., Lyman, J., Palmer, M. D., Piotrowicz, S., Purkey, S. G., Roemmich, D., Roca, R., Savita, A., von Schuckmann, K., Speich, S., Stephens, G., Wang, G., Wijffels, S. E., and Zilberman, N.: Measuring Global Ocean Heat Content to Estimate the Earth Energy Imbalance, *Front. Mar. Sci.*, 6, 432, <https://doi.org/10.3389/fmars.2019.00432>, 2019.
- Munk, W.: Ocean Freshening, Sea Level Rising, *Science*, 300, 2041–2043, <https://doi.org/10.1126/science.1085534>, 2003.
- Palmer, M. D. and McNeall, D. J.: Internal variability of Earth's energy budget simulated by CMIP5 climate models, *Environ. Res. Lett.*, 9, 034016, <https://doi.org/10.1088/1748-9326/9/3/034016>, 2014.
- Palmer, M. D., Roberts, C. D., Balmaseda, M., Chang, Y.-S., Chepurin, G., Ferry, N., Fujii, Y., Good, S. A., Guinehut, S., Haines, K., Hernandez, F., Köhl, A., Lee, T., Martin, M. J., Masina, S., Masuda, S., Peterson, K. A., Storto, A., Toyoda, T., Valdivieso, M., Vernieres, G., Wang, O., and Xue, Y.: Ocean heat content variability and change in an ensemble of ocean reanalyses, *Clim. Dynam.*, 49, 909–930, <https://doi.org/10.1007/s00382-015-2801-0>, 2017.
- Peltier, W. R., Argus, D. F., and Drummond, R.: Comment on “An Assessment of the ICE-6G_C (VM5a) Glacial Isostatic Adjustment Model” by Purcell et al., *J. Geophys. Res.-Sol. Ea.*, 123, 2019–2028, <https://doi.org/10.1002/2016JB013844>, 2018.
- Pfeffer, J., Tregoning, P., Purcell, A., and Sambridge, M.: Multitechnique Assessment of the Interannual to Multidecadal Variability in Steric Sea Levels: A Comparative Analysis of Climate Mode Fingerprints, *J. Climate*, 31, 7583–7597, <https://doi.org/10.1175/JCLI-D-17-0679.1>, 2018.
- Piecuch, C. G. and Ponte, R. M.: Mechanisms of interannual steric sea level variability, *Geophys. Res. Lett.*, 38, L15605, <https://doi.org/10.1029/2011GL048440>, 2011.

- Piecuch, C. G., Quinn, K. J., and Ponte, R. M.: Satellite-derived interannual ocean bottom pressure variability and its relation to sea level, *Geophys. Res. Lett.*, 40, 3106–3110, <https://doi.org/10.1002/grl.50549>, 2013.
- Ponte, R. M., Sun, Q., Liu, C., and Liang, X.: How Salty Is the Global Ocean: Weighing It All or Tasting It a Sip at a Time?, *Geophys. Res. Lett.*, 48, e2021GL092935, <https://doi.org/10.1029/2021GL092935>, 2021.
- Prandi, P., Meyssignac, B., Ablain, M., Spada, G., Ribes, A., and Benveniste, J.: Local sea level trends, accelerations and uncertainties over 1993–2019, *Sci. Data*, 8, 1, <https://doi.org/10.1038/s41597-020-00786-7>, 2021.
- Purkey, S. G. and Johnson, G. C.: Warming of Global Abyssal and Deep Southern Ocean Waters between the 1990s and 2000s: Contributions to Global Heat and Sea Level Rise Budgets, *J. Climate*, 23, 6336–6351, <https://doi.org/10.1175/2010JCLI3682.1>, 2010.
- Rao, S. A., Dhakate, A. R., Saha, S. K., Mahapatra, S., Chaudhari, H. S., Pokhrel, S., and Sahu, S. K.: Why is Indian Ocean warming consistently?, *Climatic Change*, 110, 709–719, <https://doi.org/10.1007/s10584-011-0121-x>, 2012.
- Roemmich, D. and Gilson, J.: The 2004–2008 mean and annual cycle of temperature, salinity, and steric height in the global ocean from the Argo Program, *Prog. Oceanogr.*, 82, 81–100, <https://doi.org/10.1016/j.pocean.2009.03.004>, 2009.
- Ruiz-Barradas, A., Chafik, L., Nigam, S., and Häkkinen, S.: Recent subsurface North Atlantic cooling trend in context of Atlantic decadal-to-multidecadal variability, *Tellus A*, 70, 1–19, <https://doi.org/10.1080/16000870.2018.1481688>, 2018.
- Russell, G. L., Gornitz, V., and Miller, J. R.: Regional sea level changes projected by the NASA/GISS Atmosphere-Ocean Model, *Clim. Dynam.*, 16, 789–797, <https://doi.org/10.1007/s003820000090>, 2000.
- Spada, G. and Melini, D.: On Some Properties of the Glacial Isostatic Adjustment Fingerprints, *Water*, 11, 1844, <https://doi.org/10.3390/w11091844>, 2019.
- Stammer, D., Balmaseda, M., Heimbach, P., Köhl, A., and Weaver, A.: Ocean Data Assimilation in Support of Climate Applications: Status and Perspectives, *Annu. Rev. Mar. Sci.*, 8, 491–518, <https://doi.org/10.1146/annurev-marine-122414-034113>, 2016.
- Sun, Y., Riva, R., and Ditmar, P.: Optimizing estimates of annual variations and trends in geocenter motion and J2 from a combination of GRACE data and geophysical models, *J. Geophys. Res.-Sol. Ea.*, 121, 8352–8370, <https://doi.org/10.1002/2016JB013073>, 2016.
- Taburet, G., Sanchez-Roman, A., Ballarotta, M., Pujol, M.-I., Legéais, J.-F., Fournier, F., Faugere, Y., and Dibarboure, G.: DU-ACS DT2018: 25 years of reprocessed sea level altimetry products, *Ocean Sci.*, 15, 1207–1224, <https://doi.org/10.5194/os-15-1207-2019>, 2019.
- Tang, L., Li, J., Chen, J., Wang, S.-Y., Wang, R., and Hu, X.: Seismic Impact of Large Earthquakes on Estimating Global Mean Ocean Mass Change from GRACE, *Remote Sens.*, 12, 935, <https://doi.org/10.3390/rs12060935>, 2020.
- Tapley, B. D., Bettadpur, S., Ries, J. C., Thompson, P. F., and Watkins, M. M.: GRACE Measurements of Mass Variability in the Earth System, *Science*, 305, 503–505, <https://doi.org/10.1126/science.1099192>, 2004.
- Taylor, J. R.: An Introduction to Error Analysis: The Study of Uncertainties in Physical Measurements, 2nd edn., University Science Books, Sausalito, California, 344 pp., 1997.
- Trenberth, K. E., Fasullo, J. T., and Balmaseda, M. A.: Earth's Energy Imbalance, *J. Climate*, 27, 3129–3144, <https://doi.org/10.1175/JCLI-D-13-00294.1>, 2014.
- Uebbing, B., Kusche, J., Rietbroek, R., and Landerer, F. W.: Processing Choices Affect Ocean Mass Estimates From GRACE, *J. Geophys. Res.-Oceans*, 124, 1029–1044, <https://doi.org/10.1029/2018JC014341>, 2019.
- von Schuckmann, K., Palmer, M. D., Trenberth, K. E., Cazenave, A., Chambers, D., Champollion, N., Hansen, J., Josey, S. A., Loeb, N., Mathieu, P.-P., Meyssignac, B., and Wild, M.: An imperative to monitor Earth's energy imbalance, *Nat. Clim. Change*, 6, 138, 2016.
- von Schuckmann, K., Le Traon, P.-Y., Smith, N., Pascual, A., Djavidnia, S., Gattuso, J.-P., Grégoire, M., Nolan, G., Aaboe, S., Fanjul, E. Á., Aouf, L., Aznar, R., Badewien, T. H., Behrens, A., Berta, M., Bertino, L., Blackford, J., Bolzon, G., Borile, F., Bretagnon, M., Brewin, R. J. W., Canu, D., Cessi, P., Ciavatta, S., Chapron, B., Trang Chau, T. T., Chevallier, F., Chtirkova, B., Ciliberti, S., Clark, J. R., Clementi, E., Combet, C., Comerma, E., Conchon, A., Coppini, G., Corgnati, L., Cossarini, G., Cravatte, S., de Alfonso, M., de Boyer Montégut, C., De Lera Fernández, C., de los Santos, F. J., Denvil-Sommer, A., de Pascual Collar, Á., Dias Nunes, P. A. L., Di Biagio, V., Drudi, M., Embury, O., Falco, P., d'Andon, O. F., Ferrer, L., Ford, D., Freund, H., León, M. G., Sotillo, M. G., García-Valdecasas, J. M., Garnesson, P., Garric, G., Gasparin, F., Gehlen, M., Genua-Olmedo, A., Geyer, G., Ghermandi, A., Good, S. A., Gourrion, J., Greiner, E., Griffa, A., González, M., Griffa, A., Hernández-Carrasco, I., Isoard, S., Kennedy, J. J., Kay, S., Korosov, A., Laanemäe, K., Land, P. E., Lavergne, T., Lazzari, P., Legeais, J.-F., Lemieux, B., Levier, B., Llovel, W., Lyubartsev, V., Le Traon, P.-Y., Lien, V. S., Lima, L., Lorente, P., Mader, J., Magaldi, M. G., Maljutenko, I., Mangin, A., Mantovani, C., Marinova, V., Masina, S., Mauri, E., Meyerjürgens, J., Mignot, A., McEwan, R., Mejia, C., et al.: Copernicus Marine Service Ocean State Report, Issue 4, *J. Oper. Oceanogr.*, 13, S1–S172, <https://doi.org/10.1080/1755876X.2020.1785097>, 2020a.
- von Schuckmann, K., Cheng, L., Palmer, M. D., Hansen, J., Tassone, C., Aich, V., Adusumilli, S., Beltrami, H., Boyer, T., Cuesta-Valero, F. J., Desbruyères, D., Domingues, C., García-García, A., Gentine, P., Gilson, J., Gorfier, M., Haimberger, L., Ishii, M., Johnson, G. C., Killick, R., King, B. A., Kirchengast, G., Kolodziejczyk, N., Lyman, J., Marzeion, B., Mayer, M., Monier, M., Monselesan, D. P., Purkey, S., Roemmich, D., Schweiger, A., Seneviratne, S. I., Shepherd, A., Slater, D. A., Steiner, A. K., Straneo, F., Timmermans, M.-L., and Wijffels, S. E.: Heat stored in the Earth system: where does the energy go?, *Earth Syst. Sci. Data*, 12, 2013–2041, <https://doi.org/10.5194/essd-12-2013-2020>, 2020b.
- Watson, C. S., White, N. J., Church, J. A., King, M. A., Burgette, R. J., and Legresy, B.: Unabated global mean sea-level rise over the satellite altimeter era, *Nat. Clim. Change*, 5, 565–568, <https://doi.org/10.1038/nclimate2635>, 2015.
- WCRP Global Sea Level Budget Group: Global sea-level budget 1993–present, *Earth Syst. Sci. Data*, 10, 1551–1590, <https://doi.org/10.5194/essd-10-1551-2018>, 2018.

F. Marti et al.: OHC change and EEI from space

249

Weller, E., Min, S.-K., Cai, W., Zwiers, F. W., Kim, Y.-H., and Lee, D.: Human-caused Indo-Pacific warm pool expansion, *Sci. Adv.*, 2, e1501719, <https://doi.org/10.1126/sciadv.1501719>, 2016.

Wouters, B., Bonin, J. A., Chambers, D. P., Riva, R. E. M., Sasgen, I., and Wahr, J.: GRACE, time-varying gravity, Earth system dynamics and climate change, *Rep. Prog. Phys.*, 77, 116801, <https://doi.org/10.1088/0034-4885/77/11/116801>, 2014.

G

COMMUNICATIONS ORALES

Liste des communications orales en conférences scientifiques :

- Chenal, J., Meyssignac, B., Blazquez, A., 2021, Observational constraint on the equilibrium climate sensitivity from space geodesy measurement of the ocean thermal expansion, IAG Inter-committee on geodesy for climate research workshop
- Chenal, J., Meyssignac, B., 2021, Estimate of equilibrium climate sensitivity and uncertainties by using observations and CMIP6 global coupled climate models, European geosciences union General assembly
- Chenal, J., Meyssignac, B., Blazquez, A., Guillaume-Castel, R., 2021, Measuring the Earth energy imbalance from space to constrain the global energy budget and estimate the climate sensitivity, Eumetsat conference
- Chenal, J., Meyssignac, B., Blazquez, A., Guillaume-Castel, R., 2021, Measuring the Earth energy imbalance from space to constrain the global energy budget and estimate the climate sensitivity, GRACE-FO science team meeting
- Chenal, J., Meyssignac, B., Blazquez, A., Guillaume-Castel, R., 2021, La mesure du déséquilibre énergétique planétaire par géodésie spatiale pour contraindre le bilan d'énergie global et estimer la sensibilité climatique, colloque G2
- Chenal, J., Meyssignac, B., Ribes, A., Guillaume-Castel, R., 2021, Observational constraint on the climate sensitivity to atmospheric CO₂ concentrations changes derived from the 1971-2017 global energy budget, American geophysical union Fall meeting
- Guillaume-Castel, R., Meyssignac, B., Roca, R., Chenal, J., 2021, Dynamics of the Global Energy Budget : the Time Dependence of the Climate Feedback Parameter and Climate Sensitivity, American geophysical union Fall meeting
- Chenal, J., Meyssignac, B., Guillaume-Castel, R., 2022, Observational study of time-varying climate feedback parameter, European geophysical union General assembly
- Guillaume-Castel, R., Meyssignac, B., Roca, R., Chenal, J., 2022, Dynamics of the global energy budget with a time dependent climate feedback parameter, European geophysical union General assembly
- Guillaume-Castel, R., Meyssignac, B., Roca, R., Chenal, J., 2022, Dynamics of the global energy budget with a time dependent climate feedback parameter, International radiation conference
- Chenal, J., Meyssignac, B., Guillaume-Castel, R., 2022, Using sea level budget reconstructions to estimate the effective climate sensitivity time variations and further constraint the equilibrium climate sensitivity, Brest Sea level workshop
- Chenal, J., Meyssignac, B., Blazquez, A., Guillaume-Castel, R., 2022, La mesure du déséquilibre énergétique planétaire par géodésie spatiale pour contraindre le bilan d'énergie global et estimer la sensibilité climatique, 35^e assemblée générale de l'Association internationale de climatologie
- Chenal, J., Meyssignac, B., Blazquez, A., Guillaume-Castel, R., 2022, La mesure du déséquilibre énergétique planétaire par géodésie spatiale pour contraindre le bilan d'énergie global et estimer la sensibilité climatique, 4^e Journées REFMAR
- Chenal, J., Meyssignac, B., Blazquez, A., Guillaume-Castel, R., 2022, Measuring the Earth energy imbalance from space to constrain the global energy budget and estimate the climate sensitivity, OSTST conference (keynote invited)

Séminaire

Chenal, J., 2021, Le réchauffement climatique déforme la Terre : comment la géodésie peut aider à comprendre le changement global, Institut de physique du globe de Paris

Posters

- Chenal, J., Meyssignac, B., Guillaume-Castel, R., Blazquez, A., 2022, Promesses de la géodésie spatiale pour l'observation du paramètre de rétroaction climatique et l'estimation de la sensibilité climatique d'équilibre, Congrès

national de gravimétrie spatiale du champ variable

- Chenal, J., Meyssignac, B., Guillaume-Castel, R., 2022, Using sea level budget reconstructions to estimate the effective climate sensitivity time variations and further constraint the equilibrium climate sensitivity, Singapore WCRP-CLIVAR Sea level conference

RÉFÉRENCES FINALES

BIBLIOGRAPHIE

- ABER, John D. (1989). « *Land surface* ». *Climate system modeling*. Sous la dir. de Kevin E. TRENBERTH. Cambridge : Cambridge university press.
- ABRAHAM, John Patrick, M. BARINGER, N. L. BINDOFF, Tim BOYER, Lijing CHENG, John A. CHURCH, J. L. CONROY, Catia M. DOMINGUES, John FASULLO, John GILSON, G. GONI, S. A. GOOD, J. M. GORMAN, Viktor GOURETSKI, Masayoshi ISHII, Gregory C. JOHNSON, S. KIZU, John M. LYMAN, J. M. MACDONALD, W. J. MINKOWYCZ, S. E. MOFFITT, Matthew D. PALMER, A. R. PIOLA, F. RESEGHETTI, Karina VON SCHUCKMANN, Kevin E. TRENBERTH, I. VELICOGNA & J. K. WILLIS (2013). « *A review of global ocean temperature observations : Implications for ocean heat content estimates and climate change* ». *Reviews of Geophysics* 51.3, p. 450-483.
- ALLAN, Richard P., Chunlei LIU, Norman G. LOEB, Matthew D. PALMER, Malcolm ROBERTS, Doug SMITH & Pier-Luigi VIDALE (2014). « *Changes in global net radiative imbalance 1985-2012* ». *Geophys. Res. Lett.* 41.15, p. 5588-5597.
- ALTAMIMI, Zuheir, Paul REBISCHUNG, Laurent MÉTIVIER & Xavier COLLILIEUX (2016). « *ITRF2014 : A new release of the International Terrestrial Reference Frame modeling nonlinear station motions* ». *Journal of geophysical research : Solid Earth* 121.8, p. 6109-6131.
- ANDREWS, Timothy & Piers M. FORSTER (2020). « *Energy budget constraints on historical radiative forcing* ». *Nature Climate Change* 10.4, p. 313-316.
- ANDREWS, Timothy, Jonathan GREGORY, David PAYNTER, Levi G. SILVERS, Chen ZHOU & Thorsten MAURITSEN (2018). « *Accounting for changing temperature patterns increases historical estimates of climate sensitivity* ». *Geophys. Res. Lett.* 45, p. 8490-8499.
- ANDREWS, Timothy, Jonathan GREGORY, Mark J. WEBB & Karl E. TAYLOR (2012). « *Forcing, feedbacks and climate sensitivity in CMIP5 coupled atmosphere-ocean climate models* ». *Geophys. Res. Lett.* 39.9. DOI : [10.1029/2012GL051607](https://doi.org/10.1029/2012GL051607).
- ARIAS, P. A., N. BELLOUIN, E. COPPOLA, R. G. JONES, G. KRINNER, J. MAROTZKE, V. NAIK, M. D. PALMER, G-K. PLATTNER, J. ROGELJ, M. ROJAS, J. SILLMANN, T. STORELMO, P. W. THORNE, B. TREWIN, K. Achuta RAO, B. ADHIKARY, R. P. ALLAN, K. ARMOUR, G. BALA, R. BARIMALALA, S. BERGER, J. G. CANADELL, C. CASSOU, A. CHERCHI, W. COLLINS, W. D. COLLINS, S. L. CONNORS, S. CORTI, F. CRUZ, F. J. DENTENER, C. DERECZYNSKI, A. Di LUCA, A. Diongue NIANG, F. J. DOBLAS-REYES, A. DOSIO, H. DOUVILLE, F. ENGELBRECHT, V. EYRING, E. FISCHER, P. FORSTER, B. FOX-KEMPER, J. S. FUGLESTVEDT, J. C. FYFE, N. P. GILLET, L. GOLDFARB, I. GORODETSKAYA, J. M. GUTIERREZ, R. HAMD, E. HAWKINS, H. T. HEWITT, P. HOPE, A. S. ISLAM, C. JONES, D. S. KAUFMAN, R. E. KOPP, Y. KOSAKA, J. KOSSIN, S. KRAKOVSKA, J.-Y. LEE, J. LI, T. MAURITSEN, T. K. MAYCOCK, M. MEINSHAUSEN, S-K. MIN, P. M. S. MONTEIRO, T. NGO-DUC, F. OTTO, I. PINTO, A. PIRANI, K. RAGHAVAN, R. RANASINGHE, A. C. RUANE, L. RUIZ, J-B. SALLÉE, B. H. SAMSET, S. SATHYENDRANATH, S. I. SENEVIRATNE, A. A. SÖRENSON, S. SZOPA, I. TAKAYABU, A-M. TREGUIER, B. van den HURK, R. VAUTARD, K. von SCHUCKMANN, S. ZAEHLE, X. ZHANG & K. ZICKFELD (2021). « *Technical Summary* ». *Climate Change 2021 : The Physical Science Basis. Contribution of Working Group I to the Sixth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change*. Sous la dir. de MASSON-DELMOTTE, V., P. ZHAI, A. PIRANI, S. L. CONNORS, C. PÉAN, S. BERGER, N. CAUD, Y. CHEN, L. GOLDFARB, M. I. GOMIS, M. HUANG, K. LEITZELL, E. LONNOY, J. B. R. MATTHEWS, T. K. MAYCOCK, T. WATERFIELD, O. YELKÇI, R. YU & B. ZHOU. Cambridge, United Kingdom et New York, NY, USA : Cambridge University Press.
- ARMOUR, Kyle C., Cecilia M. BITZ & Gerard H. ROE (2013). « *Time-Varying Climate Sensitivity from Regional Feedbacks* ». *Journal of Climate* 26.13, p. 4518-4534. DOI : [10.1175/JCLI-D-12-00544.1](https://doi.org/10.1175/JCLI-D-12-00544.1).
- ARRHENIUS, Svante (1896). « *On the influence of carbonic acid in the air upon the temperature of the ground* ». *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science* 41.251, p. 237-276.
- BAGNELL, A. & T. DE VRIES (2021). « *20th century cooling of the deep ocean contributed to delayed acceleration of Earth's energy imbalance* ». *Nature Communications* 12.1, p. 1-10.
- BAMBER, Jonathan, Richard WESTAWAY, Ben MARZEION & Bert WOUTERS (2018). « *The land ice contribution to sea level during the satellite era* ». *Environmental Research Letters* 13.6, p. 063008.
- BARNES, Elizabeth A. & Randal J. BARNES (2015). « *Estimating linear trends : simple linear regression versus epoch differences* ». *Journal of climate* 28.2.4, p. 9969-9976.
- BARNOUD, Anne, W. T. PFEFFER, Adrien GUÉROU, Marie-Laure FRERY, Mathilde SIMEON, Anny CAZENAVE, Jianli CHEN, William LLOVEL, Virginie THIERRY, Jean-François LEGEAIS & Michaël ABLAIN (2021). « *Contributions of Altimetry and Argo to Non-Closure of the Global Mean Sea Level Budget Since 2016* ». *Geophys. Res. Lett.* 48.14, e2021GL092824.
- BELLOUIN, N., J. QUAAAS, E. GRYSPEERDT, S. KINNE, P. STIER, D. WATSON-PARRIS, Olivier BOUCHER, K. S. CARSLAW, M. CHRISTENSEN, A.-L. DANIAU, Jean-Louis DUFRESNE, G. FEINGOLD, Stephanie FIEDLER, Piers M. FORSTER, Andrew GETTELMAN, J. M. HAYWOOD, U. LOHMANN, F. MALAVELLE, Thorsten MAURITSEN, Daniel T. MCCOY, G. MYHRE, J. MÜLMENSTÄDT, D. NEUBAUER, A. POSSNER, Maria A. A. RUGENSTEIN, Y. SATO, Michael SCHULZ, S. E. SCHWARTZ, O. SOURDEVAL, Trude STO-

- RELVMO, V. TOLL, D. WINKER & Bjorn STEVENS (2020). « *Bounding global aerosol radiative forcing of climate change* ». *Reviews of Geophysics* 58.1, e2019RG000660.
- BERGER, André & Marie-France LOUTRE (2004). « *Théorie astronomique des paléoclimats* ». *Compte-Rendus Géosciences* 336.7-8, p. 701-709.
- BILBAO, Roberto A.F., Jonathan GREGORY & Nathaëlle BOUTTES (2015). « *Analysis of the regional pattern of sea level change due to ocean dynamics and density change for 1993–2009 in observations and CMIP5 AOGCMs* ». *Climate Dyn.* 45.9, p. 2647-2666.
- BJORDAL, Jenny, Trude STORELMO, Kari ALTERSKJÆR & Tim CARLSEN (2020). « *Equilibrium climate sensitivity above 5°C plausible due to state-dependent cloud feedback* ». *Nature Geoscience* 13.11, p. 718-721.
- BLAZQUEZ, Alejandro (2020). « *Caractérisation par satellite des échanges d'eau entre l'océan et les continents aux échelles interannuelles à décennales* ». Thèse de doct. Université Toulouse III — Paul Sabatier.
- BLAZQUEZ, Alejandro, Benoît MEYSSIGNAC, Jean-Michel LEMOINE, Étienne BERTHIER, Aurélien RIBES & Anny CAZENAVE (2018). « *Exploring the uncertainty in GRACE estimates of the mass redistributions at the Earth surface : implications for the global water and sea level budgets* ». *Geophysical Journal International* 215.1, p. 415-430.
- BONY, Sandrine, Robert COLMAN, Vladimir M. KATSOV, Richard P. ALLAN, Christopher S. BRETHERTON, Jean-Louis DUFRESNE, Alex HALL, Stéphane HALLEGATTE, Marika M. HOLLAND, William J. INGRAM, David A. RANDALL, Brian J. SODEN, George TSELILOUDIS & Mark J. WEBB (2006). « *How Well Do We Understand and Evaluate Climate Change Feedback Processes?* ». *Journal of climate* 19.15, p. 3445-3482. DOI : [10.1175/JCLI3819.1](https://doi.org/10.1175/JCLI3819.1).
- BONY, Sandrine & Jean-Louis DUFRESNE (2005). « *Marine boundary layer clouds at the heart of tropical cloud feedback uncertainties in climate models* ». *Geophys. Res. Lett.* 32.20. DOI : [10.1029/2005GL023851](https://doi.org/10.1029/2005GL023851).
- BOUCHER, Olivier, Sébastien DENVIL, Arnaud CAUBEL & Marie-Alice FOUJOLS (2018). *IPSL IPSL-CM6A-LR model output prepared for CMIP6 CMIP*. DOI : [10.22033/ESGF/CMIP6.1534](https://doi.org/10.22033/ESGF/CMIP6.1534).
- BOYER, Tim P, Olga K BARANOVA, Carla COLEMAN, Hernan E GARCIA, Alexandra GRODSKY, Ricardo A LOCARNINI, Alexey V MISHONOV, Christopher R PAVER, James R REAGAN, Dan SEIDOV *et al.* (2018). « *NOAA Atlas NESDIS 87* ». *World Ocean Database*.
- BOYIN, Huang, Peter W. THORNE, Viva F. BANZON, Tim BOYER, Gennady CHEPURIN, Jay H. LAWRIK, Matthew J. MENNE, Thomas M. SMITH, Russell S. VOSE & Huai-Min ZHANG (2017). *NOAA Extended Reconstructed Sea Surface Temperature (ERSST), Version 5*. DOI : [doi:10.7289/V5T72FNM](https://doi.org/10.7289/V5T72FNM).
- BRAHIC, André (2006). « *La Terre, planète du Système solaire* ». *Sciences de la Terre et de l'univers*. Sous la dir. de Jean-Yves DANIEL. Paris : Vuibert.
- BUDYKO, Mikhaïl (1968). « *On the origin of ice ages* ». *Meteorol. Gidrol* 11, p. 3-12.
- (1969). « *The effect of solar radiation variations on the climate of the Earth* ». *Tellus* 21.5, p. 611-619.
- CALLENDAR, Guy Stewart (1938). « *The artificial production of carbon dioxide and its influence on temperature* ». *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* 64.275, p. 223-240.
- CAZENAVE, Anny & WCRP GLOBAL SEA LEVEL BUDGET GROUP (2018). « *Global sea-level budget 1993-present* ». *Earth System Science Data* 10.3, p. 1551-1590.
- CEPPI, Paulo & Jonathan GREGORY (2017). « *Relationship of tropospheric stability to climate sensitivity and Earth's observed radiation budget* ». *Proc. Natl. Acad. Sci.* 114.50, p. 13126-13131.
- (2019). « *A refined model for the Earth's global energy balance* ». *Climate Dynamics* 53.7, p. 4781-4797. ISSN : 1432-0894. DOI : [10.1007/s00382-019-04825-x](https://doi.org/10.1007/s00382-019-04825-x).
- CESANA, Grégory & Anthony D. DEL GENIO (2021). « *Observational constraint on cloud feedbacks suggests moderate climate sensitivity* ». *Nature Climate Change* 11.3, p. 213-218.
- CESS, Robert D. (1985). « *Nuclear war : Illustrative effects of atmospheric smoke and dust upon solar radiation* ». *Climate Change* 7.2, p. 237-251.
- CHAN, Duo, Gabriel A VECCHI, Wenchang YANG & Peter HUYBERS (2021). « *Improved simulation of 19th-and 20th-century North Atlantic hurricane frequency after correcting historical sea surface temperatures* ». *Science advances* 7.26, eabg6931.
- CHAO, B. F., Jingbo WU & Bin LI (2008). « *Impact of artificial reservoir water impoundment on global sea level* ». *Science* 320.5873, p. 212-214.
- CHARBIT, Sylvie, Laurent BOPP, Gilles RAMSTEIN, Jean-Louis DUFRESNE & Julien CATTIAUX (2013). « *Des climats du passé aux climats du futur* ». *Paléoclimatologie, enquête sur les climats anciens — Tome 2, Enquête sur les climats anciens*. Sous la dir. de Jean-Claude DUPLESSY & Gilles RAMSTEIN. Paris : CNRS Éditions / EDP Sciences.
- CHARNEY, Jule G., Akio ARAKAWA, D. James BAKER, Bert BOLIN, Robert Earl DICKINSON, M. GOODY Richard, Cecil E. LEITH, Henry M. STOMMEL & Carl I. WUNSCH (1979). *Carbon Dioxide and Climate : A Scientific Assessment*. The national Academies press. Washington D.C. : National research council.
- CHENAL, Jonathan, Benoît MEYSSIGNAC, Aurélien RIBES & Robin GUILLAUME-CASTEL (2022). « *Observational constraint on the climate sensitivity to atmospheric CO₂ concentrations derived from the 1971-2017 global energy budget* ». *Journal of climate* 35.14, p. 4469-4483. DOI : [10.1175/JCLI-D-21-0565.1](https://doi.org/10.1175/JCLI-D-21-0565.1).
- CHENG, Lijing, Kevin E TRENBERTH, John FASULLO, Tim BOYER, John ABRAHAM & Jiang ZHU (2017). « *Improved estimates of ocean heat content from 1960 to 2015* ». *Sc. Adv.* 3.3, e1601545.
- CHURCH, John A., J. N. WHITE & J. ARBLASTER (2005). « *Significant decadal-scale impact of volcanic eruptions on sea level and ocean heat content* ». *Nature* 437.
- CHURCH, John A., J. N. WHITE, L. F. KONIKOW, Catia M. DOMINGUES, J. G. COGLEY, Éric RIGNOT, Jonathan GREGORY, Michiel R. van den BROEKE, A. J. MONAGHAN & I. VELICOGNA (2011). « *Revisiting the Earth's sea-level and energy budgets from 1961 to 2008* ». *Geophys. Res. Lett.* 38.L18601. DOI : [doi:10.1029/2011GL048794](https://doi.org/10.1029/2011GL048794).
- CLARK, Peter U., Jeremy D. SHAKUN, Paul A. BAKER, Patrick J. BARTLEIN, Simon BREWER, Ed BROOK, Anders E. CARLSON, Hai CHENG, Darrell S. KAUFMAN, Zhengyu LIU, Thomas M. MARCHITTO, Alan C. MIX, Carrie MORRILL, Bette OTTO-BLIESNER,

- Katharina PAHNKE, James M. RUSSELL, Cathy WHITLOCK, Jess F. ADKINS, Jessica L. BLOIS, Jorie CLARK, Steven M. COLMAN, William B. CURRY, Ben P. FLOWER, Feng HE, Thomas C. JOHNSON, Jean LYNCH-STIEGLITZ, Vera MARKGRAF, Jerzy MCMANUS, Jerry X. MITROVICA, Patricio I. MORENO & John W. WILLIAMS (2012). « *Global climate evolution during the last deglaciation*. » *Proc. Natl. Acad. Sci.* 109.
- COULOMB, Alain (2014). « *Le marégraphe de Marseille -- De la détermination de l'origine des altitudes au suivi des changements climatiques : 130 d'observation du niveau de la mer* ». Presses de l'École nationale des ponts et chaussées.
- COWTAN, Kevin & Robert G. WAY (2014). « *Coverage bias in the HadCRUT4 temperature series and its impact on recent temperature trends* ». *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* 140.683, p. 1935-1944.
- DAVIES, J Huw & D Rhodri DAVIES (2010). « *Earth's surface heat flux* ». *Solid Earth* 1.1, p. 5-24.
- DESSLER, A. E. (2020). « *Potential problems measuring climate sensitivity from the historical record* ». *Journal of climate* 33.6, p. 2237-2248.
- DESSLER, A. E. & Piers M. FORSTER (2018). « *An estimate of equilibrium climate sensitivity from interannual variability* ». *J. Geophys. Res. : Atmos.* 123.16, p. 8634-8645.
- DESSLER, A. E., Thorsten MAURITSEN & Bjorn STEVENS (2018). « *The influence of internal variability on Earth's energy balance framework and implications for estimating climate sensitivity* ». *Atmos. Chem. Phys.* 18.7, p. 5147-5155.
- DICKINSON, Robert Earl (1989). « *Land surface* ». *Climate system modeling*. Sous la dir. de Kevin E. TRENBERTH. Cambridge : Cambridge university press.
- DICKINSON, Robert Earl, Robert D. CESS & R. T. WETHERALD (1982). « *Modeling climate changes due to carbon dioxide increases*. » *Unknown Journal*, p. 101-142.
- DIENG, Habib Boubacar, Anny CAZENAVE, Benoît MEYSSIGNAC & Michaël ABLAIN (2017a). « *New estimate of the current rate of sea level rise from a sea level budget approach* ». *Geophys. Res. Lett.* 44.8, p. 3744-3751.
- DIENG, Habib Boubacar, Anny CAZENAVE, Benoît MEYSSIGNAC, Karina VON SCHUCKMANN & Hindumathi PALANISAMY (2017b). « *Sea and land surface temperatures, ocean heat content, Earth's energy imbalance and net radiative forcing over the recent years* ». *International Journal of Climatology* 37, p. 218-229.
- DUFRESNE, Jean-Louis (2006). « *Jean-Baptiste Joseph Fourier et la découverte de l'effet de serre* ». *La météorologie* 53, p. 42-46.
- DUFRESNE, Jean-Louis & Sandrine BONY (2008). « *An assessment of the primary sources of spread of global warming estimates from coupled atmosphere-ocean models* ». *J. Climate* 21.19, p. 5135-5144.
- DUFRESNE, Jean-Louis & Jacques TREINER (2011). « *L'effet de serre atmosphérique : plus subtil qu'on ne le croit !* ». *Bulletin de l'Union des Physiciens*, p. 821-840.
- DUPLESSY, Jean-Claude & Gilles RAMSTEIN (2013). « *Paléoclimatologie : trouver, dater et interpréter les indices – tome I* ». CNRS Éditions, EDP Sciences.
- EDWARDS, Tamsin L, Sophie NOWICKI, Ben MARZEION, Regine HOCK, Heiko GOELZER, Hélène SEROUSSI, Nicolas C JOURDAIN, Donald A SLATER, Fiona E TURNER, Christopher J SMITH *et al.* (2021). « *Projected land ice contributions to twenty-first-century sea level rise* ». *Nature* 593.7857, p. 74-82.
- ESA SEA LEVEL CCI PROJECT TEAM (2017). *ESA Sea Level Climate Change Initiative (Sea_Level_cci) : Oceanic Indicators of Mean Sea Level Changes, Version 2.0*. Centre for Environmental Data Analysis.
- ETMINAN, Maryam, G. MYHRE, Eleanor J. HIGHWOOD & Keith P. SHINE (2016). « *Radiative forcing of carbon dioxide, methane, and nitrous oxide : A significant revision of the methane radiative forcing* ». *Geophys. Res. Lett.* 43.24, p. 12-614.
- EYRING, Veronika, Sandrine BONY, G. A. MEEHL, Catherine A. SENIOR, Bjorn STEVENS, R. J. STOUFFER & Karl E. TAYLOR (2016). « *Overview of the Coupled Model Intercomparison Project Phase 6 (CMIP6) experimental design and organization* ». *Geosc. mod. dev.* 9.5, p. 1937-1958. DOI : [doi:10.5194/gmd-9-1937-2016](https://doi.org/10.5194/gmd-9-1937-2016).
- FARRELL, W. E. & J. A. CLARK (1976). « *On postglacial sea level* ». *Geophysical journal of the Royal astronomical society* 46.3, p. 647-667.
- FITZGERALD, James W. (1991). « *Marine aerosols : A review* ». *Atmospheric Environment. Part A. General Topics* 25.3-4, p. 533-545.
- FLUTEAU, Frédéric (2013). « *L'évolution des climats à l'échelle des temps géologiques : le rôle des changements paléoclimatiques* ». *Paléoclimatologie, enquête sur les climats anciens – Tome 2, Emboîter les pièces du puzzle : comprendre et modéliser un système complexe*. Sous la dir. de Jean-Claude DUPLESSY & Gilles RAMSTEIN. Paris : CNRS Éditions / EDP Sciences.
- FORSTER, Piers M. (2016). « *Inference of climate sensitivity from analysis of Earth's energy budget* ». *Annual review of Earth and Planetary Sciences* 44, p. 86-105.
- FORSTER, Piers M. & Jonathan GREGORY (2006). « *The Climate Sensitivity and Its Components Diagnosed from Earth Radiation Budget Data* ». *Journal of climate* 19.1, p. 39-52. DOI : [10.1175/JCLI3611.1](https://doi.org/10.1175/JCLI3611.1).
- FORSTER, Piers M., Trude STORELMO, Kyle C. ARMOUR, M. COLLINS, Jean-Louis DUFRESNE, D. J. FRAME, D. J. LUNT, Thorsten MAURITSEN, Matthew D. PALMER, Masahiro WATANABE, M. WILD & H. ZHANG (2021). « *The Earth's Energy Budget, Climate Feedbacks, and Climate Sensitivity* ». *Climate Change 2021 : The Physical Science Basis. Contribution of Working Group I to the Sixth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change*. Sous la dir. de MASSON-DELMOTTE, V., P. ZHAI, A. PIRANI, S. L. CONNORS, C. PÉAN, S. BERGER, N. CAUD, Y. CHEN, L. GOLDFARB, M. I. GOMIS, M. HUANG, K. LEITZELL, E. LONNOY, J. B. R. MATTHEWS, T. K. MAYCOCK, T. WATERFIELD, O. YELEKÇI, R. YU & B. ZHOU. Cambridge, United Kingdom et New York, NY, USA : Cambridge University Press.
- FOURIER, Jean-Baptiste Joseph (1824). « *Remarques générales sur les températures du globe terrestre et des espaces planétaires* ». *Annales de physique et de chimie 2^e série*.XXVII, p. 136-167.
- FOX-KEMPER, B., H. T. HEWITT, C. XIAO, G. ADALGEIRSDOTTIR, S. S. DRIJFHOUT, Tamsin L. EDWARDS, Nicholas R. GOLLEDGE, M. HEMER, Robert E. KOPP, G. KRINNER, Alan C. MIX, D. NOTZ, Sophie NOWICKI, I. S. NURHATI, L. RUIZ, Jean-Baptiste SALLÉE, Aimée SLANGEN & Y. YU (2021a). « *Ocean, Cryosphere and Sea Level Change* ». *Climate Change 2021 : The Physical Science Basis. Contribution of Working Group I to the Sixth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change*. Sous la dir. de MASSON-DELMOTTE, V., P. ZHAI, A. PIRANI, S. L. CONNORS, C. PÉAN, S. BERGER, N. CAUD, Y. CHEN, L. GOLDFARB, M. I. GOMIS, M. HUANG, K. LEITZELL, E. LONNOY, J. B. R. MATTHEWS, T. K. MAYCOCK, T. WATERFIELD, O. YELEKÇI, R. YU & B. ZHOU. Cambridge, United Kingdom et New York, NY, USA : Cambridge University Press.

- FOX-KEMPER, B., H. T. HEWITT, C. XIAO, G. ADALGEIRSDOTTIR, S. S. DRIFHOUT, Tamsin L. EDWARDS, Nicholas R. GOLLEDGE, M. HEMER, Robert E. KOPP, G. KRINNER, Alan C. MIX, D. NOTZ, Sophie NOWICKI, I. S. NURHATI, L. RUIZ, Jean-Baptiste SALLÉE, Aimée SLANGEN & Y. YU (2021b). « *Ocean, Cryosphere and Sea Level Change Supplementary Material* ». *Climate Change 2021 : The Physical Science Basis. Contribution of Working Group I to the Sixth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change*. Sous la dir. de MASSON-DELMOTTE, V., P. ZHAI, A. PIRANI, S. L. CONNORS, C. PÉAN, S. BERGER, N. CAUD, Y. CHEN, L. GOLDFARB, M. I. GOMIS, M. HUANG, K. LEITZELL, E. LONNOY, J. B. R. MATTHEWS, T. K. MAYCOCK, T. WATERFIELD, O. YELEKÇI, R. YU & B. ZHOU. Cambridge, United Kingdom et New York, NY, USA : Cambridge University Press.
- FREDERIKSE, Thomas, Felix W. LANDERER, Lambert CARON, Surendra ADHIKARI, David PARKES, Vincent W. HUMPHREY, Sönke DANGENDORF, Peter HOGARTH, Laure ZANNA, Lijing CHENG & Yun-Hao WU (2020). « *The causes of sea-level rise since 1900* ». *Nature* 584.7821, p. 393-397.
- FRESSOZ, Jean-Baptiste & Fabien LOCHER (2020). « *Les révoltes du ciel – Une histoire du changement climatique xv^e-xx^e siècle* ». Seuil.
- FRIEDLINGSTEIN, Pierre, Michael O'SULLIVAN, Matthew W JONES, Robbie M ANDREW, Judith HAUCK, Are OLSEN, Glen P PETERS, Wouter PETERS, Julia PONGRATZ, Stephen STITCH *et al.* (2020). « *Global carbon budget 2020* ». *Earth Syst. Sc. Dat.* 12.4, p. 3269-3340.
- GARNER, G. G., R. E. KOPP, T. HERMANS, A. B. A. SLANGEN, G. KOUBBE, M. TURILLI, S. JHA, T. L. EDWARDS, A. LEVERMANN, S. NOWICKI, M. D. PALMER & C. SMITH (in prep.). « *Framework for Assessing Changes To Sea-level (FACTS)* ». *Geoscientific Model Development*.
- GEBBIE, G. & P. HUYBERS (2019). « *The little ice age and 20th-century deep Pacific cooling* ». *Science* 363.6422, p. 70-74.
- GEIER, Erika B., Richard N. GREEN, David P. KRATZ, Patrick MINNIS, Walt F. MILLER, Sandra K. NOLAN & Carla B. FRANKLIN (2003). *Clouds and the Earth's radiant energy system (CERES) : Data management system ; Single satellite footprint TOA/surface fluxes and clouds (SSF) collection document*. Rapp. tech. release 2, version 1. NASA Langley research center.
- GEOFFROY, Olivier, David SAINT-MARTIN, Dirk OLIVIE, Aurore VOLDOIRE, Gilles BELLON & Sophie TYTÉCA (2013a). « *Transient climate response in a two-layer energy-balance model. Part I : Analytical solution and parameter calibration using CMIP5 AOGCM experiments* ». *Journal of Climate* 26.6, p. 1841-1857.
- (2013b). « *Transient climate response in a two-layer energy-balance model. Part II : Representation of the efficacy of deep-ocean heat uptake and validation for CMIP5 AOGCMs* ». *Journal of Climate* 26.6, p. 1859-1876.
- GOOD, Simon A, Matthew J MARTIN & Nick A RAYNER (2013). « *EN4 : Quality controlled ocean temperature and salinity profiles and monthly objective analyses with uncertainty estimates* ». *J. Geophys. Res. : Oc.* 118.12, p. 6704-6716.
- GOURETSKI, Viktor & Klaus Peter KOLTERMANN (2007). « *How much is the ocean really warming?* ». *Geophys. Res. Lett.* 34.1. DOI : <https://doi.org/10.1029/2006GL027834>.
- GREGORY, Jonathan (2000). « *Vertical heat transports in the ocean and their effect on time-dependent climate change* ». *Climate Dynamics* 16.7, p. 501-515.
- GREGORY, Jonathan & Timothy ANDREWS (2016). « *Variation in climate sensitivity and feedback parameters during the historical period* ». *Geophys. Res. Lett.* 43.8, p. 3911-3920. DOI : <https://doi.org/10.1002/2016GL068406>.
- GREGORY, Jonathan, Timothy ANDREWS & Paulo CEPPI (2019a). « *How accurately can the climate sensitivity to CO₂ be estimated from historical climate change?* ». *Climate Dynamics* 54, p. 129-157. DOI : [10.1007/s00382-019-04991-y](https://doi.org/10.1007/s00382-019-04991-y).
- GREGORY, Jonathan, Stephen M GRIFFIES, Chris W HUGHES, Jason A. LOWE, John A. CHURCH, Ichiro FUKIMORI, Natalya GOMEZ, Robert E. KOPP, Felix W. LANDERER, Gonéri LE COZANNET, Rui M PONTE, Detlef STAMMER, Mark. E TAMISIEA & Roderik van de WAL (2019b). « *Concepts and terminology for sea level : Mean, variability and change, both local and global* ». *Surveys in Geophysics* 40.6, p. 1251-1289.
- GREGORY, Jonathan, William J. INGRAM, Matthew D. PALMER, Gareth S. JONES, P. A. STOTT, R. B. THORPE, Jason A. LOWE, T. C. JOHNS & K. D. WILLIAMS (2004). « *A new method for diagnosing radiative forcing and climate sensitivity* ». *Geophys. Res. Lett.* 31.3. DOI : [10.1029/2003GL018747](https://doi.org/10.1029/2003GL018747).
- GROSE, Michael R., Jonathan GREGORY, Robert COLMAN & Timothy ANDREWS (2018). « *What Climate Sensitivity Index Is Most Useful for Projections?* ». *Geophys. Res. Lett.* 45.3, p. 1559-1566. DOI : [10.1002/2017GL075742](https://doi.org/10.1002/2017GL075742).
- GULEV, S.K., P.W. THORNE, J. AHN, F.J. DENTENER, C.M. DOMINGUES, S. GERLAND, D. GONG, D.S. KAUFMAN, H.C. NNAMCHI, J. QUAAS, J.A. RIVERA, S. SATHYENDRANATH, S.L. SMITH, B. TREWIN, K. von SCHUCKMANN & R.S. VOSE (2021). « *Changing State of the Climate System* ». *Climate Change 2021 : The Physical Science Basis. Contribution of Working Group I to the Sixth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change*. Sous la dir. de MASSON-DELMOTTE, V., P. ZHAI, A. PIRANI, S. L. CONNORS, C. PÉAN, S. BERGER, N. CAUD, Y. CHEN, L. GOLDFARB, M. I. GOMIS, M. HUANG, K. LEITZELL, E. LONNOY, J. B. R. MATTHEWS, T. K. MAYCOCK, T. WATERFIELD, O. YELEKÇI, R. YU & B. ZHOU. Cambridge, United Kingdom et New York, NY, USA : Cambridge University Press.
- HAKUBA, Maria Z., Thomas FREDERIKSE & Felix W. LANDERER (2021). « *Earth's Energy Imbalance from the ocean perspective (2005-2019)* ». *Geophys. Res. Lett.* e2021GL093624.
- HANSEN, James, M. SATO, Gary L. RUSSELL & P. KHARECHA (2013). « *Climate sensitivity, sea level and atmospheric carbon dioxide* ». *Philosophical Transactions of the Royal Society A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences* 371.2001, p. 20120294.
- HERMANS, Tim H. J., Jonathan GREGORY, Matthew D. PALMER, Mark A. RINGER, Caroline A. KATSMAN & Aimée SLANGEN (2021). « *Projecting global mean sea-level change using CMIP6 models* ». *Geophys. Res. Lett.* 48.5, e2020GL092064.
- HERSBACH, Hans, Bill BELL, Paul BERRISFORD, Shoji HIRAHARA, András HORÁNYI, Joaquín MUÑOZ-SABATER, Julien NICOLAS, Carole PEUBEY, Raluca RADU, Dinand SCHEPERS, Adrian SIMMONS, Cornel SOCI, Saleh ABDALLA, Xavier ABELLAN, Gianpaolo BALSAMO, Peter BECHTOLD, Gionata BIAVATI, Jean BIDLOT, Massimo BONAVITA, Giovanna DE CHIARA, Per DAHLGREN, Dick P. DEE, Michail DIAMANTAKIS, Rossana DRAGANI, Johannes FLEMMING, Richard FORBES, Manuel FUENTES, Alan GEER, Leopold HAIMBERGER, Sean HEALY, Robin J. HOGAN, Elias V. HÓLM, Marta JANISKOVÁ, Sarah KEELEY, Patrick LALOYAUX, Philippe LOPEZ, Cristina LUPU, Gabor RADNOTI, Patricia de ROSNAY, Iryna ROZUM, Freja VAMBORG, Sébastien VILLAUME & Jean-Noël

- THÉPAUT (2020). « *The ERA5 global reanalysis* ». *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* 146.730, p. 1999-2049. DOI : <https://doi.org/10.1002/qj.3803>.
- HOPE, Chris (2015). « *The 10 trillion USD value of better information about the transient climate response* ». *Philosophical transactions* A 373.
- HORWATH, M., B. D. GUTKNECHT, A. CAZENAVE, H. K. PALANISAMY, F. MARTI, B. MARZEION, F. PAUL, R. LE BRIS, A. E. HOGG, I. OTOSAKA, A. SHEPHERD, P. DÖLL, D. CÁCERES, H. MÜLLER SCHMIED, J. A. JOHANNESSEN, J. E. Ø. NILSEN, R. P. RAJ, R. FORSBERG, L. SANDBERG SØRENSEN, V. R. BARLETTA, S. B. SIMONSEN, P. KNUDSEN, O. B. ANDERSEN, H. RANNDAL, S. K. ROSE, C. J. MERCHANT, C. R. MACINTOSH, K. von SCHUCKMANN, K. NOVOTNY, A. GROH, M. RESTANO & J. BENVENISTE (2022). « *Global sea-level budget and ocean-mass budget, with a focus on advanced data products and uncertainty characterisation* ». *Earth Syst. Sc. Dat.* 14.2, p. 411-447. DOI : [10.5194/essd-14-411-2022](https://doi.org/10.5194/essd-14-411-2022).
- HOUGHTON, J. T., Yihui DING, D. J. GRIGGS, M. NOGUER, P. J. van der LINDEN, X. DAI, K. MASKELL & C. A. JOHNSON (2001). « *Climate change 2001 : The scientific basis* ». Cambridge, United Kingdom et New York, NY, USA : Cambridge university press.
- HOUGHTON, J. T., L. G. MERIA FIKHO, B. A. CALLANDER, N. HARRIS, A. KATTENBERG & K. MASKELL (1995). « *Climate change 1995 : The science of climate change* ». Cambridge, United Kingdom et New York, NY, USA : Cambridge university press.
- HUANG, Boyin, Peter W THORNE, Viva F BANZON, Tim BOYER, Gennady CHEPURIN, Jay H LAWRIEMORE, Matthew J MENNE, Thomas M SMITH, Russell S VOSE & Huai-Min ZHANG (2017). « *Extended reconstructed sea surface temperature, version 5 (ERSSTv5) : upgrades, validations, and intercomparisons* ». *Journal of Climate* 30.20, p. 8179-8205.
- HUANG, Yi & Maziar BANI SHAHABADI (2014). « *Why logarithmic ? A note on the dependence of radiative forcing on gas concentration* ». *J. Geophys. Res. : Atmos.* 119.24, p. 13, 683-13, 689. DOI : [10.1002/2014JD022466](https://doi.org/10.1002/2014JD022466).
- HULBURT, Edward Olson (1931). « *The temperature of the lower atmosphere of the earth* ». *Physical Review* 38.10, p. 1876.
- IOC, SCOR & IAPSO (2015). « *The International thermodynamic equation of seawater--2010 : calculation and use of thermodynamic properties.[includes corrections up to 31st October 2015]* ». UNESCO.
- IPCC (2019). « *Climate Change and Land : an IPCC special report on climate change, desertification, land degradation, sustainable land management, food security, and greenhouse gas fluxes in terrestrial ecosystems* ». Sous la dir. de P.R. SHUKLA, J. SKEA, E. Calvo BUENDIA, V. MASSON-DELMOTTE, H.-O. PÖRTNER, D. C. ROBERTS, P. ZHAI, R. SLADE, S. CONNORS, R. van DIEMEN, M. FERRAT, E. HAUGHEY, S. LUZ, S. NEOGI, M. PATHAK, J. PETZOLD, J. Portugal PEREIRA, P. VYAS, E. HUNTLEY, K. KISSICK, M. BELKACEMI & J. MALLEY. WMO, UNEP.
- (2021). « *Summary for Policymakers* ». *Climate Change 2021 : The Physical Science Basis. Contribution of Working Group I to the Sixth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change*. Sous la dir. de MASSON-DELMOTTE, V., P. ZHAI, A. PIRANI, S. L. CONNORS, C. PÉAN, S. BERGER, N. CAUD, Y. CHEN, L. GOLDFARB, M. I. GOMIS, M. HUANG, K. LEITZEL, E. LONNOY, J. B. R. MATTHEWS, T. K. MAYCOCK, T. WATERFIELD, O. YELEKÇI, R. YU & B. ZHOU. Cambridge, United Kingdom et New York, NY, USA : Cambridge University Press.
- (2022). « *Summary for Policymakers* ». *Climate Change 2022 : Mitigation of Climate Change. Contribution of Working Group III to the Sixth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change*. Sous la dir. de MASSON-DELMOTTE, V., P. ZHAI, A. PIRANI, S. L. CONNORS, C. PÉAN, S. BERGER, N. CAUD, Y. CHEN, L. GOLDFARB, M. I. GOMIS, M. HUANG, K. LEITZEL, E. LONNOY, J. B. R. MATTHEWS, T. K. MAYCOCK, T. WATERFIELD, O. YELEKÇI, R. YU & B. ZHOU. Cambridge, United Kingdom et New York, NY, USA : Cambridge University Press.
- IPCC & J. T. HOUGHTON (1990). « *IPCC first assessment report* ». WMO.
- ISHII, Masayoshi, Yoshikazu FUKUDA, Shoji HIRAHARA, Soichiro YASUI, Toru SUZUKI & Kanako SATO (2017). « *Accuracy of global upper ocean heat content estimation expected from present observational data sets* ». *Sola* 13, p. 163-167.
- IUGG (1979). *Chroniques de l'UGGI, X^{VI}e Assemblée générale – IUGG chronicle – Comptes-rendus, deuxième partie*. Resolutions of the union and of the associations. Available at http://www.iugg.org/resolutions/1979_IUGG_GA_Resolutions.pdf. Canberra.
- JOHNSON, Gregory C., John M. LYMAN & Norman G. LOEB (2016). « *Improving estimates of Earth's energy imbalance* ». *Nature Climate Change* 6.7, p. 639-640.
- JOUSSEAUME, Sylvie & Jean-Claude DUPLESSY (2013). « *Le système climatique : son fonctionnement et son histoire* ». *Paléoclimatologie, enquête sur les climats anciens – Tome 1, Trouver, dater et interpréter les indices*. Sous la dir. de Jean-Claude DUPLESSY & Gilles RAMSTEIN. Paris : CNRS Éditions / EDP Sciences.
- JOUZEL, Jean, Claude LORIUS, Jean-Robert PETIT, G. GENTHON, N. I. BARKOV, V. M. KOTLYAKOV & V. M. PETROV (1987). « *Vostok ice core : a continuous isotope temperature record over the last climatic cycle (160,000 years)* ». *Nature* 329.6138, p. 403.
- KAY, Jennifer E, Clara DESER, A PHILLIPS, A MAI, Cecile HANNAY, Gary STRAND, Julie Michelle ARBLASTER, SC BATES, Gokhan DANABASOGLU, James EDWARDS et al. (2015). « *The Community Earth System Model (CESM) large ensemble project : A community resource for studying climate change in the presence of internal climate variability* ». *Bulletin of the American Meteorological Society* 96.8, p. 1333-1349.
- KELLEY, Maxwell, Gavin A. SCHMIDT, Larissa NAZARENKO, Sonya K. MILLER, Susanne E. BAUER, Reto RUEDY, Gary L. RUSSELL, Igor ALEINOV, Mike BAUER, Rainer BLECK, Vittorio CANUTO, Grégory CESANA, Yen CHENG, Thomas L. CLUNE, Jolene COOK, Carlos A. CRUZ, Anthony D. DEL GENIO, Gregory S. ELSAESSER, Greg FALUVEGI, Nancy Y. KIANG, Daehyun KIM, Andrew A. LACIS, Anthony LÉBOISSETIER, Allegra N. LEGRANDE, Ken K. LO, John C. MARSHALL, Sonali MCDERMID, Elaine E. MATTHEWS, Keren MEZUMAN, Lee T. MURRAY, Valdar OINAS, Clara ORBE, Carlos Pérez GARCIA-PANDO, Jan P. PERLWITZ, Michael J. PUMA, David RIND, Anastasia ROMANOU, Drew T. SHINDELL, Shan SUN, Nick TAUSNEV, Kostas TSIGARIDIS, George TSELILOUDIS, Ensheng WENG, Jingbo WU & Mao-Sung YAO (2020). « *GISS-E2.1 : Configurations and Climatology* ». *J. Adv. Mod. Earth Syst.* 12.8, e2019MS002025.
- KENDALL, Roblyn A, Jeffrey X. MITROVICA & G. A. MILNE (2005). « *On post-glacial sea level-II. Numerical formulation and comparative results on spherically symmetric models* ». *Geophysical Journal International* 161.3, p. 679-706.

- KJELSDEN, Kristian K, Niels J KORSGAARD, Anders A BJØRK, Shfaqat A KHAN, Jason E BOX, Svend FUNDER, Nicolaj K LARSEN, Jonathan L BAMBER, William COLGAN, Michiel VAN DEN BROEKE, Marie-Louise SIGGAARD-ANDERSEN, Christopher Nuth NUTH, Anders SCHOMACKER, Camilla S. ANDRESEN, Eske WILLERSLEV & Kurt H. KJÆR (2015). « *Spatial and temporal distribution of mass loss from the Greenland Ice Sheet since AD 1900* ». *Nature* 528.7582, p. 396-400.
- KNUTTI, Reto, Maria A. A. RUGENSTEIN & Gabriele C. HEGERL (2017). « *Beyond equilibrium climate sensitivity* ». *Nature Geoscience* 10.10, p. 727.
- KOPP, R. (2022). *Personnal communication*.
- LAEPPLÉ, Thomas & Peter HUYBERS (2014). « *Ocean surface temperature variability : Large model-data differences at decadal and longer periods* ». *Proceedings of the National Academy of Sciences* 111.47, p. 16682-16687.
- LASKAR, Jacques, François JOUTEL & Philippe ROBUTEL (1993). « *Stabilization of the Earth's obliquity by the Moon* ». *Nature* 361, p. 615-617.
- LAWRENCE, Mark G. (2005). « *The relationship between relative humidity and the dewpoint temperature in moist air : A simple conversion and applications* ». *Bull. Amer. Meteor. Soc.* 86.2, p. 225-234.
- LENSSEN, Nathan JL, Gavin A SCHMIDT, James E HANSEN, Matthew J MENNE, Avraham PERSIN, Reto RUEDY & Daniel ZYSS (2019). « *Improvements in the GISTEMP uncertainty model* ». *Journal of Geophysical Research : Atmospheres* 124.12, p. 6307-6326.
- LEVITUS, Sydney, J. I. ANTONOV, Tim BOYER, Olga K. BARANOVA, Hernan Eduardo GARCIA, R. A. LOCARNINI, Alejandro RICARDO, A. V. MISHONOV, J. R. REAGAN, Dan SEIDOV, Evgeny YAROSH & M. M. ZHENG (2012). « *World ocean heat content and thermosteric sea level change (0-2000 m), 1955-2010* ». *Geophysical Research Letters* 39.10.
- LEVITUS, Sydney, J. I. ANTONOV, Tim BOYER, R. A. LOCARNINI, Hernan Eduardo GARCIA & A. V. MISHONOV (2009). « *Global ocean heat content 1955-2008 in light of recently revealed instrumentation problems* ». *Geophys. Res. Lett.* 36.7. DOI : <https://doi.org/10.1029/2008GL037155>.
- LEWIS, Nicholas & Judith A. CURRY (2015). « *The implications for climate sensitivity of AR5 forcing and heat uptake estimates* ». *Climate Dynamics* 45.3-4, p. 1009-1023.
- (2018). « *The impact of recent forcing and ocean heat uptake data on estimates of climate sensitivity* ». *Journal of climate* 31.15, p. 6051-6071.
- LIU, Chunlei, Richard P. ALLAN, Paul BERRISFORD, Michael MAYER, Norman G. LOEB, Doug SMITH, Pier-Luigi VIDALE & John EDWARDS (2015). « *Combining satellite observations and reanalysis energy transports to estimate global net surface energy fluxes 1985-2012* ». *J. Geophys. Res.* : *Atmos.* 120.18, p. 9374-9389.
- LOEB, Norman G., David R. DOELLING, Hailan WANG, Wenyang SU, Cathy NGUYEN, Joseph G. CORBETT, Lusheng LIANG, Cristian MITRESCU, Fred G. ROSE & Seiji KATO (2018). « *Clouds and the earth's radiant energy system (CERES) energy balanced and filled (EBAF) top-of-atmosphere (TOA) edition-4.0 data product* ». *Journal of climate* 31.2, p. 895-918.
- LOEB, Norman G., Gregory C. JOHNSON, Tyler J THORSEN, John M. LYMAN, Fred G. ROSE & Seiji KATO (2021). « *Satellite and ocean data reveal marked increase in Earth's heating rate* ». *Geophys. Res. Lett.* 48.13, e2021GL093047.
- LOEB, Norman G., Hailan WANG, Richard P. ALLAN, Timothy ANDREWS, Kyle C. ARMOUR, Jason N. S. COLE, Jean-Louis DUFRESNE, Piers M. FORSTER, Andrew GETTELMAN, Huan GUO, Thorsten MAURITSEN, Yi MING, David PAYNTER, Cristian PROISTOESCU, Malte F. STUECKER, Ulrika WILLÉN & Klaus WYSER (2020). « *New Generation of Climate Models Track Recent Unprecedented Changes in Earth's Radiation Budget Observed by CERES* ». *Geophys. Res. Lett.* 47.5, e2019GL086705. DOI : <https://doi.org/10.1029/2019GL086705>.
- LOEB, Norman G., Bruce A. WIELICKI, David R. DOELLING, G. Louis SMITH, Dennis F. KEYES, Seiji KATO, Natividad MANALO-SMITH & T. WONG (2009). « *Toward optimal closure of the Earth's top-of-atmosphere radiation budget* ». *Journal of climate* 22.3, p. 748-766.
- LORIUS, Claude, Jean JOUZEL, D. RAYNAUD, James HANSEN & Hervé LE TREUT (1990). « *The ice-core record : climate sensitivity and future greenhouse warming* ». *Nature* 347.6289, p. 139-145.
- LORIUS, Claude, Jean JOUZEL, Catherine RITZ, L. MERLIVAT, N. I. BARKOV, Y. S. KOROTKEVICH & V. M. KOTLYAKOV (1985). « *A 150,000-year climatic record from Antarctic ice* ». *Nature* 316.6029, p. 591-596.
- LOWE, Jason A & Jonathan M GREGORY (2006). « *Understanding projections of sea level rise in a Hadley Centre coupled climate model* ». *Journal of Geophysical Research : Oceans* 111.C11.
- MAHOWALD, Natalie, Samuel ALBANI, Jasper F. KOK, Sebastian ENGELSTAEDER, Rachel SCANZA, Daniel S. WARD & Mark G. FLANNER (2014). « *The size distribution of desert dust aerosols and its impact on the Earth system* ». *Aeolian Research* 15, p. 53-71.
- MANABE, Syukuro & Robert F. STRICKLER (1964). « *Thermal Equilibrium of the Atmosphere with a Convective Adjustment* ». *J. Atmos. Sci.* 21.4, p. 361-385. DOI : [10.1175/1520-0469\(1964\)021<0361:TEOTAW>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1964)021<0361:TEOTAW>2.0.CO;2).
- MANABE, Syukuro & R. T. WETHERALD (1967). « *Thermal equilibrium of the atmosphere with a given distribution of relative humidity* ». *J. Atmos. Sci.* 24.3, p. 241-259.
- MANTUA, Nathan J & Steven R HARE (2002). « *The Pacific decadal oscillation* ». *Journal of oceanography* 58.1, p. 35-44.
- MARTI, Florence, Alejandro BLAZQUEZ, Benoît MEYSSIGNAC, Michaël ABLAIN, Anne BARNOUD, Robin FRAUDEAU, Rémi JUGIER, Jonathan CHENAL, Gilles LARNICOL, Julia PFEFFER, Jérôme BENVENISTE & Marco RESTANO (2022). « *Monitoring the ocean heat content and the earth energy imbalance from space altimetry and space gravimetry* ». *Earth Syst. Sc. Dat.* 14.1, p. 229-249.
- MARVEL, Kate, Robert PINCUS, Gavin A. SCHMIDT & Ron L. MILLER (2018). « *Internal Variability and Disequilibrium Confound Estimates of Climate Sensitivity From Observations* ». *Geophys. Res. Lett.* 45.3, p. 1595-1601. DOI : <https://doi.org/10.1002/2017GL076468>.
- MARVEL, Kate, Gavin A. SCHMIDT, Sonya K. MILLER & Larissa NAZARENKO (2016). « *Implications for climate sensitivity from the response to individual forcings* ». *Nature Climate Change* 6.4, p. 386.
- MAURITSEN, Thorsten (2016). « *Clouds cooled the Earth* ». *Nature Geoscience* 9.12, p. 865-867.
- McDOUGALL, Trevor J. (2003). « *Potential enthalpy : A conservative oceanic variable for evaluating heat content and heat fluxes* ». *J. Phys. Oceanogr.* 33.5, p. 945-963.

- MEINSHAUSEN, Malte, Zebedee RJ NICHOLLS, Jared LEWIS, Matthew J GIDDEN, Elisabeth VOGEL, Mandy FREUND, Urs BEYERLE, Claudia GESSNER, Alexander NAUELS, Nico BAUER *et al.* (2020). « *The shared socio-economic pathway (SSP) greenhouse gas concentrations and their extensions to 2500* ». *Geoscientific Model Development* 13.8, p. 3571-3605.
- MELET, Angélique & Benoît MEYSSIGNAC (2015). « *Explaining the spread in global mean thermohaline sea level rise in CMIP5 climate models* ». *Journal of climate* 28, p. 9918-9940. DOI : doi : 10.1175/JCLI-D-15-0200.1.
- MEYSSIGNAC, Benoît, Tim BOYER, Zhongxiang ZHAO, Maria Z. HAKUBA, Felix W. LANDERER, Detlef STAMMER, Armin KÖHL, Seiji KATO, Tristan L'ECUYER, Michaël ABLAIN, John Patrick ABRAHAM, Alejandro BLAZQUEZ, Anny CAZENAVE, John A. CHURCH, Rebecca COWLEY, Lijing CHENG, Catia M. DOMINGUES, Donata GIGLIO, Viktor GOURETSKI, Masayoshi ISHII, Gregory C. JOHNSON, Rachel E. KILLICK, David LEGLER, William LLOVEL, John M. LYMAN, Matthew D. PALMER, Steve PIOTROWICZ, Sarah G. PURKEY, Dean ROEMMICH, Rémy ROCA, Abhishek SAVITA, Karina VON SCHUCKMANN, Sabrina SPEICH, Graeme STEPHENS, Gongjie WANG, Susan Elisabeth WIJFFELS & Nathalie ZILBERMAN (2019). « *Measuring Global Ocean Heat Content to Estimate the Earth Energy Imbalance* ». *Frontiers in Marine Science* 6, p. 432. ISSN : 2296-7745. DOI : 10.3389/fmars.2019.00432.
- MEYSSIGNAC, Benoît, Jonathan CHENAL, Norman G. LOEB & Robin GUILLAUME-CASTEL (subm.). « *Historical observations of the Earth energy budget show the climate feedback parameter varies with time in response to the Pacific Decadal Oscillation* ». *Nature Communications Earth & Environment* tbd, tbd.
- MITROVICA, Jerry X. & G. A. MILNE (2003). « *On post-glacial sea level : I. General theory* ». *Geophysical Journal International* 154.2, p. 253-267.
- MÖLLER, Fritz (1963). « *On the influence of changes in the CO₂ concentration in air on the radiation balance of the earth's surface and on the climate* ». *J. Geophys. Res.* 68.13, p. 3877-3886.
- MUNCK, Walter & Carl I. WUNSCH (1998). « *Abyssal recipes II : Energetics of tidal and wind mixing* ». *Deep Sea Research Part I : Oceanographic Research Papers* 45.12, p. 1977-2010.
- MYERS, Timothy A., Ryan C. SCOTT, Mark D. ZELINKA, Stephen A. KLEIN, Joel R. NORRIS & Peter Martin CALDWELL (2021). « *Observational constraints on low cloud feedback reduce uncertainty of climate sensitivity* ». *Nature Climate Change* 11.6, p. 501-507.
- MYHRE, G., Kjetil Schanke AAS, William D. CHERIAN R. COLLINS, Greg FALUVEGI, Mark G. FLANNER, Piers M. FORSTER, Ø. HODNEBROG, Z. KLIMONT, M. T. LUND, J. MÜLMENSTÄDT, Dirk OLIVIÉ, Michael PRATHER, J. QUAAS, B. H. SAMSET, J. L. SCHNELL, Michael SCHULZ, Drew T. SHINDELL, Ragnhild Bieltvedt SKEIE, Toshihiko TAKEMURA & S. TSYRO (2017). « *Multi-model simulations of aerosol and ozone radiative forcing due to anthropogenic emission changes during the period 1990-2015* ». *Atmos. Chem. Phys.* 17.4, p. 2709-2720. DOI : 10.5194/acp-17-2709-2017.
- MYHRE, G., Drew T. SHINDELL, François-Marie BRÉON, William D. COLLINS, J. FUGLESTVEDT, J. HUANG, D. KOCH, J.-F. LAMARQUE, D. LEE, B. MENDOZA, T. NAKAJIMA, A. ROBOCK, Graeme STEPHENS, Toshihiko TAKEMURA & H. ZHANG (2013). « *Anthropogenic and natural radiative forcing* ». *Climate Change 2013 : The Physical Science Basis. Contribution of Working Group I to the Fifth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change*. Sous la dir. de T. F. STOCKER, D. QIN, G.-K. PLATTNER, M. TIGNOR, Myles R. ALLEN, J. BOSCHUNG, A. NAUELS, Y. XIA, V. BEX & P. M. MIDGLEY. Cambridge, United Kingdom et New York, NY, USA : Cambridge University Press.
- NEWMAN, Matthew, Michael A ALEXANDER, Toby R AULT, Kim M COBB, Clara DESER, Emanuele DI LORENZO, Nathan J MANTUA, Arthur J MILLER, Shoshiro MINOBE, Hisashi NAKAMURA, Niklas SCHNEIDER, Daniel J. VIMONT, Adam S. PHILLIPPS, James D. SCOTT & Catherine A. SMITH (2016). « *The Pacific decadal oscillation, revisited* ». *Journal of Climate* 29.12, p. 4399-4427.
- NOWICKI, Sophie, Antony J. PAYNE, Eric LAROUR, Heiko SEROUSSI Hélène Goelzer, William H. LIPSCOMB, Jonathan GREGORY & Ayako and ABE-OUCHI (2016). « *Ice sheet model intercomparison project (ISMIP6) contribution to CMIP6* ». *Geosc. mod. dev.* 9.12, p. 4521-4545.
- OTTO, Alexander, F. E. L. OTTO, Olivier BOUCHER, John A. CHURCH, Gabriele C. HEGERL, Piers M. FORSTER, Nathan P. GILLET, Jonathan GREGORY, Gregory C. JOHNSON, Reto KNUTTI, Nicholas LEWIS, U. LOHMANN, J. MAROTZKE, G. MYHRE, Drew T. SHINDELL, Bjorn STEVENS & Myles R. ALLEN (2013). « *Energy budget constraints on climate response* ». *Nature Geoscience* 6, p. 415-416.
- PAILLARD, Didier (2013). « *Climat et cycles astronomiques* ». *Paléoclimatologie, enquête sur les climats anciens – Tome 2, Enquête sur les climats anciens*. Sous la dir. de Jean-Claude DUPLESSY & Gilles RAMSTEIN. Paris : CNRS Éditions / EDP Sciences.
- PALEOSENS (2012). « *Making sense of palaeoclimate sensitivity* ». *Nature* 491, p. 683-691.
- PARKES, David & Ben MARZEION (2018). « *Twentieth-century contribution to sea-level rise from uncharted glaciers* ». *Nature* 563.7732, p. 551-554.
- PERRETTE, M., Felix W. LANDERER, R. RIVA, K. FRIELER & M. MEINSHAUSEN (2013). « *A scaling approach to project regional sea level rise and its uncertainties* ». *Earth Syst. Dyn.* 4.1, p. 11-29. DOI : 10.5194/esd-4-11-2013.
- PETIT, Gérard & Brian LUZUM (2010). *IERS conventions (2010)*. Rapp. tech. Bureau International des Poids et Mesures (Sèvres, France).
- PETIT, Jean-Robert, Jean JOUZEL, D. RAYNAUD, N. I. BARKOV, J.-M. BARNOLA, Isabelle BASILE, Jérôme CHAPPELLAZ, M. DAVIS, G. DELAYGUE, M. DELMOTTE, V. M. KOTLYAKOV, M. LEGRAND, V. Y. LIPENKOV, Claude LORUIS, L. PÉPIN, Catherine RITZ, E. SALTZMANN & M. STIEVENARD (1999). « *Climate and atmospheric history of the past 420,000 years from the Vostok ice core, Antarctica* ». *Nature* 399.6735, p. 429.
- PINCUS, Robert, Piers M. FORSTER & Bjorn STEVENS (2016). « *The Radiative Forcing Model Intercomparison Project (RFMIP) : Experimental protocol for CMIP6* ». *Geosc. mod. dev.* 9.9. ISSN : 1991-9603. DOI : 10.5194/gmd-9-3447-2016.
- PLASS, Gilbert N. (1956). « *The carbon dioxide theory of climatic change* ». *Tellus* 8.2, p. 140-154.
- POLI, Paul, Hans HERSBACH, D. G. H. TAN, Dick P. DEE, Jean-Noël THÉPAUT, Adrian SIMMONS, Carole PEUBEY, Patrick LALOYAX, T. KOMORI, Paul BERRISFORD, Rossana DRAGANI, Y. TRÉMOLET, Elias V. HÓLM, I. ISAKSEN & Mike FISHER (2013). « *The data assimilation system and initial performance evaluation of the ECMWF pilot reanalysis of the 20th-century assimilating surface observations only (ERA-20C)* ». *ERA Rep. Series* 14, p. 59.
- PRANDI, Pierre, Michaël ABLAIN, Anny CAZENAVE & Nicolas PICOT (2012). « *A new estimation of mean sea level in the Arctic Ocean from satellite altimetry* ». *Marine Geodesy* 35.sup1, p. 61-81.

- PURKEY, Sarah G. & Gregory C. JOHNSON (2010). « *Warming of global abyssal and deep Southern Ocean waters between the 1990s and 2000s : Contributions to global heat and sea level rise budgets* ». *Journal of climate* 23.23, p. 6336-6351.
- RAMANATHAN, V. (1988). « *The Greenhouse Theory of Climate Change : A Test by an Inadvertent Global Experiment* ». *Science* 240.4850, p. 293-299. ISSN : 0036-8075. DOI : [10.1126/science.240.4850.293](https://doi.org/10.1126/science.240.4850.293).
- RAMANATHAN, V., L. CALLIS, Robert D. CESS, James HANSEN, I. ISAKSEN, W. KUHN, Andrew A. LACIS, F. LUTHER, J. MAHLMAN, R. RECK & Michael SCHLESINGER (1987). « *Climate-chemical interactions and effects of changing atmospheric trace gases* ». *Reviews of Geophysics* 25.7, p. 1441-1482. DOI : [10.1029/RG025i007p01441](https://doi.org/10.1029/RG025i007p01441).
- RAMASWAMY, Venkatachalam, William D. COLLINS, J. M. HAYWOOD, J. LEAN, Natalie MAHOWALD, G. MYHRE, V. NAIK, Keith P. SHINE, Brian J. SODEN, G. STENCHIKOV & Trude STORELVMO (2019). « *Radiative forcing of climate : the historical evolution of the radiative forcing concept, the forcing agents and their quantification, and applications* ». *Meteorological monographs* 59, p. 14-1.
- RICHARDSON, Mark, Kevin COWTAN, Ed HAWKINS & Martin B. STOLPE (2016). « *Reconciled climate response estimates from climate models and the energy budget of Earth* ». *Nature Climate Change* 6.10, p. 931-935.
- ROBERTS, Malcolm J, Alex BAKER, Ed W BLOCKLEY, Daley CALVERT, Andrew COWARD, Helene T HEWITT, Laura C JACKSON, Till KUHLBRODT, Pierre MATHIOT, Christopher D ROBERTS *et al.* (2019). « *Description of the resolution hierarchy of the global coupled HadGEM3-GC3.1 model as used in CMIP6 High Res MIP experiments* ». *Geoscientific Model Development* 12.12, p. 4999-5028.
- ROBOCK, A. & Jianping MAO (1995). « *The volcanic signal in surface temperature observations* ». *Journal of climate* 8.5, p. 1086-1103.
- ROE, Gerard H. & Marcia B. BAKER (2007). « *Why Is Climate Sensitivity So Unpredictable?* ». *Science* 318.5850, p. 629-632. ISSN : 0036-8075. DOI : [10.1126/science.1144735](https://doi.org/10.1126/science.1144735).
- ROMPS, David M. (2017). « *Exact expression for the lifting condensation level* ». *J. Atmos. Sci.* 74.12, p. 3891-3900.
- RUGENSTEIN, Maria A. A. & Kyle C. ARMOUR (2021). « *Three flavors of radiative feedbacks and their implications for estimating Equilibrium Climate Sensitivity* ». *Geophys. Res. Lett.* 48.15, e2021GL092983.
- RUGENSTEIN, Maria A. A., Jonah BLOCH-JOHNSON, Ayako ABE-OUCHI, Timothy ANDREWS, Urs BEYERLE, Long CAO, Tarun CHADHA, Gokhan DANABASOGLU, Jean-Louis DUFRESNE, Lei DUAN, Marie-Alice FOUJOLS, T. L. FRÖLICHER, Olivier GEOFFROY, Jonathan GREGORY, Reto KNUTTI, Chao LI, Alice MARZOCCHI, Thorsten MAURITSEN, Matthew B. MENARY, Elisabeth MOYER, Larissa NAZARENKO, David PAYNTER, David SAINT-MARTIN, Gavin A. SCHMIDT & Shuting YAMAMOTO AkitomoYang (2019). « *LongRunMIP : Motivation and design for a large collection of millennial-length AOGCM simulations* ». *Bull. Amer. Meteor. Soc.* 100.12, p. 2551-2570.
- RUGENSTEIN, Maria A. A., Jonah BLOCH-JOHNSON, Jonathan GREGORY, Timothy ANDREWS, Thorsten MAURITSEN, Chao LI, T. L. FRÖLICHER, David PAYNTER, Gokhan DANABASOGLU, Shuting YANG, Jean-Louis DUFRESNE, Long CAO, Gavin A. SCHMIDT, Ayako ABE-OUCHI, Olivier GEOFFROY & Reto KNUTTI (2020). « *Equilibrium Climate Sensitivity Estimated by Equilibrating Climate Models* ». *Geophys. Res. Lett.* 47.4, e2019GL083898. DOI : <https://doi.org/10.1029/2019GL083898>.
- SCHLESINGER, Michael, C. Bruce ENTWISTLE & Bin LI (2012). « *Temperature-Profile/Lapse-Rate Feedback : A Misunderstood Feedback of the Climate System* ». *Atmospheric and Climate Sciences* 2.04, p. 474.
- SCHNEIDER, Niklas & Bruce D CORNUELLE (2005). « *The forcing of the Pacific decadal oscillation* ». *Journal of Climate* 18.21, p. 4355-4373.
- SCHNEIDER, Stephen H. (1989). « *Introduction to climate modeling* ». *Climate system modeling*. Sous la dir. de Kevin E. TRENBERTH. Cambridge : Cambridge university press.
- SELF, Stephen, Jing-Xia ZHAO, Rick E. HOLASEK, Ronnie C. TORRES & Alan J. KING (1996). « *The atmospheric impact of the 1991 Mount Pinatubo eruption* ». *Fire and mud : eruptions and lahars of Mount Pinatubo, Philippines*. Sous la dir. de Christopher G. NEWHALL & Raymundo S. PUNONGBAYAN. Quezon City, Seattle, London : Philippine Institute of Volcanology et Seismology, United States Geological Survey, University of Washington Press.
- SEN GUPTA, Alexander, Nicolas C. JOURDAIN, Jaclyn N. BROWN & Didier Paolo MONSELESAN (2013). « *Climate Drift in the CMIP5 Models* ». *Journal of climate* 26.21, p. 8597-8615. DOI : [10.1175/JCLI-D-12-00521.1](https://doi.org/10.1175/JCLI-D-12-00521.1).
- SENIOR, Catherine A. & John F. B MITCHELL (2000). « *The time-dependence of climate sensitivity* ». *Geophysical Research Letters* 27.17, p. 2685-2688.
- SHAKUN, Jeremy D., Peter U. CLARK, Feng HE, Shaun A. MARCOTT, Alan C. MIX, Zhengyu LIU, Bette OTTO-BLIESNER, Andreas SCHMITTNER & Édouard BARD (2012). « *Global warming preceded by increasing carbon dioxide concentrations during the last deglaciation* ». *Nature* 484.7392, p. 49-54.
- SHERWOOD, S., Mark J. WEBB, J. D. ANNAN, Kyle C. ARMOUR, Piers M. FORSTER, J. C. HARGREAVES, Gabriele C. HEGERL, Stephen A. KLEIN, Kate MARVEL, Eelco J. ROHLING, Masahiro WATANABE, Timothy ANDREWS, Pascale BRACONNOT, Christopher S. BRETHERTON, G. L. FOSTER, Zeke HAUSFATHER, A. S. VON DER HEYDT, Reto KNUTTI, Thorsten MAURITSEN, Joel R. NORRIS, Cristian PROISTOESCU, Maria A. A. RUGENSTEIN, Gavin A. SCHMIDT, Katarzyna B. TOKARSKA & Mark D. ZELINKA (2020). « *An assessment of Earth's climate sensitivity using multiple lines of evidence* ». *Reviews of Geophysics* 58, e2019RG000678. DOI : [10.1029/2019RG000678](https://doi.org/10.1029/2019RG000678).
- SKEIE, Ragnhild Bieltvedt, Terje BERNTSEN, Magne ALDRIN, Marit HOLDEN & G. MYHRE (2014). « *A lower and more constrained estimate of climate sensitivity using updated observations and detailed radiative forcing time series* ». *Earth Syst. Dyn.* 5.1, p. 139-175.
- (2018). « *Climate sensitivity estimates—sensitivity to radiative forcing time series and observational data* ». *Earth Syst. Dyn.* 9.2, p. 879-894.
- SMITH, C., Ryan J. KRAMER, Ryan J. KRAMER, G. MYHRE, Kari ALTERSKJÆR, M. COLLINS, Adriana SIMA, Claude BOUCHER, Jean-Louis DUFRESNE, Pierre NABAT, Martine MICHOU, Seiji YUKIMOTO, Jason N. S. COLE, David PAYNTER, Hideo SHIOGAMA, Fiona M. O'CONNOR, Eddy ROBERTSON, Andy WILTSHIRE, Timothy ANDREWS, Cécile HANNAY, Ron L. MILLER, Larissa NAZARENKO, Alf KIRKEVÅG, Dirk OLIVIÉ, Stephanie FIEDLER, Anna LEWISCHAL, Chloe MACKALLAH, Martin DIX, Robert PINCUS & Piers M. FORSTER (2020). « *Effective radiative forcing and adjustments in CMIP6 models* ». *Atmos. Chem. Phys.* 20.16, p. 9591-9618.

- SMITH, C., Z. R. J. NICHOLLS, Kyle C. ARMOUR, M. COLLINS, Piers M. FORSTER, M. MEINSHAUSEN, Matthew D. PALMER & Masahiro WATANABE (2021). « *The Earth's Energy Budget, Climate Feedbacks, and Climate Sensitivity Supplementary Material* ». *Climate Change 2021: The Physical Science Basis. Contribution of Working Group I to the Sixth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change*. Sous la dir. de MASSON-DELMOTTE, V., P. ZHAI, A. PIRANI, S. L. CONNORS, C. PÉAN, S. BERGER, N. CAUD, Y. CHEN, L. GOLDFARB, M. I. GOMIS, M. HUANG, K. LEITZEL, E. LONNOY, J. B. R. MATTHEWS, T. K. MAYCOCK, T. WATERFIELD, O. YELEKÇI, R. YU & B. ZHOU. Cambridge, United Kingdom et New York, NY, USA : Cambridge University Press.
- SOLOMON, Susan, D. QIN, M. MANNING, Z. CHEN, M. MARQUIS, K. B. AVERYT, M. TIGNOR & H. L. MILLER (2007). « *Climate change 2007: the physical science basis; working group I contribution to the fourth assessment report of the Intergovernmental panel on climate change* ». Cambridge university press.
- STEVENS, Bjorn, S. SHERWOOD, Sandrine BONY & Mark J. WEBB (2016). « *Prospects for narrowing bounds on Earth's equilibrium climate sensitivity* ». *Earth's Future* 4.11, p. 512-522.
- STOCKER, T. F., D. QIN, G.-K. PLATTNER, L. V. ALEXANDER, Myles R. ALLEN, N. L. BINDOFF, François-Marie BRÉON, John A. CHURCH, Ulrich CUBASCH, S. EMORI, Piers M. FORSTER, P. FRIEDLINGSTEIN, Nathan P. GILLET, Jonathan GREGORY, Dennis L. HARTMANN, E. JANSEN, B. KIRTMAN, Reto KNUTTI, K. KRISHNA KUMAR, P. LEMKE, J. MAROTZKE, V. MASSON-DELMOTTE, G. A. MEEHL, I. I. MOKHOV, S. PIAO, Venkatachalam RAMASWAMY, David A. RANDALL, M. RHEIN, M. ROJAS, C. SABINE, Drew T. SHINDELL, L. D. TALLEY, D. G. VAUGHAN & S.-P. XIE (2013). « *Technical summary* ». *Climate Change 2013: The Physical Science Basis. Contribution of Working Group I to the Fifth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change*. Sous la dir. de T.F. STOCKER, D. QIN, G.-K. PLATTNER, M. TIGNOR, S.K. ALLEN, J. BOSCHUNG, A. NAUELS, Y. XIA, V. BEX & P.M. MIDGLEY. Cambridge, United Kingdom et New York, NY, USA : Cambridge University Press.
- SWART, Neil C., Jason N. S. COLE, Viatcheslav V. KHARIN, Mike LAZARE, John F. SCINOCCHA, Nathan P. GILLET, James ANSTEY, Vivek ARORA, James R. CHRISTIAN, Sarah HANNA, Yanjun JIAO, Warren G. LEE, Fouad MAJAESS, Oleg A. SAENKO, Christian SEILER, Clint SEINEN, Andrew SHAO, Michael SIGMOND, Larry SOLHEIM, Knut VON SALZEN, Duo YANG & Barbara WINTER (2019). « *The Canadian Earth System Model version 5 (CanESM5, 0.3)* ». *Geosc. mod. dev.* 12.11, p. 4823-4873.
- TATEBE, Hiroaki, Tomoo OGURA, Tomoko NITTA, Yoshiki KOMURO, Koji OGOSHI, Toshihiko TAKEMURA, Kengo SUDO, Miho SEKIGUCHI, Manabu ABE, Fuyuki SAITO, Minoru CHIKIRA, Shingo WATANABE, Masato MORI, Nagio HIROTA, Yoshio KAWATANI, Takashi MOCHIZUKI, Kei YOSHIMURA, Kumiko TAKATA, Ryouta O'ISHI, Dai YAMAZAKI, Tatsuo SUZUKI, Masao KUROGI, Takahito KATAOKA, Masahiro WATANABE & Masahide KIMOTO (2019). « *Description and basic evaluation of simulated mean state, internal variability, and climate sensitivity in MIROC6* ». *Geosc. mod. dev.* 12.7, p. 2727-2765.
- TOKARSKA, Katarzyna B., Gabriele C. HEGERL, Andrew P. SCHURER, Piers M. FORSTER & Kate MARVEL (2020). « *Observational constraints on the effective climate sensitivity from the historical period* ». *Environmental Research Letters* 15.3, p. 034043.
- TRENBERTH, Kevin E., John FASULLO, Karina VON SCHUCKMANN & Lijing CHENG (2016). « *Insights into Earth's energy imbalance from multiple sources* ». *Journal of Climate* 29.20, p. 7495-7505.
- VIAL, Jessica, Jean-Louis DUFRESNE & Sandrine BONY (2013). « *On the interpretation of inter-model spread in CMIP5 climate sensitivity estimates* ». *Climate Dynamics* 41.11-12, p. 3339-3362.
- VOLDOIRE, Aurore, David SAINT-MARTIN, Stéphane SÉNÉSI, B. DECHARME, A. ALIAS, Matthieu CHEVALLIER, Jeanne COLIN, J-F GUÉRÉMY, M. MICHOU, M-P MOINE *et al.* (2019). « *Evaluation of CMIP6 deck experiments with CNRM-CM6-1* ». *Journal of Advances in Modeling Earth Systems* 11.7, p. 2177-2213.
- VON SCHUCKMANN, Karina, Lijing CHENG, Matthew D. PALMER, James HANSEN, Caterina TASSONE, Valentin AICH, Susheel ADUSUMILLI, Hugo BELTRAMI, Tim BOYER, Francisco-José CUEST-VALERO, Damien DESBRUYÈRES, Catia M. DOMINGUES, Almudena GARCÍA-GARCÍA, Pierre GENTINE, John GILSON, Maximilian GORFER, Leopold HAIMBERGER, Masayoshi ISHII, Gregory C. JOHNSON, Rachel E. KILLICK, Brian A. KING, Gottfried KIRCHENGAST, Nicolas KOŁODZIEJCZYK, John M. LYMAN, Ben MARZEION, Michael MAYER, Maeva MONIER, Didier Paolo MONSELESAN, Sarah G. PURKEY, Dean ROEMMICH, Axel SCHWEIGER, Sonia I. SENEVIRATNE, Andrew SHEPERD, Donald A. SLATER, Andrea K. STEINER, Fiammetta STRANEO, Mary-Louise TIMMERMANS & Susan Elisabeth WIJFFELS (2020). « *Heat stored in the Earth system: where does the energy go?* ». *Earth Syst. Sc. Dat.* 12, p. 2013-2041.
- WADA, Yoshihide, Min-Hui LO, Pat J-F YEH, John T REAGER, James S FAMIGLIETTI, Ren-Jie WU & Yu-Heng TSENG (2016). « *Fate of water pumped from underground and contributions to sea-level rise* ». *Nature Climate Change* 6.8, p. 777-780.
- WATKINS, Michael M., David N. WIESE, David N. WIESE, Dah-Ning YUAN, Carmen BOENING & Felix W. LANDERER (2015). « *Improved methods for observing Earth's time variable mass distribution with GRACE using spherical cap mascons* ». *Journal of geophysical research: Solid Earth* 120.4, p. 2648-2671.
- WINTON, Michael, A. ADCROFT, J. P. DUNNE, Isaac M. HELD, E. SHEVLIKOVA, Zhongxiang ZHAO, Huan GUO, W. HURLIN, J. KRASTING, T. KNUTSON, David PAYNTER, Levi G. SILVERS & R. ZHANG (2020). « *Climate Sensitivity of GFDL's CM4.0* ». *J. Adv. Mod. Earth Syst.* 12.1.
- WOOD, Robert & Christopher S. BRETHERTON (2006). « *On the Relationship between Stratiform Low Cloud Cover and Lower-Tropospheric Stability* ». *Journal of climate* 19.24, p. 6425-6432. DOI : [10.1175/JCLI3988.1](https://doi.org/10.1175/JCLI3988.1).
- WOODWORTH, Philipp (2012). « *A note on the nodal tide in sea level records* ». *J. Coastal Res.* 28.2, p. 316-323.
- WÖPPELMANN, Guy (1997). « *Rattachement géodésique des marégraphes dans un système de référence mondial par techniques de géodésie spatiale* ». Thèse de doct. Observatoire de Paris.
- WÖPPELMANN, Guy, C. LETETREL, Alvaro SANTAMARIA, Marie-Noëlle BOUIN, Xavier COLLILIEUX, Zuheir ALTAMIMI, K. D. WILLIAMS & B. MARTIN MIGUEZ (2009). « *Rates of sea-level change over the past century in a geocentric reference frame* ». *Geophys. Res. Lett.* 36.L12607. DOI : [doi: 10.1029/2009GL038720](https://doi.org/10.1029/2009GL038720).
- YIN, Qiu Zhen & André BERGER (2012). « *Individual contribution of insolation and CO₂ to the interglacial climates of the past 800,000 years* ». *Climate dynamics* 38.3-4, p. 709-724.

- YOSHIMORI, Masakazu, Masahiro WATANABE, Hideo SHIOGAMA, Akira OKA, Ayako ABE-OUCHI, Rumi OHGAITO & Youichi KAMAE (2016). « *A review of progress towards understanding the transient global mean surface temperature response to radiative perturbation* ». *Progress in Earth and Planetary Science* 3.1, p. 21.
- YUKIMOTO, Seiji, Hideaki KAWAI, Tsuyoshi KOSHIRO, Naga OSHIMA, Kohei YOSHIDA, Shogo URAKAWA, Hiroyuki TSUJINO, Makoto DEUSHI, Taichu TANAKA, Masahiro HOSAKA *et al.* (2019). « *The Meteorological Research Institute Earth System Model version 2.0, MRI-ESM2.0 : Description and basic evaluation of the physical component* ». *Journal of the Meteorological Society of Japan. Ser. II*.
- ZELINKA, Mark D., Timothy A. MYERS, Daniel T. MCCOY, Stephen PO-CHEDLEY, Peter Martin CALDWELL, Paulo CEPPI, Stephen A. KLEIN & Karl E. TAYLOR (2020). « *Causes of higher climate sensitivity in CMIP6 models* ». *Geophys. Res. Lett.* 47.1, e2019GL085782. DOI : [10.1029/2019GL085782](https://doi.org/10.1029/2019GL085782).
- ZHOU, Chen, Mark D. ZELINKA, A. E. DESSLER & M. WANG (2021). « *Greater committed warming after accounting for the pattern effect* ». *Nature Climate Change* 11.2, p. 132-136.
- ZHOU, Chen, Mark D. ZELINKA & Stephen A. KLEIN (2016). « *Impact of decadal cloud variations on the Earth's energy budget* ». *Nature Geoscience* 9.12, p. 871-874.
- (2017). « *Analyzing the dependence of global cloud feedback on the spatial pattern of sea surface temperature change with a Green's function approach* ». *J. Adv. Mod. Earth Syst.* 9.5, p. 2174-2189.

TABLE DES MATIÈRES

PROPOS LIMINAIRES	vii
SOMMAIRE	xi
THÈSE	I
RÉSUMÉS	3
INTRODUCTION	5
1 Introduction à l'énergétique du système climatique	5
1.1 Le système climatique et ses composants	5
1.2 L'équilibre radiatif	5
1.3 Le déséquilibre radiatif	7
1.4 Dynamique du bilan d'énergie	13
2 Le problème de la sensibilité climatique	15
2.1 La sensibilité climatique	15
2.2 Intérêt de la sensibilité climatique	17
2.3 Approches pour la détermination de la sensibilité climatique	21
2.4 La sensibilité climatique : une métrique durablement mal connue	31
2.5 Problématique de ma thèse : l'estimation observationnelle de la sensibilité climatique comme contrainte sur la dynamique du bilan d'énergie planétaire	37
I EFFET DE MOSAÏQUE THERMIQUE ET SENSIBILITÉ CLIMATIQUE	41
1 Estimation observationnelle par méthode des différences corrigée de l'effet de mosaïque thermique	41
1.1 Observations récentes	42
1.2 État de base	47
1.3 Correction de l'effet de mosaïque thermique dans l'estimation de la sensibilité climatique	51
1.4 Simulations de Monte-Carlo	51
2 Résultats, atouts et faiblesses de la méthode des différences et de mon modèle de correction	52
2.1 Résultats	52
2.2 Des incertitudes structurelles	57
II ESTIMATION OBSERVATIONNELLE DE LA SENSIBILITÉ CLIMATIQUE PAR RÉGRESSION	63
1 Données et méthode	63
1.1 Données	63
1.2 Méthode	65
2 Article : <i>Observational constraint on the climate sensitivity etc.</i>	67
3 Bilan critique	86
3.1 Éléments de correction de l'article	86
3.2 Bilan général	86
3.3 Une contribution à la réconciliation des estimations entre observations et simulations	86
3.4 La sensibilité climatique d'équilibre : la métrique introuvable ?	91

III VARIATIONS OBSERVÉES DU PARAMÈTRE DE RÉTROACTION CLIMATIQUE	93
1 Généralisation de la méthode des régressions	93
1.1 Méthode	93
1.2 Données	93
1.3 Traitements	96
1.4 Comparaisons et tests de sensibilité	97
2 Article : <i>Historical observations of the climate feedback parameter etc.</i>	99
3 Bilan : un premier pas vers la compréhension de la dynamique du bilan d'énergie	124
3.1 Résultats complémentaires à [MEYSSIGNAC <i>et al.</i> , subm.]	124
3.2 Remarques sur la méthodologie, les systèmes d'observation, et le formalisme	127
IV CONTRAINTES SUR LES PROJECTIONS CLIMATIQUES	129
1 Mise à jour de quelques indicateurs des politiques d'atténuation du changement climatique	130
1.1 Méthode de mise à jour des horizons climatiques	130
1.2 Horizons climatiques contraints	130
2 Mise à jour des projections climatiques	131
2.1 Méthode de contrainte des projections climatiques	131
2.2 Résultats des projections climatiques contraintes	135
CONCLUSION	147
1 Conclusions de la thèse	147
1.1 La formalisation d'une méthode d'estimation observationnelle de la sensibilité climatique d'équilibre	147
1.2 La démonstration de la faisabilité de l'étude observationnelle des variations de la sensibilité climatique	147
1.3 Les contraintes énergétiques sur les projections climatiques	147
2 Perspectives	148
2.1 À court et à long terme : anticiper un possible réchauffement plus important	148
2.2 L'observation de la sensibilité climatique : une opportunité pour la géodésie spatiale	148
2.3 Vers la généralisation du concept de sensibilité climatique	149
2.4 Pour des politiques climatiques appuyées sur les résultats de la recherche	149
ANNEXES	153
A RÉDUCTION DES VARIABLES ISSUES DES SIMULATIONS DES MODÈLES	155
1 Approche générale	155
1.1 Disponibilité des données	155
1.2 Terminologie sur les simulations	155
1.3 Réduction des grandeurs utiles	155
2 Projets et expériences de l'exercice CMIP6 utilisés	156
2.1 Expériences du projet CMIP	156
2.2 Expériences du projet RFMIP	156
3 Calcul des grandeurs demandées	156
3.1 Déséquilibre énergétique	156
3.2 Forçages radiatifs	157
3.3 Réponse radiative	157
3.4 Température globale moyenne de surface	158
4 Réalisations utilisées	158
4.1 Critères d'utilisation	158
4.2 Réalisations utilisées par modèle et par expérience	158
5 Validation de la stratégie de réduction	159
B BIAIS ET INCERTITUDES ASSOCIÉS À L'EFFET DE MOSAÏQUE THERMIQUE	161
1 Évolution temporelle du paramètre de réponse radiative	161
1.1 Données	161
1.2 Paramètre de rétroaction climatique variable et paramètre de rétroaction climatique moyen	161
2 Effet de mosaïque thermique libre : la variabilité interne	161
2.1 Modèle individuel	161
2.2 Ensemble de plusieurs modèles	162
3 Effet de mosaïque thermique forcée	162

3.1	Modèle individuel	162
3.2	Ensemble de plusieurs modèles	162
4	Résultats	163
4.1	Variabilité interne	163
4.2	Mosaïque thermique forcée	166
C	AJUSTEMENT DES PARAMÈTRES D'UNE LOI LOG-NORMALE	169
1	Valeur du forçage radiatif des aérosols	169
2	Construction d'une distribution asymétrique du forçage radiatif des aérosols	169
D	STATISTIQUES D'UNE DISTRIBUTION TRONQUÉE	171
1	Distribution non tronquée	171
2	Distribution tronquée	171
E	CALCUL DE L'INTENSITÉ DE L'INVERSION AU SOMMET DE LA COUCHE LIMITE	173
1	Expression physique	173
2	Variables requises pour le calcul de l'intensité de l'inversion de température par maille	174
2.1	Simulations de modèles	174
2.2	Réanalyses	174
3	Calcul de s	174
3.1	Moyenne sur masque	174
3.2	Parallélisation	175
3.3	Cas particulier des simulations de modèles	175
3.4	Cas particulier des réanalyses	175
F	ARTICLE NON INTÉGRÉ AU CORPS DU TEXTE	177
G	COMMUNICATIONS ORALES	199
	RÉFÉRENCES FINALES	201
	BIBLIOGRAPHIE	203
	TABLE DES MATIÈRES	213