

Modélisation spectrale des écoulements fortement anisothermes au sein des récepteurs solaires

Léa CHERRY^{1*}, Gilles FLAMANT², Françoise BATAILLE¹

¹PROMES-CNRS (UPR 8521), Université de Perpignan Via Domitia
Rambla de la thermodynamique, 66100 Perpignan (France)

² PROMES-CNRS (UPR 8521), 7 rue du Four solaire, 66120 Font-Romeu, France

*(Corresponding author : lea.cherry@promes.cnrs.fr)

Résumé - Les écoulements au sein des récepteurs solaires sont turbulents et fortement anisothermes, car soumis à d'importants gradients de température. Ces conditions engendrent un fort couplage entre transport de chaleur et dynamique de l'écoulement, ce qui nécessite des modélisations spécifiques pour rendre compte des effets de l'anisothermie sur la dynamique de l'écoulement. Dans cet article, nous nous concentrons en particulier sur les phénomènes de transfert d'énergie entre les échelles de la turbulence et de la thermique. Une analyse spectrale est développée et présentée.

Nomenclature

u	Vitesse	μ	Viscosité dynamique
ρ	Masse volumique	λ	Conductivité thermique
T	Température	r	Constante thermodynamique de l'air
P	Pression mécanique	$\bar{\cdot}$	Moyenne de Reynolds
P_0	Pression thermodynamique	\cdot'	Fluctuations de Reynolds
τ_{ij}	Tenseur des contraintes visqueuses	$\hat{\cdot}$	Transformée de Fourier
Q_l	Vecteur densité de flux de chaleur		
γ	Coefficient adiabatique		

1. Introduction

Les procédés solaires à concentration utilisent des miroirs afin de concentrer les rayons du soleil vers un récepteur solaire, au sein duquel s'écoule un fluide caloporteur. Ce récepteur est composé d'une paroi chaude, exposée au rayonnement solaire concentré, et d'une paroi froide. La différence de température entre ces deux parois peut atteindre plusieurs centaines de degrés. Le fluide caloporteur s'échauffe lors de son passage dans le récepteur solaire, avant d'être transporté vers des dispositifs de stockage de la chaleur ou de production d'électricité, comme illustré en figure 1.

Il est nécessaire de maximiser les échanges thermiques pariétaux au sein du récepteur, d'une part pour diminuer la température de paroi pour une température de fluide donnée, et d'autre part pour obtenir une température de fluide caloporteur la plus élevée possible. En effet, le rendement thermodynamique de conversion croît avec la température.

Le régime d'écoulement qui maximise les transferts thermiques au sein d'un fluide est le régime turbulent, c'est donc le régime d'écoulement choisi dans les récepteurs solaires. En plus de sa forte capacité de mélange, le régime turbulent est caractérisé par la large gamme de longueurs d'onde spatiales mises en jeu, ainsi que par son imprédictibilité. Ces caractéristiques rendent les simulations exactes de type DNS (Direct Numerical Simulation) coûteuses, et amènent à adopter une approche statistique pour développer des modèles de turbulence. L'écriture des équations de Navier-Stokes pour la partie fluctuante des grandeurs d'intérêt conduit à l'apparition de termes de corrélation non linéaires dans les équations, ce qui est connu comme

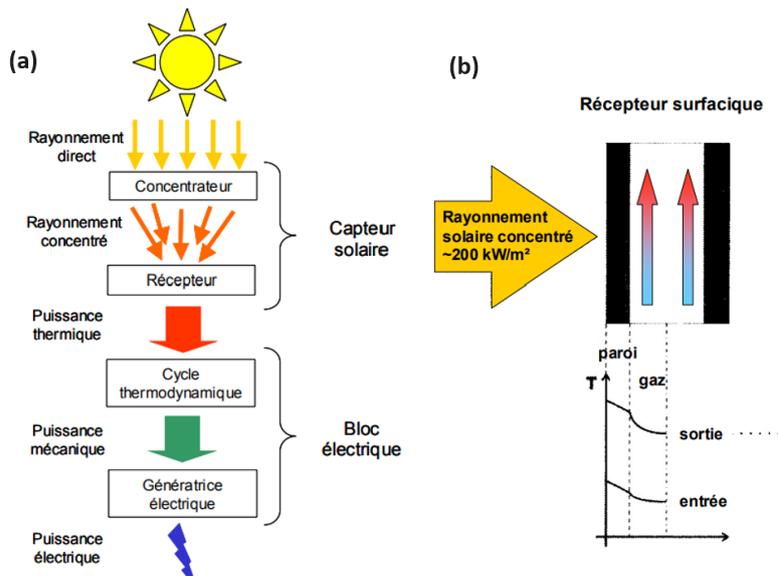


FIGURE 1: (a) Principe d'une centrale solaire (b) Principe d'un récepteur solaire surfacique

le problème de fermeture des équations turbulentes. Plusieurs familles de modèles ont été développées pour résoudre ce problème de fermeture, comme par exemple les modèles de type RANS (Reynolds Averaged Navier-Stokes), qui prennent le parti de donner une expression explicite pour les corrélations doubles en un point. Ces modèles ont été largement étudiés dans la littérature, et développés pour une variété d'applications. Cependant, le récepteur solaire a la particularité originale de présenter un fort couplage entre les effets dynamiques et les effets thermiques du fait des forts gradients de température mis en jeu, qui peuvent atteindre les 500°C . Ce cas particulier du récepteur solaire, dans lequel la température est un scalaire actif, a été peu étudié dans la littérature. Des simulations DNS ont été effectuées [1], ainsi que des simulations aux grandes échelles thermiques [2]. Cependant, afin d'améliorer la performance de ces simulations, il est nécessaire de mieux comprendre les phénomènes physiques mis en jeu.

Le point de vue spectral est particulièrement adapté pour étudier les interactions entre les différentes échelles de la turbulence. En effet, le passage de l'espace physique à l'espace spectral est réalisé au moyen de la transformée de Fourier, qui permet de passer d'une variable physique x à une variable spectrale k , inversement proportionnelle à la longueur d'onde spatiale. Ce point de vue permet d'exhiber les différentes échelles des structures tourbillonnaires de l'écoulement, et de rendre compte des transferts d'énergie entre tourbillons de différentes échelles.

Nous développons donc ici un modèle spectral de turbulence fortement anisotherme, pour décrire les interactions entre les effets thermiques et dynamiques de l'écoulement. Nous commencerons par donner les équations turbulentes correspondant à notre problème, avant d'en déduire les équations d'évolutions des corrélations doubles en deux points. Nous formulerons une série d'hypothèses qui permettra de rendre compte explicitement des effets de l'anisothermie sur les caractéristiques de l'écoulement que sont la masse volumique, la viscosité, la conductivité thermique et l'indice adiabatique.

2. Equations turbulentes

2.1. Approximation de faible nombre de Mach

Par hypothèse, le fluide est un gaz parfait, et les forces volumiques sont négligées. Nous nous plaçons ensuite dans le cas d'un écoulement à faible nombre de Mach, dans la continuité des travaux de modélisation effectués précédemment sur les récepteurs solaires [3], [4].

Ces équations s'obtiennent en adimensionnant les équations de Navier-Stokes, ce qui conduit à l'apparition de nombres sans dimension dans les équations, dont le nombre de Mach. En effectuant des développements limités des grandeurs mises en jeu en fonction du nombre de Mach, on obtient à l'ordre 0 :

$$\frac{\partial P_0}{\partial x_i} = 0 \quad (1)$$

où P_0 , appelée pression thermodynamique, est le terme d'ordre 0 du développement limité de la pression en fonction du nombre de Mach.

A l'ordre 1 en fonction du nombre de Mach, on obtient ensuite le système d'équations suivant [5] :

$$\frac{\partial \rho(\mathbf{x}, t)}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i(\mathbf{x}, t)}{\partial x_i} = 0 \quad (2)$$

$$\frac{\partial \rho(\mathbf{x}, t) u_i(\mathbf{x}, t)}{\partial t} + \frac{\partial \rho(\mathbf{x}, t) u_i(\mathbf{x}, t) u_l(\mathbf{x}, t)}{\partial x_l} = - \frac{\partial P(\mathbf{x}, t)}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{il}(\mathbf{x}, t)}{\partial x_l} \quad (3)$$

$$\frac{\partial \rho(\mathbf{x}, t) T(\mathbf{x}, t)}{\partial t} + \frac{\partial \rho(\mathbf{x}, t) u_l(\mathbf{x}, t) T(\mathbf{x}, t)}{\partial x_l} = - \frac{\gamma(T) - 1}{r} \frac{\partial Q_l(\mathbf{x}, t)}{\partial x_l} - \frac{\gamma(T) - 1}{r} P_0(t) \frac{\partial u_l(\mathbf{x}, t)}{\partial x_l} \quad (4)$$

$$T(\mathbf{x}, t) = \frac{P_0(t)}{\rho(\mathbf{x}, t) r} \quad (5)$$

P , appelée pression mécanique, est ici le terme d'ordre 1 du développement limité de la pression en fonction du nombre de Mach. Q_l est le vecteur densité de flux de chaleur. Il est donné par la loi de Fourier :

$$Q_l = -\lambda(T) \frac{\partial T}{\partial x_l} \quad (6)$$

L'approximation de faible nombre de Mach permet de simplifier considérablement l'équation de la chaleur 4 par rapport au cas général, en éliminant les termes de viscosité et la dépendance en la pression mécanique P . En conséquence, l'équation de la quantité de mouvement 3 et l'équation de la chaleur 4 sont découplées en pression.

En revanche, cette approximation n'a pas changé la forme des équations de continuité 2 ou de la quantité de mouvement 3. L'équation des gaz parfaits 5 est simplifiée, puisque la température et la masse volumique sont inversement proportionnelles en espace.

2.2. Décomposition de Reynolds

On utilise ensuite la décomposition de Reynolds pour décomposer les variables d'intérêt en une partie moyenne statistique et une partie fluctuante :

$$\mathbf{u} = \bar{\mathbf{u}} + \mathbf{u}' \quad ; \quad T = \bar{T} + T' \quad ; \quad \rho = \bar{\rho} + \rho' \quad ; \quad P = \bar{P} + P'$$

Afin d'obtenir les équations turbulentes, il est d'abord nécessaire de moyenner les équations 2 à 5. Ces équations moyennées sont ensuite soustraites aux équations générales, ce qui permet d'obtenir les équations d'évolution des quantités fluctuantes, aussi appelées équations turbulentes.

Une série d'hypothèses est ensuite effectuée : tout d'abord, les fluctuations de masse volumique sont supposées négligeables devant la masse volumique moyenne $\rho' \ll \bar{\rho}$. En conséquence, les expressions moyennées de corrélations mettant en jeu la masse volumique sont simplifiées. Par exemple,

$$\overline{\rho u_i} = \bar{\rho} \bar{u}_i \quad ; \quad \overline{\rho u_i u_j} = \bar{\rho} \bar{u}_i \bar{u}_j + \bar{\rho} \overline{u'_j u'_i} \quad (7)$$

Les fluctuations de masse volumique sont ensuite supposées stationnaires $\frac{\partial \rho'}{\partial t} = 0$, puis le gradient de pression mécanique est modélisé comme étant proportionnel à la vitesse :

$$\frac{\partial P'}{\partial x_i} = C_P u'_i \quad (8)$$

où C_P est une constante.

Par ailleurs, l'écoulement est supposé statistiquement quasi-homogène dans toutes les directions : les gradients moyens de vitesse sont constants ; le gradient moyen de température est faiblement variable en espace ; les corrélations doubles en un point sont supposées constantes en espace. Ces hypothèses reviennent à se placer en dehors des couches limites, dans lesquelles l'écoulement est fortement inhomogène.

On en déduit alors les équations turbulentes qui décrivent l'écoulement au sein du récepteur solaire :

$$\frac{\partial}{\partial x_l} (\bar{\rho}(\mathbf{x}) u'_l(\mathbf{x})) = 0 \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \bar{\rho}(\mathbf{x}) \frac{\partial u'_i(\mathbf{x})}{\partial t} + \overline{\rho(\mathbf{x}) u_i(\mathbf{x})} \frac{\partial u'_i(\mathbf{x})}{\partial x_l} + \overline{\rho(\mathbf{x})} u'_l(\mathbf{x}) \frac{\partial u'_i(\mathbf{x})}{\partial x_l} + \overline{\rho(\mathbf{x})} u'_l(\mathbf{x}) \frac{\partial \overline{u_i(\mathbf{x})}}{\partial x_l} \\ = -C_P u'_i + \frac{\partial \overline{\tau'_{il}(\mathbf{x})}}{\partial x_l} + \overline{u'_i(\mathbf{x}) u'_l(\mathbf{x})} \frac{\partial \overline{\rho(\mathbf{x})}}{\partial x_l} \end{aligned} \quad (10)$$

$$\frac{\partial \overline{\rho(\mathbf{x})} T'(\mathbf{x})}{\partial t} + \overline{\gamma \bar{\rho}(\mathbf{x})} T'(\mathbf{x}) \frac{\partial \overline{u_i(\mathbf{x})}}{\partial x_l} + \gamma \overline{\rho(\mathbf{x})} T'(\mathbf{x}) \frac{\partial u'_l(\mathbf{x})}{\partial x_l} - \overline{\gamma u'_l(\mathbf{x})} T'(\mathbf{x}) \frac{\partial \overline{\rho(\mathbf{x})}}{\partial x_l} = -\frac{\gamma - 1}{r} \frac{\partial Q'_l(\mathbf{x})}{\partial x_l} \quad (11)$$

$$P_0(t) = \rho(\mathbf{x}) r T(\mathbf{x}) \quad ; \quad \overline{P_0}(t) = \bar{\rho}(\mathbf{x}) r \overline{T}(\mathbf{x}) \quad ; \quad P'_0(t) = \bar{\rho}(\mathbf{x}) r T'(\mathbf{x}) \quad (12)$$

On remarque que ces équations ont des termes homogènes isotropes (en noir), des termes anisotropes (en bleu), et des termes anisothermes (en rouge). Ces termes sont identifiés par comparaison avec des études menées pour des écoulements homogènes isotropes [6] et anisotropes [7]. L'anisotropie est ici causée par le régime de convection forcée, qui entraîne une vitesse moyenne non nulle. L'anisothermie se reflète principalement par ses effets de dilatation, c'est à dire de variation spatiale de la masse volumique, comme le montre la présence d'un terme proportionnel au gradient de masse volumique.

Ces équations ne sont pas fermées, puisqu'elles comportent des termes non linéaires inconnus. Ces termes sont par exemple $\overline{\rho(\mathbf{x})} u'_i(\mathbf{x}) \frac{\partial u'_i(\mathbf{x})}{\partial x_l}$ dans l'équation de la quantité de mouvement ou $\gamma \overline{\rho(\mathbf{x})} T'(\mathbf{x}) \frac{\partial \overline{u_i(\mathbf{x})}}{\partial x_l}$ dans l'équation de la chaleur.

Par la suite, on supposera la conductivité thermique λ , l'indice adiabatique γ et la viscosité dynamique μ constantes. Les expressions du tenseur fluctuant des contraintes τ'_{ij} et du flux de chaleur fluctuant Q'_l sont alors respectivement données par :

$$\tau'_{ij}(\mathbf{x}) = \mu \left(\frac{\partial u'_i(\mathbf{x})}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_j(\mathbf{x})}{\partial x_i} - \frac{\partial u_l(\mathbf{x})}{\partial x_l} \right) \quad \text{et} \quad Q'_l(\mathbf{x}) = -\lambda \frac{\partial T'(\mathbf{x})}{\partial x_l} \quad (13)$$

3. Equations spectrales

On introduit dans cette partie la transformée de Fourier d'une variable a , définie par

$$\widehat{a}(\mathbf{k}, t) = \left(\frac{1}{2\pi} \right)^3 \int_{\mathbf{R}^3} a(\mathbf{x}, t) e^{-i\mathbf{x} \cdot \mathbf{k}} d\mathbf{x} \quad (14)$$

La transformée de Fourier permet de transformer une dérivation en un produit, ce qui simplifie l'étude des équations spectrales. En revanche, la transformée de Fourier d'un produit est un terme de convolution intégral :

$$\frac{\partial \widehat{a(\mathbf{x})}}{\partial x_i} = ik_i \widehat{a}(\mathbf{k}, t) \quad ; \quad \widehat{a(\mathbf{x})b(\mathbf{x})} = \int_{\mathbf{p}+\mathbf{q}=\mathbf{k}} \widehat{a}(\mathbf{p}) \widehat{b}(\mathbf{q}) d\mathbf{p} d\mathbf{q} \quad (15)$$

Ce terme intégral met en jeu toutes les triades \mathbf{p} , \mathbf{q} , \mathbf{k} , d'où la dénomination de terme d'interaction triadique (voir figure 2). L'ensemble des échelles de la turbulence contribuent à ce terme intégral.

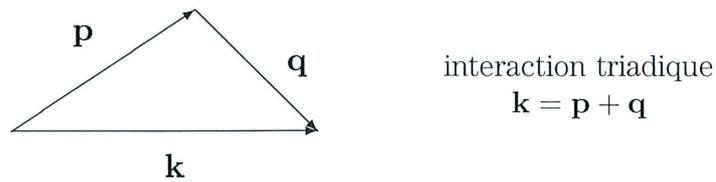


FIGURE 2: Interaction triadique

3.1. Equations spectrales turbulentes

Les termes non linéaires identifiés dans l'espace physique se traduisent donc dans l'espace de Fourier par des termes d'interaction triadique de même type que le terme de convolution présent dans l'équation 15. En particulier, les termes convolutifs mettant en jeu la masse volumique et la température ou la vitesse sont inconnus et n'ont, à notre connaissance, pas été traités dans la littérature, ce qui soulève un problème de fermeture supplémentaire. Nous avons donc décidé d'explicitier la relation entre les variations de température et de masse volumique par la loi suivante :

$$\rho = \rho_0 + \xi_n \frac{\partial T}{\partial x_n} \quad (16)$$

ρ_0 est ici un scalaire constant, et ξ un vecteur constant. Cette loi est issue d'une simplification de la loi des gaz parfaits à faible nombre de Mach. Elle revient à supposer que les variations de masse volumique sont directement causées par les variations de température, et que les effets de dilatation sont les principaux résultats de l'anisothermie.

Par souci de simplicité, nous faisons également l'hypothèse que la vitesse moyenne \bar{u} est constante, et nous ne gardons qu'un seul terme de variation temporelle dans les équations de la quantité de mouvement et de la chaleur. En conséquence, $\xi_n \int_{\mathbf{p}+\mathbf{q}=\mathbf{k}} i p_n \frac{\partial}{\partial t} \widehat{T}(\mathbf{p}) \widehat{u}'_i(\mathbf{q}) d\mathbf{p} d\mathbf{q}$ est négligé devant $\rho_0 \frac{\partial \widehat{u}'_i(\mathbf{k})}{\partial t}$, et $i \xi_n r \int_{\mathbf{p}+\mathbf{q}=\mathbf{k}} q_n \frac{\partial \widehat{T}'(\mathbf{p}) \widehat{T}(\mathbf{q})}{\partial t} d\mathbf{p} d\mathbf{q}$ est négligé devant $\rho_0 r \frac{\partial \widehat{T}'(\mathbf{k})}{\partial t}$. Les équations suivantes sont alors obtenues :

$$i \rho_0 k_l \widehat{u}'_l(\mathbf{k}) - \xi_n k_l \int_{\mathbf{p}+\mathbf{q}=\mathbf{k}} q_n \widehat{T}(\mathbf{q}) \widehat{u}'_l(\mathbf{p}) d\mathbf{p} d\mathbf{q} = 0 \quad (17)$$

$$\begin{aligned} \rho_0 \left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\mu}{\rho_0} k^2 + \bar{u}_l i k_l + C_P \right) \widehat{u}'_i(\mathbf{k}) + \rho_0 i k_l \int_{\mathbf{p}+\mathbf{q}=\mathbf{k}} \widehat{u}'_l(\mathbf{p}) \widehat{u}'_i(\mathbf{q}) d\mathbf{p} d\mathbf{q} \\ - \bar{u}_l \xi_n k_l \int_{\mathbf{p}+\mathbf{q}=\mathbf{k}} q_n \widehat{u}'_i(\mathbf{p}) \widehat{T}(\mathbf{q}) d\mathbf{p} d\mathbf{q} - \xi_n k_l \int_{\mathbf{p}+\mathbf{q}+\mathbf{r}=\mathbf{k}} p_n \widehat{T}(\mathbf{p}) \widehat{u}'_l(\mathbf{q}) \widehat{u}'_i(\mathbf{r}) d\mathbf{p} d\mathbf{q} d\mathbf{r} \\ = -\mu k_l k_i \widehat{u}'_l(\mathbf{k}) + \frac{2}{3} \mu k_i k_n \widehat{u}'_n(\mathbf{k}) - \overline{u'_i(\mathbf{x}) u'_l(\mathbf{x})} \xi_n k_l k_n \widehat{T}(\mathbf{k}) \end{aligned} \quad (18)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\lambda(\gamma-1)}{\rho_0 r} k^2 \right) \widehat{T}'(\mathbf{k}) + \frac{\gamma \rho(\mathbf{x}) T(\mathbf{x})}{\rho_0} i k_l \widehat{u}'_l(\mathbf{k}) = -\frac{\gamma}{\rho_0} \overline{T'(\mathbf{x}) u'_l(\mathbf{x})} \xi_n k_l k_n \widehat{T}(\mathbf{k}) \quad (19)$$

$$\begin{aligned} \overline{P}_0(t) \delta(\mathbf{k}) &= r \rho_0 \widehat{T}(\mathbf{x}) + \frac{r \xi_n}{2} i k_n \int_{\mathbf{p}+\mathbf{q}=\mathbf{k}} \widehat{T}(\mathbf{p}) \widehat{T}(\mathbf{q}) d\mathbf{p} d\mathbf{q} \\ \overline{P}'_0(t) \delta(\mathbf{k}) &= r \rho_0 \widehat{T}'(\mathbf{k}) + r \xi_n \int_{\mathbf{p}+\mathbf{q}=\mathbf{k}} \widehat{T}'(\mathbf{p}) i q_n \widehat{T}(\mathbf{q}) d\mathbf{p} d\mathbf{q} \end{aligned} \quad (20)$$

L'anisothermie a tout d'abord pour effet de perturber les équations de la continuité ainsi que des gaz parfaits. La divergence de la vitesse n'est en effet plus nulle, et la loi des gaz parfaits comporte un terme intégral supplémentaire.

Tout comme dans l'espace physique, les équations de la quantité de mouvement et de la chaleur comprennent des termes homogènes isotropes, des termes anisotropes et des termes anisothermes, avec la différence que les termes anisothermes sont plus nombreux dans l'espace spectral. La transformée de Fourier, ainsi que les approximations effectuées, ont donc permis de rendre compte plus finement des effets de l'anisothermie sur l'évolution des grandeurs d'intérêt.

Les termes anisothermes sont de plusieurs types. Il y a d'abord les termes intégraux d'interactions triadiques, qui rendent compte des transferts d'énergie entre échelles de la turbulence. Dans le cas homogène isotrope, le transfert d'énergie cinétique inter-échelles n'est pas affecté

par la température, puisque le terme de transfert de l'équation de la dynamique ne fait alors intervenir que les fluctuations de vitesse. Cependant, les termes de transfert anisothermes présents dans l'équation de la quantité de mouvement mettent en jeu à la fois les fluctuations de vitesse et le gradient de température moyen, ce qui laisse penser que le fort gradient de température influence les transferts d'énergie cinétique entre échelles de la turbulence.

On retrouve également l'équivalent spectral du terme d'anisothermie que l'on avait déjà mis en évidence dans l'espace physique. Ce terme y était proportionnel à la variation de masse volumique. Avec l'approximation effectuée sur la masse volumique, ce terme est maintenant proportionnel au gradient de température, dans l'équation de la quantité de mouvement comme dans l'équation de la chaleur.

On peut également remarquer que le terme homogène isotrope de l'équation de la chaleur n'est pas un terme de transfert. Cela s'explique par l'approximation de faible nombre de Mach, qui entraîne l'invariance spatiale du produit ρT . Cette simplification entraîne l'absence de terme de transfert dans l'équation de la chaleur, qui devient donc linéaire.

Ces équations ne sont pas fermées à cause de la présence de termes d'interaction non linéaires, qui mettent en jeu des moments d'ordre 2. Si l'on écrit l'équation d'évolution des moments d'ordre 2, celle-ci mettra en jeu les moments d'ordre 3, et de même pour les moments d'ordre trois et supérieurs [8]. Afin de fermer les équations spectrales, il est donc nécessaire de donner une équation d'évolution pour les moments d'ordre 2. Plusieurs modèles existent pour répondre à cette nécessité. L'un des plus étudiés est le modèle EDQNM (Eddy-Damped Quasi-Normal Markovianised). Il a été développé pour des écoulements incompressibles, homogènes, isotropes [9], avant d'être notamment étendu aux écoulements anisotropes [10]. En conséquence, ce modèle pourrait être un bon candidat pour fermer notre jeu d'équations.

3.2. Expression de la température moyenne

L'équation spectrale moyennée de la chaleur s'écrit :

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} - \frac{\lambda(\gamma - 1)}{\rho_0 r} k^2 - \frac{\gamma}{\rho_0} \overline{T'(\mathbf{x})u'_i(\mathbf{x})\xi_n k_n k_l} \right) \widehat{\overline{T}}(\mathbf{k}) = 0 \quad (21)$$

En supposant que $\overline{T'(\mathbf{x})u'_i(\mathbf{x})}$ est indépendant du temps, l'équation ci-dessus est donc une équation différentielle du premier ordre sans second membre. On peut donc en déduire une expression explicite pour la température moyenne spectrale :

$$\widehat{\overline{T}}(\mathbf{k}, t) = \widehat{\overline{T}}(\mathbf{k}, t = 0) e^{\omega(\mathbf{k})t} \quad \text{où} \quad \omega(\mathbf{k}) = \frac{\lambda(\gamma - 1)}{\rho_0 r} k^2 + \frac{\gamma}{\rho_0} \overline{T'(\mathbf{x})u'_i(\mathbf{x})\xi_n k_n k_l} \quad (22)$$

La température moyenne dépend donc des caractéristiques de l'écoulement (conductivité thermique, indice adiabatique et densité ρ_0), mais pas de la vitesse moyenne.

4. Conclusion

Dans cet article, nous avons décrit les caractéristiques spécifiques des écoulements au sein d'un récepteur solaire afin de dériver un modèle spectral prenant en compte ces caractéristiques. Après avoir formulé une série d'hypothèses, nous avons pu établir un système d'équations turbulentes spectrales, dans lequel nous avons identifié les termes liés à l'anisothermie.

Les hypothèses formulées dans cet article nous ont conduits à nous concentrer sur l'influence

des variations du gradient moyen de température sur la dynamique de l'écoulement. En particulier, les effets des fluctuations de masse volumique ont été négligés, de même que l'influence de l'anisothermie sur le coefficient adiabatique, la conductivité thermique et la viscosité. Nous avons également négligé les effets de couche limite en supposant l'écoulement quasi-homogène.

Le modèle montre que le gradient de température influe directement sur la dynamique de l'écoulement, en modifiant les interactions entre les échelles de la turbulence et la dissipation visqueuse. Nous avons également obtenu une expression explicite du gradient de température moyen. Ce jeu d'équations pourra dans le futur être fermé grâce à un modèle de type EDQNM.

Remerciements

Ce travail a été soutenu par le programme français « Investissements d'Avenir » géré par l'Agence Nationale de la Recherche (ANR) sous le contrat ANR-10-LABX-22-01 (labex SOLSTICE).

Références

- [1] Adrien Toutant and Françoise Bataille. Turbulence statistics in a fully developed channel flow submitted to a high temperature gradient. *International Journal of Thermal Sciences*, 74 :104–118, December 2013. doi : 10.1016/j.ijthermalsci.2013.06.003.
- [2] G. Brillant, S. Husson, F. Bataille, and F. Ducros. Study of the blowing impact on a hot turbulent boundary layer using thermal large eddy simulation. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 29(6) :1670–1678, 2008. ISSN 0142-727X. doi : <https://doi.org/10.1016/j.ijheatfluidflow.2008.06.011>.
- [3] Dorian Dupuy, Adrien Toutant, and Françoise Bataille. Artificial compressibility method for strongly anisothermal low Mach number flows. *Physical Review E*, 103(1) :013314, January 2021. doi : 10.1103/PhysRevE.103.013314.
- [4] Dorian Dupuy, Adrien Toutant, and Françoise Bataille. Study of the large-eddy simulation subgrid terms of a low mach number anisothermal channel flow. *International Journal of Thermal Sciences*, 135 :221–234, 2019. ISSN 1290-0729. doi : <https://doi.org/10.1016/j.ijthermalsci.2018.09.001>.
- [5] Yutaka Shimomura. Turbulent transport modeling in low mach number flows. *Physics of fluids*, 11(10), 1999. doi : <https://doi.org/10.1063/1.870171>.
- [6] Marcel Lesieur. *Turbulence in Fluids*, volume 1 of *Fluid Mechanics and Its Applications*. Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, 1990. doi : 10.1007/978-94-009-0533-7.
- [7] Vincent Mons, Claude Cambon, and Pierre Sagaut. A spectral model for homogeneous shear-driven anisotropic turbulence in terms of spherically averaged descriptors. *Journal of Fluid Mechanics*, 788 :147–182, December 2015. ISSN 1469-7645. doi : 10.1017/jfm.2015.705. URL <http://dx.doi.org/10.1017/jfm.2015.705>.
- [8] Claude Cambon and Julian F. Scott. Linear and nonlinear models of anisotropic turbulence. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 31(1) :1–53, January 1999. ISSN 0066-4189, 1545-4479. doi : 10.1146/annurev.fluid.31.1.1.
- [9] Steven A. Orszag. Analytical theories of turbulence. *Journal of Fluid Mechanics*, 41(2) :363–386, 1970. ISSN 0022-1120, 1469-7645. doi : 10.1017/S0022112070000642.
- [10] Claude Cambon, N. N. Mansour, and F. S. Godeferd. Energy transfer in rotating turbulence. *Journal of Fluid Mechanics*, 337 :303–332, 1997. ISSN 0022-1120, 1469-7645. doi : 10.1017/S002211209700493X.