

PARTIE III : CHAPITRE 4

EFFET D'UN FLUX DE CHALEUR DE TYPE LANDAU-FLUIDE ET D'UNE PRESSION ÉLECTRONIQUE TENSORIELLE

Sommaire

4.1	Modèle simulé et loi exacte	65
4.2	Etude préliminaire des simulations	66
4.3	Vérification des conclusions apportées par FERRAND, SAHRAOUI, LAVEDER et al. 2021 sur l'impact de la fermeture Landau-fluide	68
4.4	Synthèse d'une page	70

FERRAND, SAHRAOUI, LAVEDER et al. 2021 ont aussi utilisé des simulations prenant en compte un flux de chaleur \bar{q} gyrotrope obtenu grâce à une fermeture Landau-fluide. Il s'est avéré que ces simulations prennent aussi en compte un tenseur de pression électronique de type gyrotrope. Dans ce chapitre, nous proposons de regarder ces simulations afin d'étudier l'impact de ces contributions sur la cascade turbulente.

4.1 Modèle simulé et loi exacte

Dans ce deuxième lot de simulations, les ions et les électrons sont décrits avec un tenseur de pression gyrotrope. La fermeture utilisée est une fermeture Landau-fluide. Cette fermeture nous rapproche d'un modèle cinétique en prenant en compte l'amortissement Landau (phénomène cinétique) dans le modèle fluide. Cette correction étant basée sur la relation de dispersion cinétique, les critères d'instabilité seront aussi corrigés pour correspondre aux critères cinétiques. La gyotropie des électrons impactera d'ailleurs le critère miroir. Les flux de chaleur ioniques et électroniques sont aussi supposés gyrotropes.

Les premières équations du modèle normalisé simulé sont les suivantes, en y faisant

apparaître indépendamment les tenseurs de pression ionique et électronique :

$$\partial_t \rho + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0 \quad (\text{II.4.1})$$

$$\partial_t \mathbf{v} + \mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{v} - \frac{1}{\rho} \mathbf{j} \times \mathbf{B} + \frac{1}{\rho} \nabla \cdot (\overline{\mathbf{P}}_i + \overline{\mathbf{P}}_e) = 0 \quad (\text{II.4.2})$$

$$\partial_t \mathbf{B} - \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) + d_i \nabla \times \left(\frac{1}{\rho} \mathbf{j} \times \mathbf{B} \right) = d_i \nabla \times \left(\frac{1}{\rho} \nabla (p_e) \right) \quad (\text{II.4.3})$$

$$\partial_t p_{\perp i} + \nabla \cdot (p_{\perp i} \mathbf{v}) + p_{\perp i} \nabla \cdot \mathbf{v} - p_{\perp i} \mathbf{b} \mathbf{b} : \nabla \mathbf{v} = -\frac{1}{2} (\text{Tr}(\nabla \cdot \overline{\mathbf{q}}_i) - \mathbf{b} \mathbf{b} : \nabla \cdot \overline{\mathbf{q}}_i) \quad (\text{II.4.4})$$

$$\partial_t p_{\parallel i} + \nabla \cdot (p_{\parallel i} \mathbf{v}) + 2p_{\parallel i} \mathbf{b} \mathbf{b} : \nabla \mathbf{v} = -\mathbf{b} \mathbf{b} : \nabla \cdot \overline{\mathbf{q}}_i \quad (\text{II.4.5})$$

$$\partial_t p_{\perp e} + \nabla \cdot (p_{\perp e} \mathbf{v}_e) + p_{\perp e} \nabla \cdot \mathbf{v}_e - p_{\perp e} \mathbf{b} \mathbf{b} : \nabla \mathbf{v}_e = -\frac{1}{2} (\text{Tr}(\nabla \cdot \overline{\mathbf{q}}_e) - \mathbf{b} \mathbf{b} : \nabla \cdot \overline{\mathbf{q}}_e) \quad (\text{II.4.6})$$

$$\partial_t p_{\parallel e} + \nabla \cdot (p_{\parallel e} \mathbf{v}_e) + 2p_{\parallel e} \mathbf{b} \mathbf{b} : \nabla \mathbf{v}_e = -\mathbf{b} \mathbf{b} : \nabla \cdot \overline{\mathbf{q}}_e \quad (\text{II.4.7})$$

avec $\overline{\mathbf{P}}_{i,e} = \frac{\beta_0}{2} (p_{\perp i,e} \overline{\mathbf{I}} + (p_{\parallel i,e} - p_{\perp i,e}) \mathbf{b} \mathbf{b})$, les tenseurs gyrotropes de pression ionique (i) et électronique (e), $\mathbf{b} = \frac{\mathbf{B}}{|\mathbf{B}|}$, la direction du champ magnétique, $\frac{\beta_0}{2}$ constante provenant de la normalisation des équations, et $\mathbf{v}_e = \mathbf{v} - d_i \frac{\mathbf{j}}{\rho}$ la vitesse électronique. La fermeture est appliquée au niveau du quatrième moment (pour plus d'informations, voir les premières parties de PASSOT et SULEM 2007) présent dans les équations de $\overline{\mathbf{q}}_i$ et $\overline{\mathbf{q}}_e$. L'hypothèse de gyotropie appliquée aux tenseurs de flux de chaleur implique (avec $s = i, e$) :

$$\begin{aligned} \mathbf{b} \mathbf{b} : \nabla \cdot \overline{\mathbf{q}}_s &\simeq \nabla \cdot (q_{\parallel s} \mathbf{b}) - 2q_{\perp s} \nabla \cdot \mathbf{b} \\ \frac{1}{2} (\text{Tr}(\nabla \cdot \overline{\mathbf{q}}_s) - \mathbf{b} \mathbf{b} : \nabla \cdot \overline{\mathbf{q}}_s) &\simeq \nabla \cdot (q_{\perp s} \mathbf{b}) + q_{\perp s} \nabla \cdot \mathbf{b} \end{aligned}$$

L'équation d'énergie interne peut être construite à partir des équations de pression (II.4.5), (II.4.4), (II.4.7), (II.4.6) et de la relation $\mathbf{v}_e = \mathbf{v} - d_i \frac{\mathbf{j}}{\rho}$:

$$\partial_t (\rho u) + \nabla \cdot (\rho u \mathbf{v} + \mathbf{q}) + (\overline{\mathbf{P}}_i + \overline{\mathbf{P}}_e) : \nabla \mathbf{v} = \frac{d_i}{2} \nabla \cdot \left(\text{Tr}(\overline{\mathbf{P}}_e) \frac{\mathbf{j}}{\rho} \right) + d_i \overline{\mathbf{P}}_e : \nabla \left(\frac{\mathbf{j}}{\rho} \right) \quad (\text{II.4.8})$$

sachant que $\rho u = \frac{\beta_0}{2} (p_{\perp i} + \frac{1}{2} p_{\parallel i} + p_{\perp e} + \frac{1}{2} p_{\parallel e})$ et avec $\mathbf{q} = \frac{\beta_0}{2} (q_{\perp i} + \frac{1}{2} q_{\parallel i} + q_{\perp e} + \frac{1}{2} q_{\parallel e}) \mathbf{b}$.

La loi exacte valable pour ce modèle a pour base (??) à laquelle on doit ajouter la correction Hall (I.1.3), la correction dépendant de la pression électronique (I.1.46) et la correction dépendant des flux de chaleur (??).

4.2 Etude préliminaire des simulations

Pour ces simulations, l'extraction d'échantillons de temps consécutifs n'a pas été fait. On ne fera donc pas apparaître le niveau ζ . Les paramètres initiaux associés à chaque simulation sont donnés dans les tables II.4.1 et ???. Sur la première, sont indiqués les paramètres de forçage, la date d'extraction et les taux initiaux d'anisotropie de pression ionique et électronique. La seconde contient les paramètres d'hyperdissipation, dont ν_q la constante utilisée pour dissiper les flux de chaleur.

Name	Résolution	$k_{\perp} d_i$	θ_i	E_{sup}	D	a_{pi0}	a_{pe0}
LF1	512 ³	0.045	7°	1.6×10^{-2}	3420	1	1
LF2	512 ³	0.045	15°	1.6×10^{-2}	6580	1	1
LF3	432 ³	0.5	15°	4.5×10^{-2}	180.2	1	1
LF4	512 ³	0.011	15°	4.03×10^{-2}	17 900	1	1

TABLE II.4.1 – Paramètres des simulations Hall-CGL. La résolution correspond au nombre de points dans les directions \mathbf{e}_x , \mathbf{e}_y et \mathbf{e}_z . $k_{\perp} d_i$ et θ_i sont les paramètres géométriques du forçage (fréquence et angle d'injection) influençant la gamme d'échelle accessible. E_{sup} est un paramètre énergétique du forçage. Sont aussi indiqués le taux initial d'anisotropie de pression des ions, a_{pi0} , et des électrons, a_{pe0} , et la date D de prélèvement d'extraction des données dans la simulation.

Name	$\nu = \eta$	ν_{ρ}	ν_p	ν_q	α
LF1	7.35×10^{-8}	0	7.35×10^{-9}	7.35×10^{-9}	1
LF2	7.35×10^{-8}	0	7.35×10^{-9}	7.35×10^{-9}	1
LF3	7×10^{-14}	7×10^{-14}	7×10^{-14}	7×10^{-14}	1.5
LF4	3×10^{-3}	7.5×10^{-4}	3×10^{-3}	3×10^{-3}	2

TABLE II.4.2 – Paramètres des simulations Hall-CGL. ν , η , ν_{ρ} , ν_p , ν_q et α sont des constantes caractéristiques de l'hyperdissipation. Elles sont choisies empiriquement.

Contrairement aux simulations CGL, les taux d'anisotropie sont restés proches de 1, comme le montre le tableau II.4.3. Le diagramme $a_{pi} - \beta_{\parallel i}$ présenté sur la figure II.4.1

Name	ρ	a_{pi}	$\beta_{\parallel i}$	a_{pe}	$\beta_{\parallel e}$
LF1	1 ± 0.02	1.04 ± 0.04	0.97 ± 0.06	1.01 ± 0.003	0.99 ± 0.07
LF2	1 ± 0.01	1.05 ± 0.03	0.97 ± 0.04	1.01 ± 0.006	0.98 ± 0.05
LF3	1 ± 0.08	1.52 ± 0.31	0.84 ± 0.30	0.96 ± 0.04	1.10 ± 0.42
LF4	1 ± 0.02	1.07 ± 0.05	0.94 ± 0.07	1.07 ± 0.02	0.92 ± 0.05

TABLE II.4.3 – Moyenne et écart-type de la densité, du taux d'anisotropie ionique $a_{pi} = \frac{p_{\perp i}}{p_{\parallel i}}$ et électronique $a_{pe} = \frac{p_{\perp e}}{p_{\parallel e}}$ et des paramètres $\beta_{\parallel i} = \frac{p_{\parallel i}}{p_m}$ et $\beta_{\parallel e} = \frac{p_{\parallel e}}{p_m}$ pour chaque simulation, à la date D .

contient les histogrammes 2D associés à chaque simulation. On remarque l'ampleur de l'étalement de LF3 par comparaisons avec les autres simulations. Plu d'un tiers des points du cube de données associés sont situés dans la zone du diagramme située du côté instable du critère miroir. Deux critères miroirs sont donnés. Le premier en cyan correspond au critère cinétique obtenue en corrigeant le facteur 6 du critère CGL [HUNANA et al. 2019]. Le second, en bleu, est aussi un critère miroir cinétique mais prenant en compte l'anisotropie de pression électronique. Ce critère est dérivé dans l'article **kuznetsov_mirror_2012**. Il est ici représenté en considérant $a_{pe} = 1$ et $\beta_{\parallel e} = 1$.

Les simulations LF pourrait donc permettre une étude fine de l'impact des instabilités cinétiques sur la cascade turbulente. Mais, nous avons d'abord cherché à retrouver les résultats de FERRAND, SAHRAOUI, LAVEDER et al. 2021.

spectres

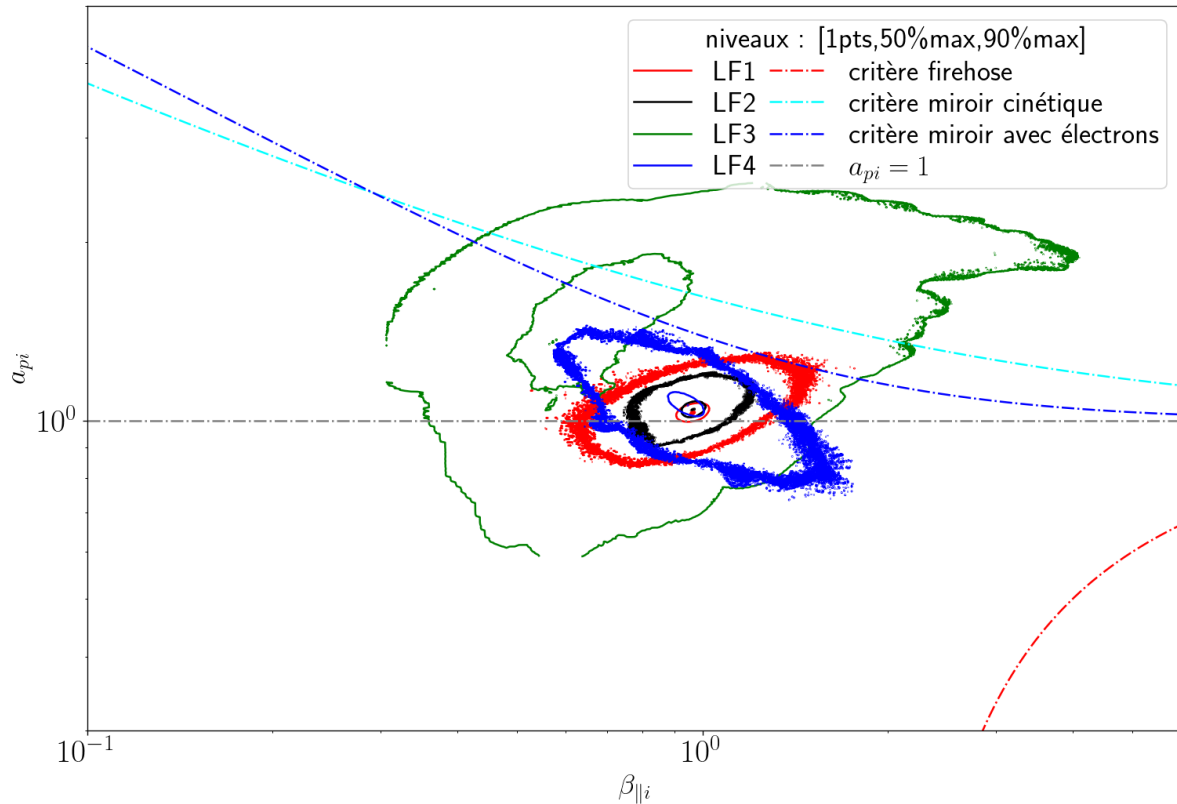


FIGURE II.4.1 – Diagramme $a_{pi} - \beta_{\parallel i}$ contenant l'histogramme 2D des simulations sous la forme de courbes de niveau centrées sur le couple moyen. Les courbes discontinues correspondent aux critères d'instabilité. Le critère firehose (rouge) est le critère CGL calculé dans le chapitre I.?? et valable dans les modèles cinétique HUNANA et al. 2019. En cyan : critère miroir cinétique (sans prise en compte de la pression électronique) HUNANA et al. 2019. En bleu : critère miroir proposé par **kuznetsov_mirror_2012**, prenant en compte les électrons gyrotropes et calculé avec $a_{pe0} = 1$ et $\beta_{\parallel e0} = 1$.

4.3 Vérification des conclusions apportées par FERRAND, SAHRAOUI, LAVEDER et al. 2021 sur l'impact de la fermeture Landau-fluide

L'une des questions que nous nous sommes posés est : est-ce que l'on retrouve la décroissance associée au flux de chaleur par FERRAND, SAHRAOUI, LAVEDER et al. 2021 ? D'après cet article, cette décroissance est peu visible avec LF1 et intervient autour de $\ell = d_i$. On a donc calculé le taux de cascade dans LF2 et LF3 avec et sans la contribution du flux de chaleur. Les résultats sont montrés sur la figure II.4.2. On remarque que le contribution du flux de chaleur est négligeable même aux plus petites échelles. On ne retrouve donc pas la décroissance observée en allant vers les petites échelles.

La loi exacte la plus proche de la loi incompressible observée par FERRAND, SAHRAOUI, LAVEDER et al. 2021, correspond à la loi Hall-MHD (HMHD) en y prenant en compte les contributions isotropes des tenseurs de pression ionique et électronique, mais pas le terme de pression électronique dans la loi d'Ohm. Ce taux de cascade est représenté en bleu sur

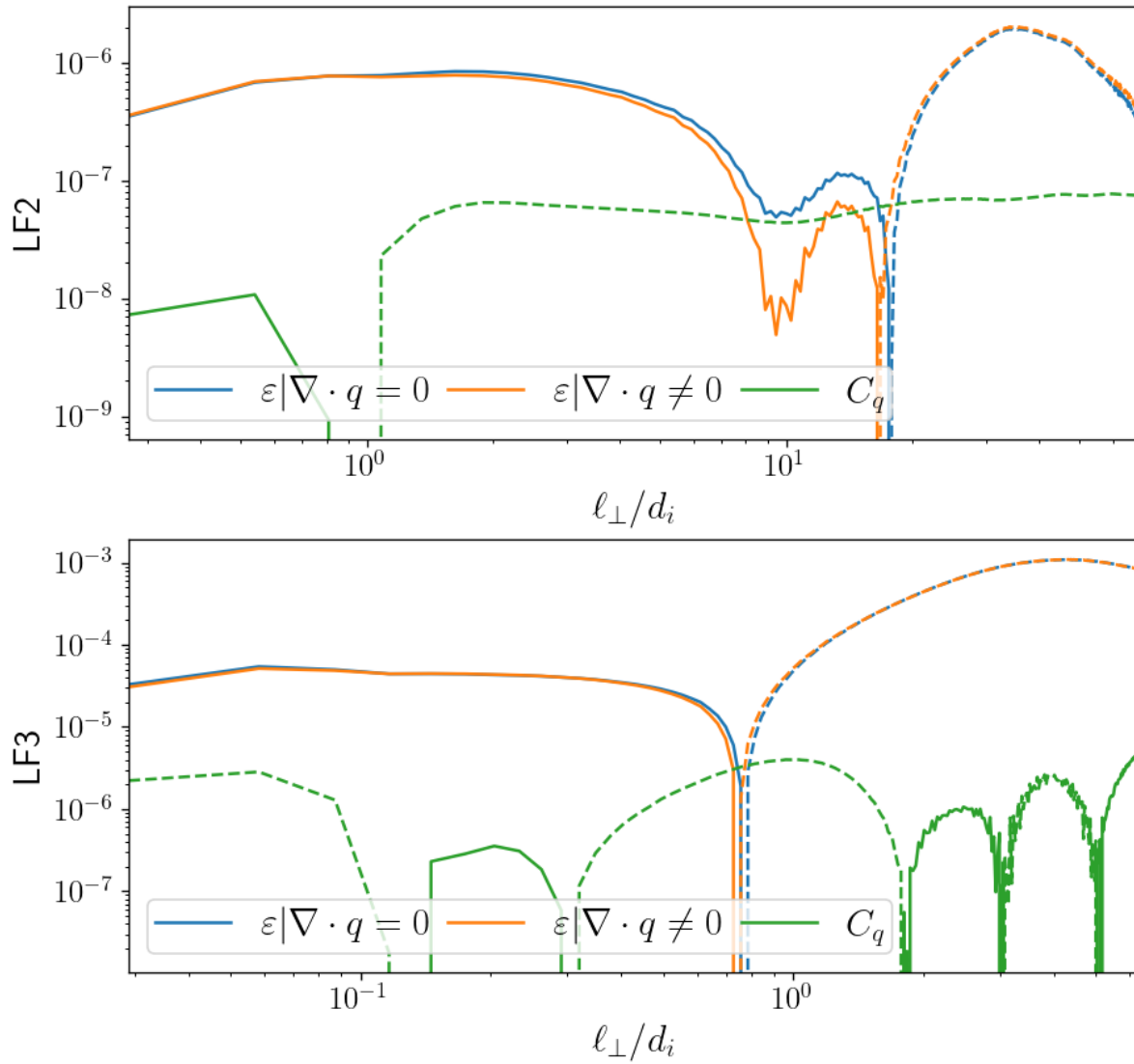


FIGURE II.4.2 – Taux de cascade calculé en prenant en compte la contribution de flux de chaleur et en l’omettant.

la figure II.4.3. On retrouve bien le résultat de FERRAND, SAHRAOUI, LAVEDER et al. 2021 avec la décroissance en allant vers les petites échelles.

Sur la figure ??, on ajoute une à une les différentes contributions, afin d’identifier les sources principales de différences entre $\varepsilon|\nabla \cdot \mathbf{q}$ (bleu) et ε_{HMHD} (orange). Tout d’abord, on prend en compte l’anisotropie de pression des ions et des électrons (en gardant une loi d’Ohm Hall-MHD), le résultat correspond à la courbe verte. Le niveau du taux de cascade commence à s’affaïsser aux échelles les plus faibles et à augmenter près des échelles de forçage. Ces ajouts sont dominés par la pression ionique.

Ensuite, on ajoute la contribution de la pression électronique isotrope de la loi d’Ohm, cela donne la courbe rouge. Le résultat est alors très proche du résultat voulu. L’apport de la composante anisotrope des tenseurs de pression dans ce terme (résultat cyan) s’avère faible.

Contrairement à l’analyse de FERRAND, SAHRAOUI, LAVEDER et al. 2021, qui conclue en comblant la décroissance du taux de cascade par une estimation d’un taux de dissipation dû à l’amortissement Landau, on observe plutôt un affaïssement du niveau du taux dû

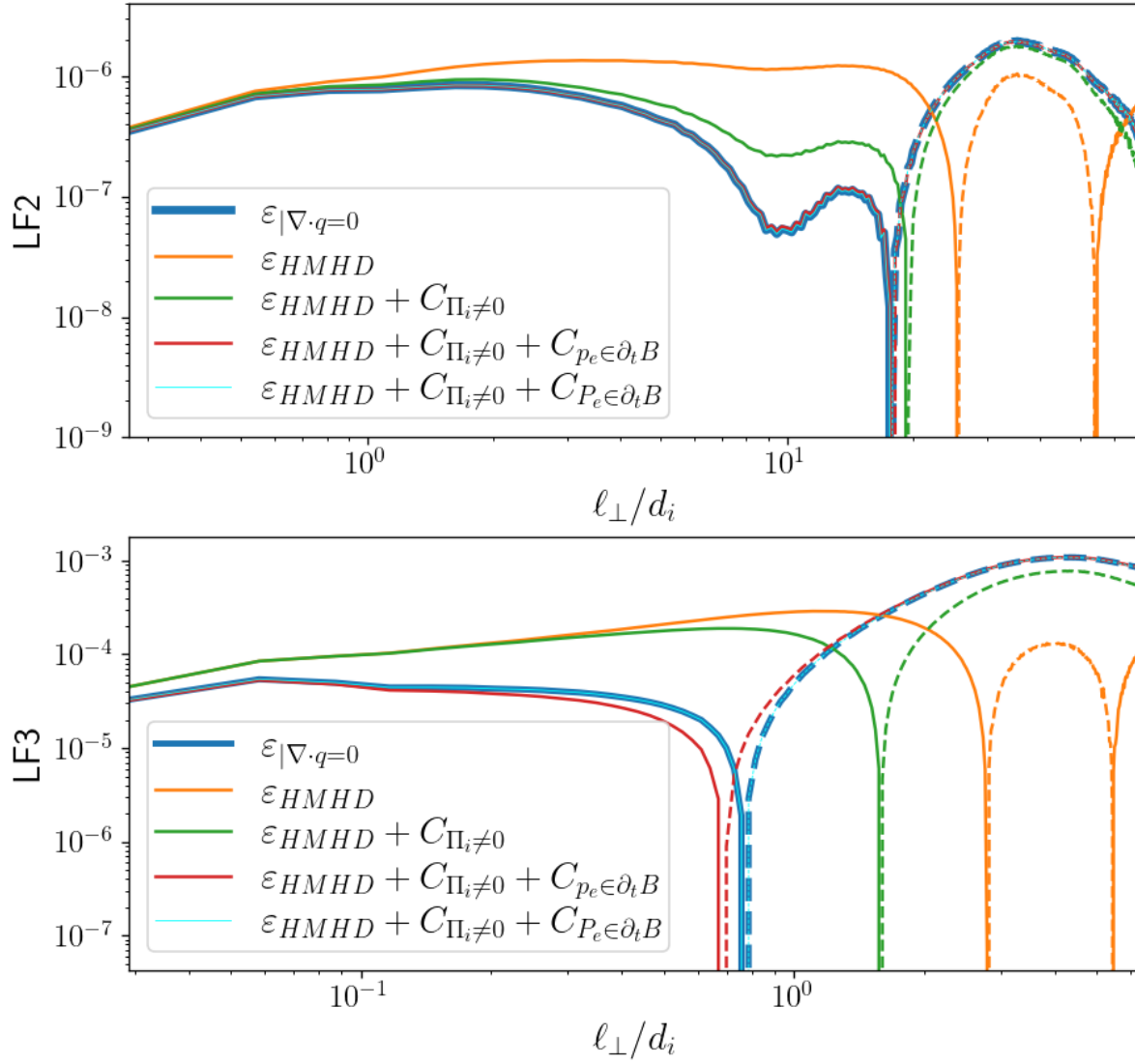


FIGURE II.4.3 – Taux de cascade calculé en prenant en compte la contribution de flux de chaleur et en l’omettant.

à la prise en compte de l’anisotropie de pression ionique ainsi que du tenseur de pression électronique dans l’équation d’induction. Ces résultats obtenus très récemment viennent questionner la méthode d’obtention du taux de dissipation par effet Landau utilisée dans le papier FERRAND, SAHRAOUI, LAVEDER et al. 2021.

4.4 Synthèse d’une page

spécificités et observations