

Rapport de stage de Master 2 Recherche

Accélération dans la couronne solaire en relation avec les orages de bruit

Khalil Daiffallah

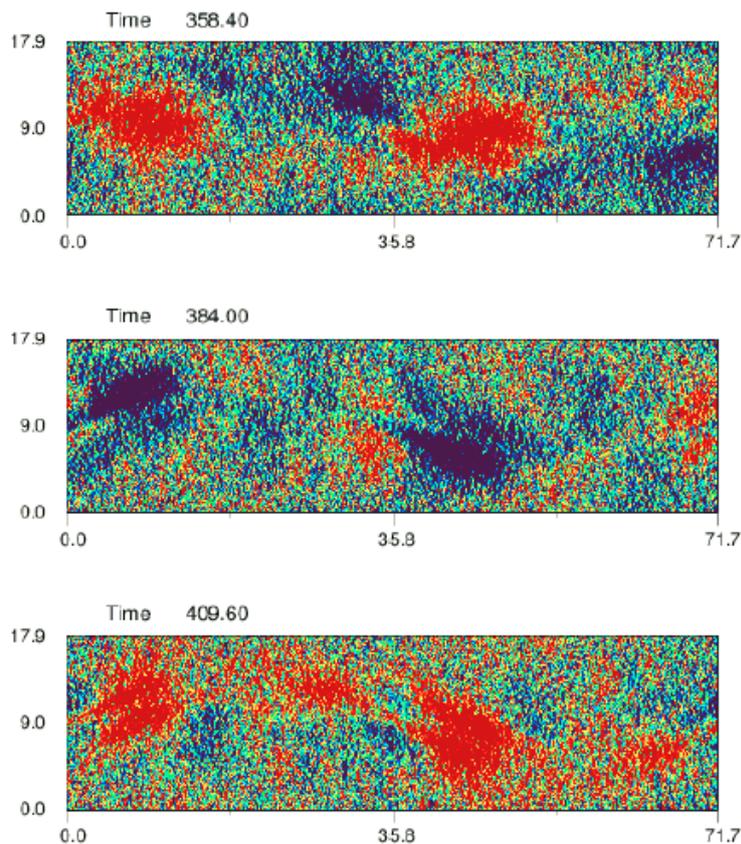
Responsable du stage : Fabrice Mottez

Localisation : Laboratoire Univers et Théories (LUTH), Observatoire de Paris-Meudon

Formation : Master 2 Recherche, mention Mathématiques

Spécialité : Modélisation et Simulation

Établissements : Institut National des Sciences et Techniques Nucléaire (INSTN), CEA



23 Septembre 2011

Remerciements

A l'issue de ce stage, je tiens à remercier :

*Fabrice Mottez, mon responsable de stage, pour ses conseils et ses idées pertinentes, pour avoir répondu à mes questions ainsi que pour le temps qu'il a consacré à corriger ce rapport ;
Ludwig Klein du Labo LESIA pour les documents et les discussions concernant les orages de bruit ;*

à l'ensemble des membres du Labo LUTH et l'observatoire de Meudon , pour leur accueil et la bonne humeur partagée ;

à Jeanne Davy et Franck Jedrzejewski, la secrétaire et le responsable du Master à l'INSTN pour leur gentillesse et leur aide.

Résumé

L'origine des électrons superthermiques accélérés dans l'atmosphère solaire, même en absence d'éruptions solaires reste toujours un problème d'actualité. Ces électrons sont à l'origine des ondes radio (orages de bruit) dont la fréquence est voisine de la fréquence électronique locale du plasma. La bande de fréquence de ces ondes est très large, cela signifie que les émissions ont lieu sur une gamme de densités très contrastée. On utilise un code électromagnétique de type *particle in cell* (PIC) en 2.5-dimensions pour étudier un processus d'accélération des électrons qui invoque la présence d'un champ magnétique uniforme, et d'une cavité de densité avec une variation transversale, le tout traversé par une onde d'Alfvén qui se propage dans la direction parallèle au champ magnétique uniforme. Les champs magnétiques, ainsi que les ondes d'Alfvén ne manquent pas dans la couronne solaire, notamment dans les boucles magnétiques et dans le milieu interplanétaire. Les cavités de plasma ont été observées dans l'héliosphère par les sondes spatiales et peuvent exister dans la couronne. Nous avons initialisé des simulations avec les conditions physiques qui règnent dans la couronne solaire et dans les régions où sont émis les orages de bruit. Nous observons dans les simulations au niveau de la cavité de très puissants champs électriques parallèles qui accélèrent des électrons dans la direction du champ magnétique ambiant. Ce champ est causé par l'écart de neutralité électrique provoqué par la dérive de polarisation associée à l'onde d'Alfvén. Cet écart est rattrapé par le mouvement rapide des électrons qui est favorisé dans la direction parallèle. Le champ électrique parallèle apparaît au niveau des régions de fort gradient de densité. Les orages de bruit pourraient être émis par la cavité en interaction avec les particules accélérées, mais nous ne l'avons pas encore mis en évidence dans les simulations.

Mots clés : couronne solaire et milieu interplanétaire, ondes d'Alfvén, ondes d'Alfvén cinétiques, plasma non homogène, accélération, interaction onde-particules, orages de bruit, simulations numériques.

Table des matières

Résumé	1
Table des matières	3
1 Introduction	5
1.1 Introduction	6
1.2 Les orages de bruit	6
1.3 Relation orages de bruit - accélération des électrons	7
2 Les ondes d'Alfvén	11
2.1 Introduction	12
2.2 Les ondes dans un plasma froid: le formalisme de deux fluide	13
2.2.1 Polarisation de l'onde	16
2.3 Equations des ondes d'Alfvén cinétiques et inertielles	17
2.3.1 Le champ électrique parallèle	22
2.4 Equations de propagation des ondes d'Alfvén dans des cavités de densité	23
2.5 Valeur de β dans la couronne solaire: régime inertiel ou cinétique?	25
2.6 Conclusion	25
3 Simulation des particules dans les plasmas (particle in cell)	27
3.1 Introduction	28
3.2 Les modèles électrostatiques de la particule	28
3.3 Le modèle électromagnétique de la particule	32
3.3.1 Intégration des équations du mouvement	33
3.4 Le code EM2DE	36
3.4.1 Le module pousseur des électrons	36
3.4.2 Le module champs électro-magnétiques	36
3.4.3 Le module conditions initiales: Application à la couronne solaire	38
3.4.3.1 Distribution initiale des particules et leurs vitesses	38
3.4.3.2 Initialisation des ondes d'Alfvén	38
3.5 Les simulations	40
3.5.1 Initialisation des variables physiques dans la couronne et paramètres de convergence	40
3.5.2 Simulation de la propagation d'une onde d'Alfvén dans la couronne avec une densité uniforme	42

3.5.3	Simulation de la propagation d'une onde d'Alfvén dans la couronne avec présence d'une cavité de densité	43
3.5.3.1	Initialisation de la cavité de densité	43
3.5.3.2	Conditions de stabilité de la cavité	52
3.5.3.3	Simulation d'une cavité sans onde incidente	53
3.5.3.4	Simulation typique de la propagation d'une onde d'Alfvén avec présence d'une cavité de densité	54
3.5.3.5	Simulation dans des conditions extrêmes de température et de gradient de densité	65
3.6	Conclusion	76
	Conclusion générale	85
	Bibliographie	87

1 Introduction

1.1 Introduction

L'existence de populations d'électrons superthermiques dans le milieu interplanétaire et dans les zones actives du Soleil reste toujours un problème d'actualité. De nombreux travaux théoriques et observationnels ont montrés le lien entre la reconfiguration du champ magnétique dans l'atmosphère solaire et accélérations de particules, mais l'accélération même en absence d'éruptions solaires ou éjections de masse coronales est encore mal comprise. Les faibles densités de l'atmosphère solaire font de la radioastronomie un outil observationnel de choix pour diagnostiquer les électrons superthermiques. Ces émissions radio liées aux régions actives sont connues depuis le début de la radioastronomie solaire par les orages de bruit.

1.2 Les orages de bruit

Les orages de bruit sont des émissions radio qui proviennent de la couronne solaire. Les sursauts de Type IV constituent la partie la plus imposante des orages de bruit. Le reste étant de Type III. Le spectre des Type IV est constitué d'une large bande d'émission continue avec des longueurs d'onde du décimètre jusqu'au mètre. Les sursauts et le continuum ont une intensité de température qui dépasse de loin celle des électrons de la couronne (jusqu'à 5×10^{10} K) et une onde presque 100% polarisée. Ces derniers persistent durant un temps qui peut aller de quelques dizaines de minutes jusqu'à plusieurs jours et ils ne sont pas liés nécessairement aux éruptions solaires. Les émissions les plus fréquentes proviennent de la population d'électrons confinée et accélérée dans les boucles coronales à grande échelle (Bentley et al. 2000). Souvent, ces structures coronales peuvent se détacher à cause de reconnexion magnétique pour former des îlots de plasmas qui contiennent la population des particules énergétiques. Pour le moment, ce n'est pas encore clair comment et où sont formés ces structures en mouvement qui sont des sources d'ondes radio (Klein 1995). Pour information, il existe aussi des émissions radio solaires de Type I et II, mais elles sont rarement liées aux orages de bruit. Les sursauts de Type I ont une fréquence étroite (≤ 10 MHz). Les sursauts de Type II sont liés à des ondes de chocs causées par des électrons très énergétiques qui sont accélérés dans des larges structures coronales. Des éruptions solaires de différentes énergies peuvent donner naissance aux sursauts de Type II. Des faisceaux d'électrons qui se déplacent le long de tubes magnétiques ouverts peuvent déclencher des sursauts de Type III. Les sources des sursauts de Type I et III sont en générale proches l'un de l'autre. Des modèles proposent que les sursauts de Type I et III sont causés par les mêmes faisceaux d'électrons (Klein 1995). Les ondes décamétriques sont toujours accompagnées par des orages de bruit de Type III qui sont constitués de plusieurs sursauts par minute, et qui peuvent durer plusieurs jours. Les événements de type impulsions d'électrons de basse énergie (≤ 10 keV) dans le milieu interplanétaire sont associés en général aux orages de Type III dont les longueurs d'onde sont de l'ordre du décimètre et plus.

1.3 Relation orages de bruit - accélération des électrons

Les mécanismes derrière l'émission des orages de bruit restent encore mal compris. C'est un processus collectif d'émission d'ondes électromagnétiques autour de la fréquence électronique locale du plasma, par des électrons superthermiques (plusieurs keV). C'est le processus le plus souvent invoqué. Comme on l'a vu, la bande de fréquence de ces ondes est très large, cela signifie que les émissions ont lieu sur une gamme de densités très étendue. Dans l'hypothèse où le plasma est quasi-uniforme ou ne présente que de faibles variations locales de densité, cela implique que les émissions aient lieu sur une gamme d'altitude très large, de l'ordre de 0,2 rayons solaires. Il est difficile d'expliquer comment ce processus d'émissions radio pourrait garder sa cohérence sur des distances aussi grandes. Il a été suggéré que la largeur de la gamme de fréquences serait effectivement due à une variation de densité du plasma, mais localisée sur des altitudes restreintes.

Raulin et al. (1991), Raulin & Klein (1994) ont estimé l'énergie que contient une population d'électrons superthermiques piégés dans des structures coronales avec des densités entre 3×10^{15} et $3 \times 10^{14} \text{ m}^{-3}$ comme l'indique le spectre d'émission radio du continuum. Seulement les électrons qui ont au moins 10 keV peuvent survivre aux collisions coulombiennes en traversant les deux niveaux de densité. La durée de vie collisionnelle de tels électrons est d'environ 30 secondes. La durée de vie des électrons accélérés par les éruptions solaires est aussi brève. Cependant, la durée de vie des électrons accélérés pendant l'orage de bruit dans la couronne est plus longue que celle des électrons qui subissent des collisions ou qui sont piégés dans d'éventuelles structures. L'accélération des particules à des énergies superthermiques est un indicateur plus que plausible d'un plasma en dehors de l'équilibre thermodynamique.

Pour confirmer du plasma contenant des densités électroniques de l'ordre de 10^{15} m^{-3} à des températures coronales, une comparaison entre les pressions magnétiques et cinétiques montre que le champ magnétique doit être supérieur à 3 Gauss (Raulin et al. 1991, Raulin & Klein 1994).

Dans la couronne solaire, la valeur de la fréquence plasma électronique ω_{pe} est bien supérieure à la valeur de la fréquence cyclotronique de l'électron ω_{ce} au niveau des altitudes où sont émis les orages de bruit. On peut écrire le rapport des deux fréquences comme

$$\frac{\omega_{pe}}{\omega_{ce}} \approx 3.2 \cdot 10^{-10} \frac{n_e^{1/2}}{B} \quad (1.1)$$

où la densité électronique n_e est en m^{-3} et la valeur du champ magnétique B en Teslas. L'intensité du champ magnétique dans la couronne est en général peu connue. Cependant, les mesures ou estimations existantes de B montrent qu'il reste inférieur à 10 Gauss à l'altitude correspondante à la fréquence plasma de 160 MHz.

Ce rapport vaut environ 6 pour un milieu de densité $n_e = 3 \times 10^{14} \text{ m}^{-3}$ et de fréquence plasma électronique de 160 MHz, avec un champ magnétique de 10 Gauss. Ces densités ont été mesurées dans les sources d'orages observés à 160 MHz. Cela confirme que la fréquence d'émission des orages de bruit est proche de la fréquence plasma électronique locale (Raulin et al. 1991, Raulin & Klein 1994).

Grâce au radiohéliographe de Nançay, il est possible de localiser la source des orages de bruit dans le système complexe des arches coronales en expansion. Ces structures sont

déstabilisées par d'éventuelles protubérances, éruptions, ou par des perturbations dans les couches internes. Lorsque l'orage de bruit se déclenche, les observations en lumière visible ont montré qu'il n'y a pas de changement dans la structure de la couronne (Duncan 1983), par contre, l'énergie doit être fournie en continue pour maintenir l'émission des ondes radio. Une explication possible est que ce processus est localisé à une échelle spatiale très petite par rapport à la taille de la source des émissions radio des orages de bruit (Klein 1995).

Dans notre travail, nous allons nous intéresser à un mécanisme qui est différent de celui du piégeage par un gradient du champ magnétique parallèle à sa direction. C'est un mécanisme qui va se passer à une échelle spatiale très petite: des champs électriques parallèles au champ magnétique impliquant des différences de potentiel le long des lignes de force du champ magnétique peuvent accélérer efficacement les électrons. L'apparition de ces champs électriques parallèles sont souvent associés à des régions de déplétions de densité, c'est à dire des cavités de plasma. Des champs électriques ont été observés dans la magnétosphère terrestre et sont envisagés pour accélérer les électrons responsables des arcs auroraux (Louarn et al. 1990). Dans la couronne solaire, on ne dispose actuellement d'aucun diagnostic observationnel de champs électriques, mais des observations multi-fréquences d'un orage de bruit avec le radiohéliographe de Nançay ont montré que les régions coronales où sont émis les orages de bruit présentant de très forts contrastes de densité (Raulin et al. 1991, Raulin & Klein 1994). Des cavités de densité de très faible largeur (quelques km) ont été observées dans la zone aurorale par des sondes spatiales comme *VIKING*, *FREJA* et *FAST*, à des altitudes entre 2000 et 12.000 km. Ces cavités sont liées systématiquement à la présence de jet d'électrons et des champs électrostatiques très importants (Hilgers et al. 1992, Louarn et al. 1994, Carlson et al. 1998). Dans la couronne solaire, des cavités similaires ont été observées par la sonde spatiale *ULYSSE*. A travers ces observations. Buttighoffer et al. (1995) et Buttighoffer (1998) ont mentionnés l'existence d'un long canal où la densité décroît, et qui s'étend de 1 UA jusqu'à 5 UA du Soleil.

Des indications observationnelles ont montré que le déclenchement des orages de bruit peut être lié à des structurations lentes du champ magnétique, sur des échelles de temps supérieures au jour et causées par l'émergence de nouveaux flux magnétiques photosphériques (Raulin et al. 1991, Raulin & Klein 1994). Cette évolution du champ magnétique se traduit par l'augmentation du flux magnétique et la formation de grandes boucles coronales sièges d'intenses perturbations magnétiques et surtout d'ondes d'Alfvén qui peuvent être liées aux déclenchements des émissions d'orages de bruit. Or, il a été montré, dans le cadre de la formation des aurores boréales de la Terre, que des ondes d'Alfvén se propageant le long d'un plasma de densité très variable sont effectivement capables d'accélérer des électrons à quelques keV (Génot et al. 1999, 2000, 2004). Des observations montrent également que la région d'accélération des électrons dans la couronne est connectée à des lignes de champ magnétique ouverts qui peuvent atteindre des hautes altitudes dans la couronne et même le milieu interplanétaire (Del Zanna et al. 2011).

Des faisceaux d'électrons qui traversent la couronne peuvent créer une instabilité de type faisceau-plasma. Cette dernière donne naissance à des ondes de Langmuir autour de la fréquence plasma électronique. Ces ondes peuvent se convertir à leur tour à des ondes électromagnétiques dont la fréquence sera autour de la fréquence plasma électronique ou ses harmoniques (Del Zanna et al. 2011). Par ailleurs, l'instrument TDS (Time Domain

Sampler), embarqué sur les sondes *STEREO* qui orbitent dans le vent solaire, a révélé que les ondes de Langmuir se présentaient sous la forme de paquets d'ondes très localisés spatialement. Cette localisation spatiale est due à la présence de variations de densité dans le milieu interplanétaire (Ergun et al. 2008). Ces cavités de densité pourraient être à l'origine des ondes de Langmuir qui sont piégées à l'intérieur.

Dans le travail de Buttighoffer et al. (1995), Buttighoffer (1998), les auteurs expliquent l'origine des émissions radio de type III par l'excitation des ondes de Langmuir, émises dans la cavité de densité observée, par les faisceaux d'électrons qui proviennent des éruptions solaires. Cet échange d'énergie et d'équilibre entre les ondes de Langmuir et les électrons est assurée fondamentalement par la cavité.

Dans un article qui vient de paraître, Tsiklauri (2011) explique l'accélération des particules issues des éruptions solaires dans la couronne par les ondes d'Alfvén cinétiques et inertielles, en présence d'un plasma inhomogène qui simule les boucles magnétiques. L'auteur explique également l'origine des émissions de rayonnement X dans l'atmosphère solaire par ce mécanisme.

Notre travail se divise en deux parties:

1- Nous cherchons à savoir si le processus d'accélération des électrons dans la couronne solaire peut être causé par l'interaction des ondes d'Alfvén avec un plasma où règne un champ magnétique parallèle uniforme, en présence d'une cavité dont la densité varie dans la direction transversale au champ magnétique.

2- Dans le cas où l'accélération des électrons aura lieu, nous allons chercher d'éventuelles interactions ou instabilités au niveau de la cavité et qui peuvent être des amortisseurs (ou précurseurs) possible des orages de bruit.

Pour effectuer cette tâche, nous allons utiliser un code de simulation numérique de type "particle in cell" (PIC). Ce code a été validé et a été employé pour l'étude du cas de la magnétosphère terrestre. Une des premières tâches donc consiste à adapter les paramètres des simulations pour le cas des orages de bruit dans la couronne solaire.

Dans le chapitre 2, on va introduire les équations basiques des ondes d'Alfvén pures ainsi que leur caractéristiques fondamentales. On va dériver les équations des ondes d'Alfvén cinétiques et inertielles dans les deux régimes du plasma β , notamment en présence d'une cavité de densité. Les différents régimes possibles qui peuvent exister dans la couronne solaire seront discutés.

Dans le chapitre 3 on va introduire les équations à résoudre dans un code de type PIC. On va présenter le code de simulation qu'on a utilisé ainsi que les modules qui le constituent. Enfin, on va exposer les différentes simulations qu'on a réalisées, les résultats et les discussions. On va terminer avec la conclusion générale.

2 Les ondes d'Alfvén

2.1 Introduction

Dans le chapitre précédent, nous avons vu que la région où sont émis les orages de bruit serait parcourue d'une manière quasi-continue par des ondes d'Alfvén qui résultent des fortes perturbations des champs magnétiques intenses qui existent dans ce milieu. Le code que nous allons utiliser dispose d'un sous-programme pour initialiser la propagation d'une onde d'Alfvén.

Dans ce chapitre, on va dériver les équations basiques pour les ondes d'Alfvén ordinaires et cinétiques, et on va étudier leurs caractéristiques.

On considère un plasma uniforme et en équilibre, traversé par un champ magnétique statique \mathbf{B}_0 dans la direction z ($\theta = 0$). L'étude de la propagation de petites perturbations linéaires dans ce milieu en utilisant la MHD idéale conduit aux six équations différentielles (Cramer 2001, chap. 2)

$$\rho_0 \frac{\partial \xi_{1z}}{\partial t} - B_0 \frac{\partial J_{1z}}{\partial z} = 0 \quad (2.1)$$

$$\mu_0 \frac{\partial J_{1z}}{\partial t} - B_0 \frac{\partial \xi_{1z}}{\partial z} = 0 \quad (2.2)$$

$$\rho_0 \frac{\partial}{\partial t} \nabla \cdot \mathbf{v}_1 + \frac{B_0}{\mu_0} \nabla^2 B_{1z} + c_s^2 \nabla^2 \rho_1 = 0 \quad (2.3)$$

$$\frac{\partial B_{1z}}{\partial t} + B_0 \left(\nabla \cdot \mathbf{v}_1 - \frac{\partial v_{1z}}{\partial z} \right) = 0 \quad (2.4)$$

$$\rho_0 \frac{\partial v_{1z}}{\partial t} + c_s^2 \frac{\partial \rho_1}{\partial z} = 0 \quad (2.5)$$

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \rho_0 \nabla \cdot \mathbf{v}_1 = 0 \quad (2.6)$$

avec les variables caractéristiques suivantes : $\nabla \cdot \mathbf{v}_1$, v_{1z} , B_{1z} , J_{1z} , ρ_1 , $\xi_{1z} = (\nabla \times \mathbf{v}_1)_z$. L'indice 0 indique l'état d'équilibre, et l'indice 1 indique la perturbation de 1er ordre qui est associée au mouvement de l'onde. On peut observer que les équations 2.3-2.6 avec les variables $\nabla \cdot \mathbf{v}_1$, v_{1z} , B_{1z} , ρ_1 se découpent des équations 2.1 et 2.2 avec les variables J_{1z} , ξ_{1z} . On peut remarquer aussi que les dérivés spatiales dans les équations 2.1 et 2.2 sont dans la direction du champ magnétique uniforme.

Les équations 2.3-2.6 donnent naissance à deux modes d'oscillation compressives appelées modes magnétoacoustiques (rapide ou lent) avec la relation de dispersion

$$\omega^4 - \omega^2(V_A^2 + c_s^2)k^2 + V_A^2 c_s^2 k^2 k_{\parallel}^2 = 0 \quad (2.7)$$

où c_s est la vitesse acoustique, et V_A est la vitesse d'Alfvén définie par

$$V_A = \frac{B_0}{\sqrt{\mu_0(n_e m_e + n_i m_i)}}. \quad (2.8)$$

Ce mode est non dispersif et anisotrope (la vitesse de phase est indépendante du vecteur d'onde k et dépend de l'angle de propagation θ). Ce mode comprime le plasma (la densité) ainsi que les lignes du champ magnétique.

Les équations 2.1 et 2.2 décrivent un autre mode d'oscillation de basse fréquence qui nous intéresse le plus dans notre étude qui est le mode d'Alfvén, avec l'équation de dispersion

$$\omega^2 = k_{\parallel}^2 V_A^2. \quad (2.9)$$

Si l'onde est purement le mode d'Alfvén, on peut assumer que les variables caractéristiques associées au mode magnétoacoustique sont égales à zero. Commençons par écrire $v_{1z} = 0$ et $\nabla \cdot \mathbf{v}_1 = ik_x v_{1x} = 0$ (Le vecteur d'onde k est dans le plan (x,z) : $k_y = 0$), donc $v_1 = v_{1y} = V_A$, ce qui veut dire que la perturbation de vitesse dans le mode d'Alfvén est uniquement dans la direction y . Nous avons aussi $B_{1z} = 0$ et l'équation $\nabla \cdot \mathbf{B}_1 = 0$, ce qui donne $B_{1x} = 0$. Le mode d'Alfvén ne possède qu'une perturbation magnétique dans la direction y .

L'utilisation de la loi d'Ohm $\mathbf{E}_1 = -\mathbf{v}_1 \times \mathbf{B}_0$ (la résistivité électrique $\eta = 0$) nous conduit à un résultat très important et crucial dans notre étude: la perturbation du champ électrique dans le mode d'Alfvén est uniquement dans la direction x qui est perpendiculaire à la direction du champ magnétique uniforme. Par conséquent, ce mode ne possède pas une composante parallèle du champ électrique et ne peut accélérer les particules dans cette direction.

Vu que $\nabla \cdot \mathbf{v}_1 = 0$, ce mode est incompressible, c'est à dire qu'il se propage sans comprimer le plasma. La perturbation magnétique est dans la direction perpendiculaire au champ magnétique uniforme, on peut écrire au 1er ordre $\mathbf{B}_1 \cdot \mathbf{B}_0 = 0$ et donc $B^2 \sim B_0^2 + 2\mathbf{B}_1 \cdot \mathbf{B}_0 = B_0^2$, par conséquent, ce mode se propage sans comprimer le champ magnétique, son module reste uniforme. La relation de dispersion du mode Alfvén est indépendante du vecteur d'onde perpendiculaire, et donc l'onde ne peut pas se propager dans la direction perpendiculaire au champ magnétique. L'énergie de l'onde est transportée dans la même direction du champ magnétique avec une vitesse de groupe constante ($V_g = V_A$).

Remarque: Dans le cas de la propagation parallèle ($\sin \theta = 0$), et pour ($V_A \gg c_s$), le mode magnétoacoustique rapide perd son caractère compressif et redevient le mode d'Alfvén avec une vitesse de phase qui est égale à la vitesse d'Alfvén, et une perturbation magnétique perpendiculaire à la direction du champ uniforme. Le mode lent dans ce cas est un mode purement acoustique avec une vitesse de phase acoustique c_s .

2.2 Les ondes dans un plasma froid: le formalisme de deux fluides

Les équations du plasma froid décrivent la propagation d'ondes et de perturbations dont la vitesse est supérieure à la vitesse thermique dans le milieu

$$v_{pert} \gg v_T = (2k_B T/m)^{1/2}. \quad (2.10)$$

Dans un plasma froid, on considère que toutes les espèces de particules se déplacent à la même vitesse, ce qui conduit à traiter les électrons et les ions séparément comme des fluides gouvernés par les mêmes équations à travers le champ électromagnétique self-consistent. Ceci est la définition du formalisme de deux fluides.

Commençons par écrire les perturbations $n = n_0 + n_1$, $\mathbf{v} = \mathbf{v}_1$, $\mathbf{B} = \mathbf{B}_0 + \mathbf{B}_1$, $\mathbf{J} = \mathbf{J}_1$. En les remplaçant dans les équations de continuité, du mouvement ainsi que celles de Maxwell, et après linéarisation on obtient

$$\frac{\partial n_1}{\partial t} + \nabla \cdot (n_0 \mathbf{v}_1) = 0 \quad (2.11)$$

$$\frac{\partial \mathbf{v}_1}{\partial t} = \frac{e}{m} (\mathbf{E}_1 + \mathbf{v}_1 \times \mathbf{B}_0) \quad (2.12)$$

$$\nabla \times \mathbf{E}_1 = -\frac{\partial \mathbf{B}_1}{\partial t} \quad (2.13)$$

$$\nabla \times \mathbf{B}_1 - \frac{1}{c^2} \frac{\partial \mathbf{E}_1}{\partial t} = \mu_0 \mathbf{J}_1 = \mu_0 \sum en_0 \mathbf{v}_1 \quad (2.14)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E}_1 = \frac{q}{\epsilon_0} = \frac{1}{\epsilon_0} \sum en_1 \quad (2.15)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B}_1 = 0. \quad (2.16)$$

En combinant les deux équations 2.13 et 2.14, on obtient

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E}_1 = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}_1}{\partial t^2} - \mu_0 \frac{\partial \mathbf{J}_1}{\partial t}. \quad (2.17)$$

On normalise le vecteur d'onde en posant $\mathbf{k} = \frac{\mathbf{n}\omega}{c}$ (\mathbf{n} est le vecteur indice de réfraction). En utilisant la transformée de Fourier de l'équation 2.17, on a aussi $\mathbf{J}_1 = \boldsymbol{\sigma} \otimes \mathbf{E}_1$ où $\boldsymbol{\sigma}$ est le tenseur de conductivité, on obtient ainsi pour l'équation 2.17

$$\mathbf{n} \times (\mathbf{n} \times \mathbf{E}_1) = -\mathbf{E}_1 - \frac{i}{\epsilon_0 \omega} \boldsymbol{\sigma} \otimes \mathbf{E}_1 = -\mathbf{K} \otimes \mathbf{E}_1. \quad (2.18)$$

On a introduit le tenseur diélectrique $\mathbf{K} = \mathbf{1} - \boldsymbol{\sigma}/(i\omega\epsilon_0)$. On assume un champ magnétique uniforme dans la direction z : $\mathbf{B}_0 = (0, 0, B_0)$. L'équation linéarisée du mouvement s'écrit comme

$$m \frac{\partial \mathbf{v}_1}{\partial t} = e (\mathbf{E}_1 + \mathbf{v}_1 \times \mathbf{B}_0) \quad (2.19)$$

ou encore suivant les 3 composantes de l'espace et en utilisant la transformée de Fourier temporelle

$$\begin{aligned} -i\omega m v_x &= e(E_x + v_x B_0) \\ -i\omega m v_y &= e(E_y + v_y B_0) \\ -i\omega m v_z &= eE_z \end{aligned} \quad (2.20)$$

en notation matricielle on peut écrire l'équation 2.20 comme

$$\begin{pmatrix} -i\omega & -\omega_c & 0 \\ \omega_c & -i\omega & 0 \\ 0 & 0 & -i\omega \end{pmatrix} \begin{pmatrix} v_x \\ v_y \\ v_z \end{pmatrix} = \frac{e}{m} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} \quad (2.21)$$

où $\omega_c = eB_0/m$ est la fréquence de gyration de la particule.

On obtient la matrice vitesse en inversant la matrice 3×3 précédente. Le vecteur densité de courant est obtenu à partir de l'expression $\mathbf{J} = n_0 e \mathbf{v}$. On obtient finalement

$$\begin{pmatrix} J_x \\ J_y \\ J_z \end{pmatrix} = \frac{n_0 e^2}{m} \begin{pmatrix} \frac{-i\omega}{\omega_c^2 - \omega^2} & \frac{\omega_c}{\omega_c^2 - \omega^2} & 0 \\ -\frac{\omega_c}{\omega_c^2 - \omega^2} & \frac{-i\omega}{\omega_c^2 - \omega^2} & 0 \\ 0 & 0 & i\omega \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} \quad (2.22)$$

d'où l'expression de σ et le tenseur diélectrique \mathbf{K} qu'on peut écrire comme

$$\mathbf{K} = \begin{pmatrix} S & -iD & 0 \\ iD & S & 0 \\ 0 & 0 & P \end{pmatrix} \quad (2.23)$$

avec

$$S = 1 - \sum_s \frac{\omega_{ps}^2}{\omega^2 - \omega_{cs}^2} \quad (2.24)$$

$$D = \sum_s \frac{\omega_{cs} \omega_{ps}^2}{\omega(\omega^2 - \omega_{cs}^2)} \quad (2.25)$$

$$P = 1 - \sum_s \frac{\omega_{ps}^2}{\omega^2}. \quad (2.26)$$

L'indice s dans la sommation indique la nature des particules électrons ou ions. Les termes S et D peuvent être décomposés en une somme et une différence de termes R et L tels que $S = \frac{1}{2}(R + L)$ et $D = \frac{1}{2}(R - L)$ avec

$$R = 1 - \sum_s \frac{\omega_{ps}^2}{\omega(\omega + \omega_{cs})} \quad (2.27)$$

$$L = \sum_s \frac{\omega_{ps}^2}{\omega(\omega - \omega_{cs})}. \quad (2.28)$$

En rassemblant les termes \mathbf{E}_1 dans l'équation 2.18, et en posant que le vecteur \mathbf{n} ($\parallel \mathbf{k}$) est dans le plan $x - z$ et forme un angle θ par rapport au champ magnétique \mathbf{B}_0 : $\mathbf{n} = (n \sin \theta, 0, n \cos \theta)$, on retrouve le système linéaire

$$\begin{pmatrix} S - n^2 \cos^2 \theta & -iD & n^2 \sin \theta \cos \theta \\ iD & S - n^2 & 0 \\ n^2 \sin \theta \cos \theta & 0 & P - n^2 \sin^2 \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} = 0. \quad (2.29)$$

Ce système admet des solutions non triviales si le déterminant de la matrice 3×3 égale à zero.

Cette relation peut être écrite comme

$$\tan^2 \theta = -\frac{P(n^2 - R)(n^2 - L)}{(Sn^2 - RL)(n^2 - P)}. \quad (2.30)$$

Pour une propagation parallèle au champ magnétique \mathbf{B}_0 ($\theta = 0$), cette relation se réduit à

$$P = 0 \quad (2.31)$$

ou

$$n^2 = R \quad (2.32)$$

ou

$$n^2 = L. \quad (2.33)$$

2.2.1 Polarisation de l'onde

Une onde circulaire polarisée droite qui se propage le long de l'axe z s'écrit

$$E_x(z) = A \cos(k_z z) \quad (2.34)$$

$$E_y(z) = -A \sin(k_z z). \quad (2.35)$$

En terme d'amplitudes complexes, le rapport des deux champs électriques donne

$$i \frac{E_x}{E_y} = 1. \quad (2.36)$$

Pour une onde circulaire polarisée gauche,

$$i \frac{E_x}{E_y} = -1. \quad (2.37)$$

De la ligne centrale de l'équation 2.29

$$i \frac{E_x}{E_y} = \frac{n^2 - S}{D} = \frac{2n^2 - (R + L)}{R - L}. \quad (2.38)$$

Dans le cas de la propagation parallèle, nous avons obtenu la relation de dispersion $n^2 = R$. En remplaçant cette dernière dans l'équation 2.38, on obtient $iE_x/E_y = 1$. D'une manière similaire pour la solution $n^2 = L$, on obtient $iE_x/E_y = -1$. En conclusion, l'équation 2.32 est associée à un mode de polarisation droite R (Right) et l'équation 2.33 est associée à un mode de polarisation gauche L (Left).

La solution $P = 0$ correspond au mode longitudinal électrostatique ($\omega = \omega_p$) obtenu également pour le cas d'un plasma non magnétique. Les particules oscillent localement ($v_g = 0$) le long du champ magnétique sans subir l'influence de ce dernier ($\mathbf{v} \times \mathbf{B} = 0$).

Lorsque $n^2 = L$ ou $n^2 = R$, et pour une propagation parallèle ($\theta=0$), la troisième ligne du système linéaire 2.29 conduit à l'équation

$$P E_z = 0. \quad (2.39)$$

L'existence du mode électrostatique longitudinal $P = 0$ implique la possibilité d'existence d'un champ électrique parallèle E_z non nul.

2.3 Equations des ondes d'Alfvén cinétiques et inertielles

Comme nous l'avons signalé dans la section 2.1, les ondes d'Alfvén ordinaires ne possèdent pas de composantes de champ électrique parallèle (au champ magnétique ambiant) qui permettent l'accélération des particules, ce qui nous amène à nous intéresser aux ondes d'Alfvén dites "cinétiques" et "inertielles". Ces deux modes possèdent un champ électrique parallèle significatif, avec la conséquence qu'ils peuvent interagir efficacement avec les électrons et les ions. Ces modes peuvent alors jouer un rôle dans l'accélération des particules dans la zone aurorale, et également dans la couronne solaire. On peut attribuer la formation de ces modes au couplage entre le mode magnétoacoustique et le mode d'Alfvén pur lorsque ces derniers rencontrent un vecteur d'onde perpendiculaire très grand. Ces modes auront une relation de dispersion différente par rapport à celle d'Alfvén ordinaire si la longueur d'onde perpendiculaire au champ magnétique uniforme est très petite, ou si le vecteur d'onde est pratiquement perpendiculaire au champ magnétique. Donc se sont des ondes d'Alfvén qui sont associées à de petites échelles spatiales. Ces modes sont classés selon le régime de plasma considéré, c'est à dire selon la valeur de β qui est le rapport pression cinétique sur la pression magnétique $\beta = 2\mu_0 nkT/B^2 = V_T^2/V_A^2$.

Le mode est dit "cinétique"(Kinetic Alfvén wave KAW) si le milieu est un plasma chaud.

Le mode est dit "inertiel"(Inertiel Alfvén wave IAW) si le milieu est un plasma froid.

Afin d'étudier les propriétés des modes KAW et IAW, on peut utiliser la théorie fluide, la théorie cinétique, et la théorie de "deux-potentiels" qu'on utilisera ci-dessous. Une version de cette théorie utilise des équations fluides simplifiées (Goertz 1984).

On perturbe un plasma par des petites perturbations, de basse fréquence, magnétiquement incompressibles. Commençons par écrire la loi de Faraday

$$\nabla \times \mathbf{E} = \frac{-\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (2.40)$$

et la loi d'Ampère

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J}. \quad (2.41)$$

Dans la loi d'Ampère, on a négligé le courant de déplacement devant le courant de matière.

On exprime le champ électrique sous la forme: $E_{\perp} = E_x = -\partial_x \phi$ et $E_{\parallel} = E_z = -\partial_z \psi$ où ϕ est le potentiel électrique perpendiculaire, et ψ est le potentiel électrique parallèle.

On considère un champ magnétique uniforme \mathbf{B}_0 dans la direction parallèle z avec $B_x = 0$.

De l'équation 2.40 on a $\partial_t B_y = \partial_x \partial_z (\phi - \psi)$. En dérivant l'équation 2.41 par rapport au temps, puis en remplaçant l'expression de $\partial_t B_y$ trouvée précédemment, on trouve $\partial_z \partial_x^2 (\phi - \psi) = \mu_0 \partial_t J_z$.

On peut généraliser ce résultat en écrivant

$$\mathbf{E}_\perp = (\mathbf{E} \times \mathbf{B}_0) = -\nabla_\perp \phi \quad (2.42)$$

$$\mathbf{E}_\parallel = (\mathbf{E} \cdot \mathbf{B}_0) = -\nabla_\parallel \psi \quad (2.43)$$

avec la relation obtenue

$$\nabla_\parallel \nabla_\perp^2 (\phi - \psi) = \mu_0 \partial_t J_\parallel. \quad (2.44)$$

La dynamique des ions et des électrons sera décrite par les deux relations : l'équation de la dynamique pour les particules en déplacement parallèle et la composante perpendiculaire de la vitesse, pour cela, on va introduire la notion du mouvement du centre guide des particules, on exprime le mouvement des particules chargées dans un repère local où l'un des axes est parallèle au champ magnétique. Cette approche plus claire par rapport au traitement linéarisé classique du mouvement des particules utilisé dans la section précédente (équation 2.19), permet de mieux séparer les effets de variations temporelles et spatiales des champs, et aussi conduit à l'apparitions de termes très importants comme celui de la dérive de polarisation. Nous allons voir que cet effet du mouvement permet la création d'un champ électrique parallèle non nul.

La composante parallèle de la vitesse est donnée par

$$\frac{d\mathbf{v}_\parallel}{dt} = \mathbf{v}_\parallel \nabla \mathbf{v}_\parallel + \frac{\partial \mathbf{v}_\parallel}{\partial t} = \frac{e}{m} \mathbf{E}_\parallel \quad (2.45)$$

et la composante perpendiculaire

$$\mathbf{v}_\perp = \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{B^2} + \mathbf{v}_\perp \quad (2.46)$$

où \mathbf{v}_\perp est la vitesse de dérive perpendiculaire $\mathbf{v}_\perp = \frac{m}{qB^2} d\mathbf{E}/dt$.

Puisque $m_e \ll m_i$, l'équation 2.45 donne des vitesses plus grandes aux électrons, et l'équation 2.46 donne des vitesses plus grandes aux ions, ce qui nous conduit à considérer pour ce qui suit que le mouvement des électrons se fait principalement dans la direction parallèle au champ magnétique uniforme, et le mouvement des ions se fait plutôt dans le sens perpendiculaire au champ. Cette constatation est très importante pour l'interprétation des résultats de nos simulations.

En exprimant B^2 en fonction de la vitesse d'Alfvén $V_A^2 = B^2/\mu_0 N m_i$ dans l'équation 2.46, on a

$$\mathbf{v}_\perp = \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{B^2} + \frac{1}{N\mu_0 q} \frac{1}{V_A^2} \frac{d\mathbf{E}_\perp}{dt}. \quad (2.47)$$

L'équation de continuité pour les ions est

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \nabla(n_i \mathbf{v}_i) = 0. \quad (2.48)$$

On perturbe le système en écrivant $n_i = N + n_i(t)$, $\mathbf{v}_i = \mathbf{v}_i(t)$, $\mathbf{E} = \mathbf{E}(t)$, $\mathbf{B} = \mathbf{B}(t) + \mathbf{B}_0$. En remplaçant dans l'équation de continuité et après linéarisation, on trouve

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \nabla(N \mathbf{v}_i) = 0. \quad (2.49)$$

En dérivant l'équation 2.49 par rapport au temps, et en décomposant les termes $\mathbf{v}_i = \mathbf{v}_{i\parallel} + \mathbf{v}_{i\perp}$ ainsi que $\nabla = \nabla_{\parallel} + \nabla_{\perp}$

$$\frac{\partial^2 n_i}{\partial t^2} + \nabla_{\parallel} \left(N \frac{\partial \mathbf{v}_{i\parallel}}{\partial t} + N \frac{\partial \mathbf{v}_{i\perp}}{\partial t} \right) + \nabla_{\perp} \left(N \frac{\partial \mathbf{v}_{i\parallel}}{\partial t} + N \frac{\partial \mathbf{v}_{i\perp}}{\partial t} \right) = 0. \quad (2.50)$$

Avec l'annulation des termes croisés, ainsi que des termes d'ordre 2 après la linéarisation, on trouve l'équation de continuité linéarisée

$$\frac{\partial^2 n_i}{\partial t^2} + \nabla_{\parallel} \left(\frac{N q_i}{m_i} \mathbf{E}_{\parallel} \right) + \nabla_{\perp} \left(\frac{c^2}{V_A^2} \frac{\epsilon_0}{e} \frac{\partial^2 E_{\perp}}{\partial t^2} \right) = 0. \quad (2.51)$$

On suppose que la vitesse d'Alfvén varie lentement dans la direction perpendiculaire \mathbf{x} mais pas dans la direction parallèle z ($V_A = V_A(x)$). On écrit les potentiels perturbés sous la forme

$$\phi = \phi(x) \exp[i(k_z z + k_y y - \omega t)] \quad (2.52)$$

$$\psi = \psi(x) \exp[i(k_z z + k_y y - \omega t)]. \quad (2.53)$$

On remplace dans l'équation 2.51, avec $\partial_t^2 = -\omega^2$, $\nabla_{\perp}^2 = \partial_x^2 - k_y^2$, $\nabla_{\parallel}^2 = -k_z^2$. La fréquence plasma ionique ainsi que la vitesse de la lumière dans le vide sont données respectivement par les expressions $\omega_{pi} = Ne^2/m_i \epsilon_0$, $c^2 = 1/\epsilon_0 \mu_0$.

Ce qui nous donne la relation

$$\frac{en_i}{\epsilon_0} = \frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2} k_z^2 \psi + \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{c^2}{V_A^2(x)} \frac{\partial \phi}{\partial x} \right] - \frac{c^2}{V_A^2} k_y^2 \phi. \quad (2.54)$$

Si la température finie des ions est prise en compte, l'expression du terme multiplicatif par $\partial \phi / \partial x$ sera modifiée, d'où une expression plus générale en utilisant l'équation de Vlasov (Hasegawa 1976)

$$\frac{en_i}{\epsilon_0} = \frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2} k_z^2 \psi + \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{c^2}{V_A^2(x)} A \frac{\partial \phi}{\partial x} \right] - \frac{c^2}{V_A^2} k_y^2 \phi \quad (2.55)$$

avec $A = 1 + \frac{3}{4} R g_i^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2}$, où $R g_i = \frac{m_i v_i}{e B}$ est le rayon de gyration des ions.

De la même manière que précédemment, l'équation de continuité des électrons s'écrit

$$\frac{en_e}{\epsilon_0} = -\frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} k_z^2 \psi - \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{c^2}{V_A^2(x)} A \frac{\partial \phi}{\partial x} \right] + \frac{c^2}{V_A^2} k_y^2 \phi. \quad (2.56)$$

Pour un plasma froid où la pression cinétique est très inférieure à la pression magnétique ($\beta \ll m_e/m_i$), les électrons vont subir l'effet du champ électrique parallèle qui va les accélérer dans la direction z . Dans ce cas, on va négliger le mouvement des électrons dans le sens perpendiculaire. Ceci se traduit par la négligence des termes en ϕ dans l'équation 2.56 devant le terme en ψ , d'où l'équation

$$\frac{en_e}{\epsilon_0} = -\frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} k_z^2 \psi \quad (2.57)$$

ce qui correspond aussi au cas $V_{Te} \ll V_A$ où V_{Te} est la vitesse thermique des électrons.

Pour un plasma chaud où $\beta \gg m_e/m_i$ avec $V_{Te} \gg V_A$, les électrons sont si rapides qu'ils voient le champ électrique comme stationnaire. Dans ce cas, le mouvement des électrons sera décrit par une maxwellienne: $n_e = n_{e0} \exp[e\psi/T_e] = n_{e0} \exp[e\psi/m_e V_{Te}^2]$. On perturbe ce système avec des perturbations de petites amplitudes, et en posant que $e\psi \ll m_e V_{Te}^2$, on a

$$n_{e0} + n_e = n_{e0} \left(1 + \frac{e\psi}{m_e V_{Te}^2} \right) \quad (2.58)$$

$$n_e = \frac{n_{e0} e\psi}{m_e V_{Te}^2} \quad (2.59)$$

d'où

$$\frac{en_e}{\epsilon_0} = \frac{\omega_{pe}^2}{V_{Te}^2} \psi. \quad (2.60)$$

Le principe de neutralité des charges ($n_i = n_e$) nous permet de faire l'égalité entre l'équation 2.55 d'une part, et les deux équations 2.57 et 2.60 d'une autre part. On obtient ainsi l'expression du potentiel électrique ψ dans les deux cas, plasma chaud et plasma froid

$$\psi = h^{-1} \frac{d}{dx} \left[\frac{c^2}{v_A^2} A \frac{d\phi}{dx} \right] - \frac{c^2}{V_A^2} k_y^2 \phi \quad (2.61)$$

avec

$$h = \begin{cases} \frac{\omega_{pe}^2}{V_{Te}^2} - \frac{k_z^2}{\omega^2} \omega_{pi}^2 & ; \quad \frac{m_e}{m_i} \ll \beta \ll 1 \\ \left(\frac{\omega_{pe}^2 + \omega_{pi}^2}{\omega^2} \right) k_z^2 & ; \quad \beta \ll \frac{m_e}{m_i}. \end{cases} \quad (2.62)$$

L'équation de continuité des électrons linéarisée est donnée par

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla_{\parallel} (n_{e0} v_e) = 0. \quad (2.63)$$

En dérivant cette équation par rapport au temps puis en multipliant par $-e$ on trouve

$$-e \frac{\partial^2 n_e}{\partial t^2} + \nabla_{\parallel} \frac{\partial}{\partial t} (-n_{e0} e v_e) = 0 \quad (2.64)$$

or on peut écrire la perturbation de la densité de courant parallèle comme $J_{\parallel} = -n_{e0}ev_e + Nev_{\parallel}$ d'où $-n_{e0}ev_e = J_{\parallel} - Nev_{\parallel}$,
on remplace cette expression dans l'équation 2.64, on trouve

$$e \frac{\partial^2 n_e}{\partial t^2} = \nabla_{\parallel} \frac{\partial J_{\parallel}}{\partial t} - \nabla_{\parallel} \frac{\partial}{\partial t} (Nev_{\parallel}). \quad (2.65)$$

De l'équation 2.44 on a $\partial_t J_{\parallel} = (\nabla_{\parallel} \nabla_{\perp}^2 (\phi - \psi)) / \mu_0$. En utilisant aussi l'équation 2.45 on a finalement

$$e \frac{\partial^2 n_e}{\partial t^2} = \frac{1}{\mu_0} \left[\nabla_{\parallel}^2 \nabla_{\perp}^2 (\phi - \psi) + \frac{\omega_{pi}^2}{c^2} \nabla_{\parallel}^2 \psi \right]. \quad (2.66)$$

En utilisant le principe de la neutralité de la charge $n_e = n_i$, l'équation 2.66 devient

$$-e \frac{\partial^2 n_e}{\partial t^2} + \frac{1}{\mu_0} \left[\nabla_{\parallel}^2 \nabla_{\perp}^2 (\phi - \psi) + \frac{\omega_{pi}^2}{c^2} \nabla_{\parallel}^2 \psi \right] = 0. \quad (2.67)$$

En utilisant toujours les operateurs $\partial_t^2 = -\omega^2$, $\nabla_{\perp}^2 = \partial_x^2 - k_y^2$, $\nabla_{\parallel}^2 = -k_z^2$ ainsi que $c^2 = 1/\epsilon_0\mu_0$, et aussi l'équation 2.55, et apres plusieurs étapes de calculs et de simplifications, on obtient l'équation

$$\frac{d}{dx} \left[\left(\frac{\omega^2}{k_z^2 V_A^2} A - 1 \right) \frac{d\phi}{dx} \right] - \left(\frac{\omega^2}{k_z^2 V_A^2} - 1 \right) k_y^2 \phi + \nabla_{\perp}^2 \psi = 0. \quad (2.68)$$

En remplaçant l'expression de ψ en 2.61 dans l'équation 2.68, on obtient finalement l'équation générale d'onde pour le potentiel ϕ (Goertz 1984)

$$\nabla_{\perp} \cdot [\epsilon \nabla_{\perp} \phi] + O_p \phi = 0 \quad (2.69)$$

où ϵ est une "constante dielectrique" donnée par

$$\epsilon(x) = \frac{\omega^2}{k_z^2 V_A^2(x)} - 1. \quad (2.70)$$

O_p est un operateur de dérivation en x de 4ème ordre agissant sur ϕ et qui est multiplié par une fonction qui dépend du rayon de gyration des ions pour le cas $\beta \gg m_e/m_i$, ou dépend de la longueur inertielle de l'électron c/ω_p pour le cas $\beta \ll m_e/m_i$

$$O_p = \begin{cases} \left(\frac{3}{4} \frac{\omega^2}{k_z^2} R g_i^2 \frac{d^3}{dx^3} + \frac{d^2}{dx^2} V_A^2 \frac{T_e}{T_i} R g_i^2 \frac{d}{dx} \right) \frac{1}{V_A^2} \frac{d}{dx} & ; \beta \gg \frac{m_e}{m_i} \\ -\frac{d^2}{dx^2} \left[\frac{\omega^2}{k_z^2} \frac{c^2}{\omega_p^2} \frac{d}{dx} \frac{1}{V_A^2} \frac{d}{dx} \right] & ; \beta \ll \frac{m_e}{m_i}. \end{cases} \quad (2.71)$$

Pour un plasma uniforme (la densité est constante) et donc $dV_A/dx = 0$, on peut écrire que $d/dx = ik_x$, on obtient ainsi la relation de dispersion des ondes d'Alfvén cinétiques (dans le cas $k_y \ll k_x$)

$$\omega^2 \approx k_z^2 V_A^2 \left[1 + k_x^2 R g_i^2 \left(\frac{3}{4} + \frac{T_e}{T_i} \right) \right]; \quad \frac{m_e}{m_i} \ll \beta \ll 1 \quad (2.72)$$

$$\omega^2 = k_z^2 V_A^2 \left[1 + \frac{k_x^2 c^2}{\omega_p^2} \right]^{-1}; \quad \beta \ll \frac{m_e}{m_i} \quad (2.73)$$

2.3.1 Le champ électrique parallèle

Dans le cas où $k_x = 0$, les deux équations 2.72 et 2.73 seront réduites à l'équation des ondes d'Alfvén ordinaires non dispersives $\omega^2 = k_z^2 V_A^2$. Dans le cas où $k_x \neq 0$, les effets cinétiques des ondes Alfvén apparaissent, les deux équations présentent une dispersion dans la direction perpendiculaire (\mathbf{x}). Si k_x est assez important, la dispersion est importante, et donc la l'échelle perpendiculaire (k_\perp^{-1}) doit être de l'ordre du rayon de gyration des ions Rg_i pour les plasmas chauds, et de l'ordre de la longueur inertielle des électrons c/ω_{pe} pour les plasmas froids. Dans ce cas, le potentiel "parallèle" ψ sera proportionnel au vecteur d'onde k_x si on fait l'approximation de l'équation 2.61 (avec $k_y \ll k_x$)

$$|\psi| \approx \frac{1}{h} \frac{c^2}{V_A^2} \left| \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} \right| = \frac{1}{h} \frac{c^2}{V_A^2} k_x^2 |\phi|. \quad (2.74)$$

L'équation 2.74 indique clairement l'existence d'un champ électrique parallèle $E_\parallel = \nabla_\parallel \psi$ proportionnel au vecteur d'onde perpendiculaire, mais on peut déduire les expressions du champ électrique parallèle et perpendiculaire pour les deux régimes du plasma. De l'équation 2.74, on a

$$\frac{E_\parallel}{E_\perp} = \frac{1}{h} \frac{c^2}{V_A^2} k_x k_z. \quad (2.75)$$

On remplace l'expression de h obtenue pour un plasma froid (équation 2.62) dans l'équation 2.75, et on remplace également l'expression de ω^2 obtenue dans la relation de dispersion 2.73, et en faisant l'approximation que $\omega_p = \omega_{pe} \gg \omega_{pi}$, on obtient

$$\frac{E_\parallel}{E_\perp} = - \frac{c^2 k_x k_z / \omega_p^2}{1 + c^2 k_x^2 / \omega_p^2}. \quad (2.76)$$

De la même manière que précédemment, et sachant que $V_{Te} \gg V_A$ pour un plasma chaud, l'expression de h pour ce milieu s'écrit comme

$$h = \frac{-\omega_{pi}}{V_A^2 \left[1 + k_x^2 Rg_i^2 \left(\frac{3}{4} + \frac{T_e}{T_i} \right) \right]} \quad (2.77)$$

d'où

$$\frac{E_\parallel}{E_\perp} = - \frac{c^2}{\omega_{pi}^2} k_x k_z \left[1 + k_x^2 Rg_i^2 \left(\frac{3}{4} + \frac{T_e}{T_i} \right) \right] \quad (2.78)$$

or $c^2/\omega_{pi}^2 \sim 1/k_x^2$, et donc

$$\frac{E_\parallel}{E_\perp} \approx - \frac{k_z}{k_x} \left[1 + k_x^2 Rg_i^2 \left(\frac{3}{4} + \frac{T_e}{T_i} \right) \right] \quad (2.79)$$

Si la dispersion est prédominante, alors

$$\frac{E_{\parallel}}{E_{\perp}} = k_x k_z R g_i^2 \left(\frac{3}{4} + \frac{T_e}{T_i} \right) \quad (2.80)$$

d'où finalement (Goertz 1985)

$$\begin{aligned} \frac{E_{\parallel}}{E_{\perp}} &= -\frac{c^2 k_x k_z / \omega_p^2}{1 + c^2 k_x^2 / \omega_p^2} ; \quad \beta \ll \frac{m_e}{m_i} \\ &= k_x k_z R g_i^2 \left(\frac{3}{4} + \frac{T_e}{T_i} \right) ; \quad \frac{m_e}{m_i} \ll \beta \ll 1. \end{aligned} \quad (2.81)$$

L'existence d'un champ électrique parallèle peut être expliqué avec cet argument simple. Une onde d'Alfvén qui traverse un champ magnétique uniforme parallèle donne naissance à un courant de polarisation perpendiculaire $J_x \propto \partial E_x / \partial t$. Pour un vecteur d'onde perpendiculaire fini k_x , la divergence de ce courant est également finie $k_x J_x \neq 0$. Cependant, pour les basses fréquences, la divergence du courant total est égale à zéro, ce qui revient à écrire $k_z J_z = -k_x J_x$ (par définition $k_y = 0$). Un courant électrique aligné avec le champ magnétique ne peut être que des électrons qui se déplacent dans cette direction par rapport aux ions. Les électrons se déplacent ainsi grâce à un champ électrique parallèle causé par l'onde d'Alfvén cinétique. On a aussi $\nabla \cdot \mathbf{E} = i(k_x E_x + k_z E_z) \neq 0$, ce qui implique que l'onde d'Alfvén cinétique transporte une densité de charge électrique.

L'article de Stéfant (1970) était parmi les premières références qui ont cité les effets d'un large vecteur d'onde sur le mode d'Alfvén dans un plasma chaud, il a mentionné que lorsque la longueur d'onde perpendiculaire sera de l'ordre du rayon de gyration des ions, les ions ne suivront plus les lignes du champ magnétique alors que les électrons restent attachés aux lignes du champ magnétique à cause de leur petit rayon de gyration. Ainsi, une séparation de charges se produit et un couplage entre le mode d'Alfvén et le mode électrostatique longitudinal qui donne naissance au mode d'Alfvén cinétique. Nous avons déjà mentionné dans la sous-section 2.2.1 que l'existence du mode longitudinal électrostatique implique l'existence possible d'un champ électrique parallèle.

Hasegawa & Chen (1975), Hasegawa (1976) ont utilisé ces modes pour expliquer les arcs auroraux. Un couplage entre l'onde d'Alfvén torsionnelle et une onde MHD de surface (qui apparaît au niveau d'une discontinuité de densité) peut engendrer une onde d'Alfvén cinétique si la fréquence de l'onde d'Alfvén est égale à celle de l'onde de surface.

La séparation de charges peut se produire également dans un plasma froid si la longueur d'inertie électronique serait de l'ordre des échelles de distance perpendiculaires au champ magnétique, ce qui va produire les ondes d'Alfvén inertielles.

2.4 Equations de propagation des ondes d'Alfvén dans des cavités de densité

On considère dans cette partie un plasma froid, à savoir $\beta \ll m_e/m_i$. On assume aussi que $E_y = 0$ et $\partial/\partial y = 0$. B_0 est le champ magnétique ambiant pour une altitude donnée. On

note $\alpha^2 = B_0/B_z$. Les équations qu'on va traiter sont les mêmes que celles utilisées par Goertz & Boswell (1979) sauf qu'on introduit dans ce cas une variation de densité dans le plan (x, z) et l'effet de la convergence des lignes du champ magnétique (Génot et al. 1999). Commençons par écrire la densité de courant ionique perpendiculaire causée par la vitesse de dérive $v_{i\perp}$

$$j_x = n_i e v_{i\perp} = \frac{n_i m_i}{B^2} \frac{\partial E_x}{\partial t}. \quad (2.82)$$

En utilisant l'expression de la vitesse de dérive ainsi que l'équation du mouvement des ions, on retrouve la 1ère équation du modèle

$$\frac{\partial^2 E_x}{\partial t^2} = \frac{V_A^2}{\alpha} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial \alpha E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} \right). \quad (2.83)$$

où $V_A^2 = B^2/\mu_0 n_i m_i$ est la vitesse d'Alfvén qui dépend de x et z . La dérivé temporelle de l'équation de continuité pour les ions et les électrons nous donne respectivement

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \delta n_i}{\partial t^2} &= -\frac{1}{\alpha} \frac{\partial^2}{\partial x \partial t} (n v_{ix}) \\ &= -\frac{n m_i}{\alpha e B^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left(\frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial \ln n}{\partial x} E_x \right) \end{aligned} \quad (2.84)$$

$$\frac{\partial^2 \delta n_e}{\partial t^2} = -\frac{1}{\alpha^2} \frac{\partial^2}{\partial z \partial t} (\alpha^2 n v_{ez}) = \frac{e}{\alpha^2 m_e} \frac{\partial \alpha^2 n E_z}{\partial z} \quad (2.85)$$

où δn_i et δn_e sont des perturbations. On assume au premier ordre que $n_e \approx n_i \approx n$. En calculant la dérivative seconde de la lois de Gauss et en l'injectant dans les deux équations 2.84 et 2.85, on retrouve la 2ème équation du modèle en tenant compte de l'approximation des fréquences basses ($\partial^2/\partial t^2 \ll \omega_{pe}^2$)

$$\frac{\partial E_z}{\partial z} + E_z \frac{\partial \ln \alpha^2 n}{\partial z} = \frac{-c^2}{\alpha V_A^2 \omega_{pe}^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left(\frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial \ln n}{\partial x} E_x \right). \quad (2.86)$$

Cette équation s'adapte au cas où il existe des fluctuations de basse fréquence LF qui perturbent le plasma comme les ondes d'Alfvén. Vu qu'il y aura la naissance du champ électrique parallèle E_z , on va utiliser le système des deux équations 2.83 et 2.86. En combinant ces deux dernières équations, on obtient une équation différentielle à dérivée partielle de 4ème ordre (Génot et al. 1999)

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 E_x}{\partial t^2} - \frac{V_A^2}{\alpha} \frac{\partial^2 \alpha E_x}{\partial z^2} &= \frac{c^2}{\alpha^2 \omega_{pe}^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left(\frac{\partial^2 E_x}{\partial x^2} + \frac{\partial \ln n}{\partial x} \frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial^2 \ln n}{\partial x^2} E_x \right) \\ &+ \frac{V_A^2}{\alpha} \frac{\partial}{\partial x} \left(E_z \frac{\partial \ln \alpha^2 n}{\partial z} \right). \end{aligned} \quad (2.87)$$

On voit bien que le membre gauche de cette équation décrit la propagation des ondes (la composante perpendiculaire E_x) le long des lignes du champ magnétique. Le membre droit est le terme de dispersion.

Les deux composantes du champ électrique sont couplées à travers le dernier membre à droite de cette équation (terme de couplage). Dans le cas où le nombre de particules n ne varie par le long des lignes du champ dans la direction z , alors le terme de couplage s'annule et on obtient une équation en E_x seulement. Pour l'étude des aurores polaires terrestres, des modèles globaux de la région d'accélération prennent en compte le gradient longitudinal $\partial \ln n / \partial z$ (z étant l'altitude). D'autres études centrées sur des processus à petite échelle négligent ce terme (Génot et al. 2000), alors elles prennent compte de l'existence de cavités de plasma très localisées où la densité varie le long de la direction transverse $\partial \ln n / \partial x \neq 0$.

Dans la présente étude, qui se fonde sur des processus à petite échelle par rapport aux dimensions de la couronne, on néglige aussi le terme $\partial \ln n / \partial z$, mais on suppose des cavités transverses créées par des processus de reconnexion, avec $\partial \ln n / \partial x \neq 0$. C'est de ce terme que l'on attend la création d'un champ électrique parallèle.

2.5 Valeur de β dans la couronne solaire: régime inertiel ou cinétique?

Nous avons vu que le terme d'onde d'Alfvén cinétique est valable lorsque les effets de température dans le milieu sont importants, c'est à dire β est assez grand. Le terme inertiel est valide pour les β faibles, c'est ce qui différencie les deux régimes.

Dans la couronne solaire, la pression thermique est très inférieure à la pression magnétique en général, ce qui donne un $\beta \ll 1$.

Mais la couronne est un milieu qui n'est pas aussi homogène que ça. Dans les régions où l'on attend l'émission d'orages de bruit, comme les régions de forte reconnexion magnétique (boucles magnétiques) ou les régions de fort gradient de densité, la température électronique peut atteindre $10^8 K$. Ceci démontre que localement dans la couronne, on peut trouver des régions où β est faible, ce qui correspond à un plasma chaud.

Dans notre simulation, on est contraint de limiter le rapport m_i/m_e à 100 à cause du coût numérique (pour limiter de temps de la simulation), par conséquent, on peut avoir un régime plasma chaud pour une température donnée, mais on peut avoir également un régime plasma froid pour une autre température chaude du même milieu mais inférieure à la première, ce qui indique que cette différenciation n'est pas aussi rigoureuse.

2.6 Conclusion

Une onde d'Alfvén est une perturbation transversale du champ magnétique. Elle se propage dans la direction du champ magnétique sans compresser la matière. Ces ondes ne transportent pas de champ électrique parallèle, et donc elles ne peuvent pas accélérer les particules dans cette direction. Lorsque l'onde d'Alfvén est associée à de petites échelles perpendiculaires k_{\perp}^{-1} , elle devient plus intéressante car elle développe un champ électrique parallèle qui peut interagir avec des particules. On distingue deux cas :

- L'onde est appelée onde d'Alfvén inertielle lorsque le plasma est froid ($\beta \ll m_e/m_i$) et lorsque k_{\perp}^{-1} est de l'ordre de la longueur d'inertie électronique (c/ω_{pe}).

- L'onde est appelée onde d'Alfvén cinétique lorsque le plasma est chaud ($m_e/m_i \ll \beta \ll 1$) et lorsque k_{\perp}^{-1} est de l'ordre du rayon de gyration des ions Rg_i .

Lors de la propagation d'une onde d'Alfvén à travers une cavité où la densité varie sur une petite échelle dans la direction transverse, un champ électrique parallèle se crée à partir des charges de la dérive de polarisation. Ce champ dépend principalement de l'amplitude de l'onde incidente et de la variation spatiale de la densité dans la direction perpendiculaire.

3 Simulation des particules dans les plasmas (particle in cell)

3.1 Introduction

Pour étudier les milieux ionisés, on peut distinguer deux grandes classes de codes, les codes fluides (en particulier MHD), et les codes cinétiques ou particulaires (PIC). Il existe également des codes hybrides qui appliquent un traitement fluide aux électrons, et un traitement cinétique aux ions. Les codes fluides utilisent généralement les équations MHD pour décrire des phénomènes de grandes échelles ($L > Rg_i$), éventuellement en 3-D, comme la modélisation globale de la magnétosphère, expansion du vent solaire,... Les codes particulaires sont plutôt employés pour étudier des petites échelles, souvent en 1-D, 2-D ou 2.5-D à cause du coût numérique. Ce type de code peut s'appliquer à l'étude locale de la magnétosphère terrestre ou la reconnexion magnétique,...

On voit bien que pour étudier les ondes d'Alfvén cinétiques ou inertielles, il faut résoudre des échelles de l'ordre de Rg_i ou (c/ω_{pe}) , ce qui n'est pas possible dans l'approximation MHD. Dans l'approche cinétique, les électrons et les ions auront un comportement différent, par conséquent, on peut tracer des fonctions de distribution distinctes pour les deux espèces de particules, notamment pour les électrons qui nous intéressent le plus, alors que dans le cas MHD, on a droit à étudier une seule fonction de distribution qui représente le comportement d'un seul fluide.

Dans un milieu collisionnel, les particules interagissent les unes avec les autres, ce qui leur donne la même vitesse moyenne dans toutes les directions, et donc ils ont plutôt un comportement collectif qui est compatible avec une description fluide comme la MHD. Dans la couronne solaire, la densité est suffisamment faible pour que les particules qui la composent ne se rencontrent que très rarement comparé aux échelles de temps auxquelles on s'intéresse. Le libre parcours moyen dans ce milieu est estimé à 1.65×10^9 m, très grand par rapport à l'échelle étudiée. Un milieu non collisionnel est en parfait accord avec un code de type PIC. Les équations à résoudre sont alors celles de Maxwell et celles décrivant le mouvement des particules.

3.2 Les modèles électrostatiques de la particule

La force coulombienne entre deux particules ponctuelles en 2 ou 3 dimensions est représentée dans la figure 3.1. Numériquement, cette force présente un problème lorsque la distance entre ces particules est réduite à zéro: $r = 0, F \rightarrow \infty$, ceci est aussi valable lorsque on a plusieurs particules en interaction avec des effets de collisions. Pour remédier à ce problème, on va étudier la force qui existe entre deux nuages sphériques ou circulaires de charges au lieu de deux charges ponctuelles, ainsi, le comportement collectif de ces charges fait que la force qui s'exerce entre les deux nuages est coulombienne à grande distance, et elle tend vers zéro pour les petites distances. Cette approche nous permet aussi de réduire considérablement le facteur de collisions.

Un autre problème qui peut se poser est celui de la taille finie des particules, dans ce cas, leurs charges sont réparties dans une région finie de l'espace, ce qui implique que le calcul de la variation de la densité des charges dans une région de l'espace à l'intérieur de la particule ne peut être fait. Ce problème sera résolu en divisant l'espace en cellules dont la taille est de l'ordre de la taille de la particule (Figure 3.2). Ceci est l'origine de la nomination du code "particle in cell" ou (PIC).

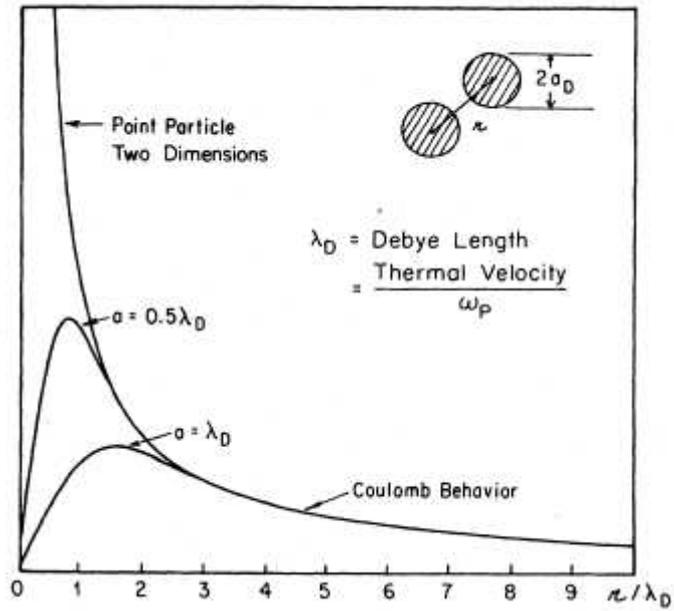


Figure 3.1: Profil de la force coulombienne entre deux particules ponctuelles (Dawson 1983).

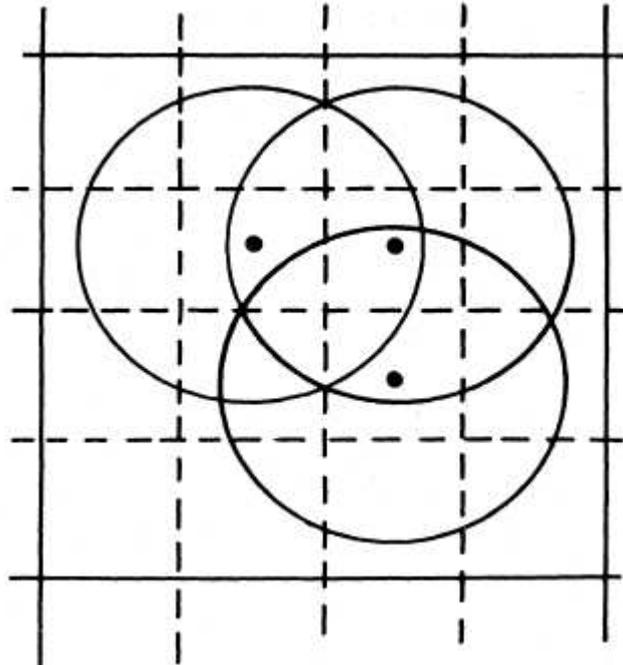


Figure 3.2: Interaction entre deux nuages de charges (Dawson 1983).

On s'arrange à ce que le rapport q/m pour les macro-particules soit le même que celui des particules élémentaires qui les constituent.

Une fois qu'on a divisé notre espace en maillage de plusieurs cellules, on peut commencer à calculer la force coulombienne qui s'exerce sur une particule en terme de champ électrique

$$\mathbf{F}_i = q_i \mathbf{E}(\mathbf{r}_i). \quad (3.1)$$

Le champ électrique est obtenu à partir du potentiel

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = -\nabla\phi(\mathbf{r}) \quad (3.2)$$

et le potentiel est obtenu à partir de l'équation de Poisson

$$\nabla^2\phi(\mathbf{r}) = -4\pi\rho(\mathbf{r}) \quad (3.3)$$

où $\rho(\mathbf{r})$ est la densité de charge.

Pour des charges de tailles finies, on doit tenir compte de toutes les forces qui proviennent des autres charges, ainsi l'équation 3.1 sera modifiée

$$\mathbf{F}_i = q_i \int S(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i) \mathbf{E}(\mathbf{r}) d^n r \quad (3.4)$$

avec q_i est la charge totale, $S(\mathbf{r})$ est le facteur de forme qui donne la manière dont la particule chargée est distribuée depuis son centre dans l'espace. n est le nombre de dimensions dans l'espace (Dans notre simulation $n=2$.)

$S(\mathbf{r})$ est normalisé, on peut écrire

$$\int S(\mathbf{r}) d^n r = 1. \quad (3.5)$$

On peut choisir différents facteurs de formes, un rectangle ou une Gaussienne. La densité de charge s'écrit

$$\rho(\mathbf{r}) = \sum_j q_j S(\mathbf{r} - \mathbf{r}_j). \quad (3.6)$$

Dans la pratique, on fait un développement de Taylor multipolaire de la densité de la charge autour du point du noeud le plus proche de la particule \mathbf{r}_g

$$\rho(\mathbf{r}) \approx \sum_g [Q(\mathbf{r}_g) S(\mathbf{r} - \mathbf{r}_g) + D(\mathbf{r}_g) \cdot \nabla_g S(\mathbf{r} - \mathbf{r}_g)] \quad (3.7)$$

avec $Q(\mathbf{r}_g) = \sum_{j \in g} q_j$ et $D(\mathbf{r}_g) = \sum_{j \in g} q_j \Delta \mathbf{r}_j$ avec $Q(\mathbf{r}_g)$ est la somme des charges des particules pour lesquelles le noeud le plus proche se trouve à \mathbf{r}_g , et $D(\mathbf{r}_g)$ représente le moment dipolaire total par rapport à \mathbf{r}_g . Avec cette approximation on obtient la densité de charge ainsi que la densité dipolaire distribuée sur un maillage uniforme.

Les séries de Fourier discrètes sont un outil très puissant pour les systèmes périodiques. Cette approche fournit des informations sur le spectre spatial de ρ, ϕ et E ce qui est très important en physique des plasmas. On utilise un algorithme de Fast Fourier Transforms (FFT) pour résoudre le potentiel ϕ . Le nombre des modes de Fourier est égal aux nombres des points dans la grille. Dans l'espace de Fourier, les équations de Poisson, du champ électrique et la densité de la charge deviennent

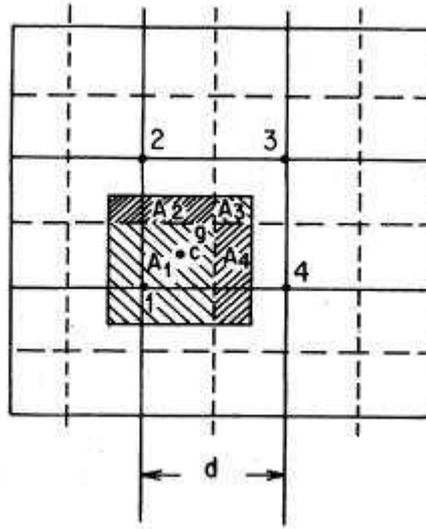


Figure 3.3: Le partage de la charge dans la maille par une méthode d'interpolation (Dawson 1983).

$$\phi(\mathbf{k}) = 4\pi\rho(\mathbf{k})/k^2 \quad (3.8)$$

$$\mathbf{E}(\mathbf{k}) = \frac{-4\pi i\mathbf{k}}{k^2}\rho(\mathbf{k}) \quad (3.9)$$

$$\rho(\mathbf{k}) \approx S(\mathbf{k}) \sum_g [Q(\mathbf{r}_g) - i\mathbf{k} \cdot D(\mathbf{r}_g)] \exp(-i\mathbf{k}\mathbf{r}_g) \quad (3.10)$$

$$\rho(\mathbf{k}) = S(\mathbf{k}) | [FFT\{Q(\mathbf{r}_g)\} - i\mathbf{k} \cdot FFT\{D(\mathbf{r}_g)\}] |. \quad (3.11)$$

On peut passer de l'espace Fourier à l'espace réel ou vice versa en utilisant la FFT ou la FFT inverse. Le champ électrique dans les différents noeuds de la maille est obtenu en faisant une FFT inverse à l'équation 3.9. On trouve souvent une distribution uniforme de charge des particules dans un carré, dans ce cas on peut utiliser une méthode d'interpolation pour estimer le champ électrique (ou la force) au niveau de la particule en additionnant les champs électriques autour de la charge multipliés par la surface qui délimite la charge. Dans le cas de la Figure 3.3, le champ électrique au point c sera donnée par

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_1A_1 + \mathbf{E}_2A_2 + \mathbf{E}_3A_3 + \mathbf{E}_4A_4 \quad (3.12)$$

et la force :

$$\mathbf{F} = (\mathbf{E}_1A_1 + \mathbf{E}_2A_2 + \mathbf{E}_3A_3 + \mathbf{E}_4A_4) \frac{q}{d^2}. \quad (3.13)$$

3.3 Le modèle électromagnétique de la particule

Nous avons assimilé le plasma à un ensemble de macro-particules chargées réparties sur une grille. Ce système dépend du champ électromagnétique qui est interpolé pour chaque particule dans la maille (Paragraphe 3.2). Le champ électromagnétique est calculé sur la grille en utilisant les équations de Maxwell

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (3.14)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \frac{4\pi \mathbf{J}(\mathbf{r}, t)}{c} \quad (3.15)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 4\pi \rho(\mathbf{r}, t) \quad (3.16)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0. \quad (3.17)$$

Comme dans le cas électrostatique, ces équations peuvent être résolues dans l'espace de Fourier en utilisant la FFT.

Ajoutons à ces équations les expressions des densités de courant et de charges déduites à partir des positions et des vitesses des macro-particules.

$$\mathbf{J}(\mathbf{r}, t) = \sum_i q_i \mathbf{v}_i S(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i) \quad (3.18)$$

$$\rho(\mathbf{r}, t) = \sum_i q_i S(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i). \quad (3.19)$$

Si c'est la première étape de calcul à faire pour un temps initial, alors la position et la vitesse doivent être des données initiales.

Si c'est une étape de calcul, la position ainsi que la vitesse seront calculés à partir des équations du mouvement de Newton-Lorentz

$$\frac{d\mathbf{r}_i}{dt} = \mathbf{v}_i \quad (3.20)$$

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = \frac{1}{m} \sum_i \mathbf{F}_i = \frac{1}{m} \sum_i q_i (\mathbf{E} + \mathbf{v}_i^{init} \times \mathbf{B}). \quad (3.21)$$

Ce petit déplacement des particules et la nouvelle vitesse nécessitent un recalcul des nouveaux champs, et ainsi de suite. Cette procédure est répétée à chaque pas de temps. Une simulation peut couvrir des milliers de pas de temps. Typiquement 2048 dans notre cas.

3.3.1 Intégration des équations du mouvement

Le nombre important de particules utilisées dans les simulations plasma nécessite des méthodes numériques rapides et qui utilisent un minimum de mémoire, avec un très bon degré de précision. Les informations dont on a besoin pour intégrer les équations sont la vitesse et la position ($\mathbf{v}_i, \mathbf{x}_i$). On va opter pour la méthode d'intégration "saute mouton" ou "leap-frog" parce que cette dernière possède une erreur qui tend vers zéro lorsque $\Delta t \rightarrow 0$. Cette méthode est aussi simple à comprendre et utilise un minimum de mémoire avec une précision surprenante.

Les deux équations différentielles de premier ordre à intégrer séparément pour chaque particule sont

$$m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = \mathbf{F} \quad (3.22)$$

$$\frac{d\mathbf{x}}{dt} = \mathbf{v}. \quad (3.23)$$

On réécrit ces équations avec la méthode des différences finies

$$m \frac{\mathbf{v}_{new} - \mathbf{v}_{old}}{\Delta t} = \mathbf{F}_{old} \quad (3.24)$$

$$\frac{\mathbf{x}_{new} - \mathbf{x}_{old}}{\Delta t} = \mathbf{v}_{new} \quad (3.25)$$

en méthode saute mouton (temps centré)

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = \frac{\mathbf{v}_{n+1/2} - \mathbf{v}_{n-1/2}}{\Delta t} = \frac{q}{m} \left[\mathbf{E} + \frac{\mathbf{v}_{n+1/2} + \mathbf{v}_{n-1/2}}{2} \times \mathbf{B} \right] \quad (3.26)$$

où l'indice n fait référence au pas de temps. Or nous avons aussi

$$\mathbf{v}_{n+1/2} = \frac{\mathbf{x}_{n+1} - \mathbf{x}_n}{\Delta t} \quad (3.27)$$

$$\mathbf{v}_{n-1/2} = \frac{\mathbf{x}_n - \mathbf{x}_{n-1}}{\Delta t} \quad (3.28)$$

donc

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = \mathbf{a}_n = \frac{\mathbf{v}_{n+1/2} - \mathbf{v}_{n-1/2}}{\Delta t} = \frac{\mathbf{x}_{n+1} - 2\mathbf{x}_n + \mathbf{x}_{n-1}}{\Delta t^2}. \quad (3.29)$$

On a aussi

$$\frac{\mathbf{v}_{n+1/2} + \mathbf{v}_{n-1/2}}{2} = \frac{\mathbf{x}_{n+1} - \mathbf{x}_{n-1}}{2\Delta t}. \quad (3.30)$$

La force électrique moyenne $\mathbf{F} = q\mathbf{E}$, où \mathbf{E} dépend uniquement de la position de la particule est déterminée à partir de l'équation 3.4. Si le champ magnétique est uniforme $\mathbf{B} = \mathbf{B}_0$, alors la force magnétique est calculée à travers le terme de la vitesse moyenne $(\mathbf{v}_{n+1/2} + \mathbf{v}_{n-1/2})/2$ durant le pas du temps.

La force électro-magnétique est composée de deux parties

$$\mathbf{F}_n = q\mathbf{E}_n + q(\mathbf{v}_n \times \mathbf{B}_n). \quad (3.31)$$

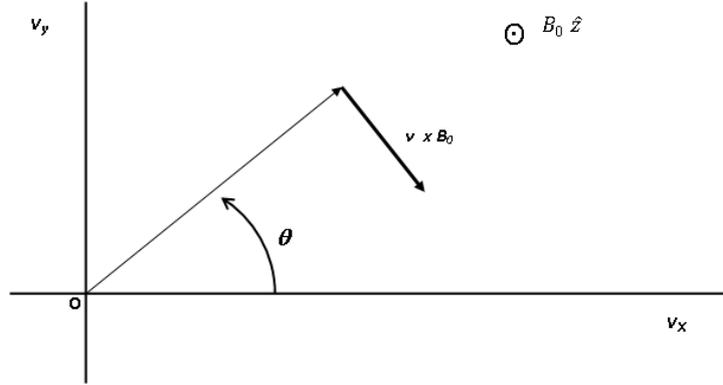


Figure 3.4: Le plan v_x - v_y qui montre la force $q\mathbf{v} \times \mathbf{B}_0$ qui est normal à \mathbf{v} .

Les champs électriques et magnétiques doivent être calculés au niveau de la particule. En utilisant la maille, les deux champs sont interpolés du maillage à la particule comme nous l'avons fait au paragraphe 3.2

Considérant notre problème à une dimension où la particule se déplace suivant l'axe x , on a les deux composantes v_x et v_y . On considère un champ magnétique uniforme \mathbf{B}_0 le long de l'axe z . La force magnétique $q(\mathbf{v} \times \mathbf{B})$ n'est que la rotation du vecteur \mathbf{v} comme le montre la Figure 3.4. Le champ magnétique ne va pas changer la magnitude du vecteur \mathbf{v} , contrairement au champ électrique $q\mathbf{E} = qE_x\mathbf{x}$ qui va altérer la composante v_x ($E_y = 0$). En utilisant toujours un schéma centré en temps $t - \Delta t/2 < t' < t'' < t + \Delta t/2$, on peut écrire pour une demie accélération par le champ électrique

$$\begin{aligned} v_x(t') &= v_x\left(t - \frac{\Delta t}{2}\right) + \frac{q}{m}E_x(t)\left[\frac{\Delta t}{2}\right] \\ v_y(t') &= v_y\left(t - \frac{\Delta t}{2}\right). \end{aligned} \quad (3.32)$$

La force magnétique correspond à une rotation d'un angle $\theta = \omega_c\Delta t$, ce qui revient à écrire

$$\begin{bmatrix} v_x(t'') \\ v_y(t'') \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \omega_c\Delta t & \sin \omega_c\Delta t \\ -\sin \omega_c\Delta t & \cos \omega_c\Delta t \end{bmatrix} \begin{bmatrix} v_x(t') \\ v_y(t') \end{bmatrix} \quad (3.33)$$

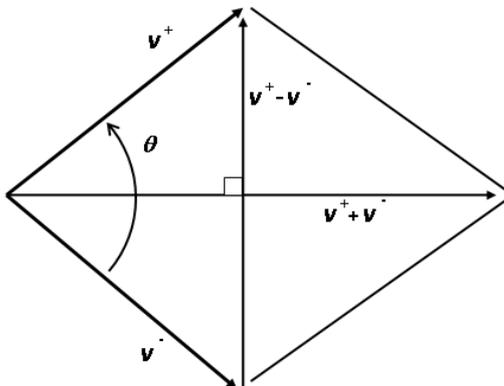


Figure 3.5: Diagramme qui montre la rotation qui correspond à l'équation 3.37. La valeur de $\tan(\theta/2)$ est déjà obtenue dans l'équation 3.38

avec $\dot{\theta} = -\omega_c$ et $\omega_c = qB_0/m$ est la fréquence cyclotronique.
En rajoutant une demie accélération

$$\begin{aligned} v_x\left(t + \frac{\Delta t}{2}\right) &= v_x(t'') + \frac{q}{m} E_x(t) \left[\frac{\Delta t}{2}\right] \\ v_y\left(t + \frac{\Delta t}{2}\right) &= v_y(t''). \end{aligned} \quad (3.34)$$

Une autre méthode pour séparer le champ électrique du champ magnétique

$$\mathbf{v}_{t-\Delta t/2} = \mathbf{v}^- - \frac{q\mathbf{E}}{m} \frac{\Delta t}{2} \quad (3.35)$$

$$\mathbf{v}_{t+\Delta t/2} = \mathbf{v}^+ + \frac{q\mathbf{E}}{m} \frac{\Delta t}{2}. \quad (3.36)$$

En remplaçant ces expressions dans l'équation 3.26, le champ électrique \mathbf{E} sera éliminé, on obtient ainsi

$$\frac{\mathbf{v}^+ - \mathbf{v}^-}{\Delta t} = \frac{q}{2m} (\mathbf{v}^+ + \mathbf{v}^-) \times \mathbf{B} \quad (3.37)$$

ce qui correspond à la rotation qui est illustrée dans la Figure 3.5.

La valeur de de l'angle θ est obtenue comme suit

$$\left| \tan \frac{\theta}{2} \right| = \frac{v^+ - v^-}{v^+ + v^-} = \frac{qB \Delta t}{m} \frac{\Delta t}{2} = \frac{\omega_c \Delta t}{2} \quad (3.38)$$

3.4 Le code EM2DE

Dans ce paragraphe, on va décrire le code **EM2DE** qu'on va utiliser pour cette étude. C'est un code électromagnétique et gyro-cinétique implicite 2.5-D (2-D en espace, 3-D en champs et vitesses) qui est adapté à l'étude de la propagation des ondes d'Alfvén. Ce code a été développé et décrit par Mottez et al. (1998). Le code est de type PIC où il considère l'interaction entre un ensemble de macroparticules chargées. Le code se compose de plusieurs modules.

3.4.1 Le module pousseur des électrons

Ce module consiste à déterminer à partir des équations du mouvement Newton-Lorentz la position et la vitesse de la particule qui est affectée par les champs électriques et magnétiques. Ces champs sont calculés dans le module champs électro-magnétiques dans la section 3.4.2

3.4.2 Le module champs électro-magnétiques

L'utilisation des équations de l'électromagnétisme nous contraint à utiliser des échelles de temps très courtes qui correspondent à des ondes de haute fréquences (la lumière), soient plusieurs fois la fréquence du plasma, ajoutons à cela les ondes qui sont issues des oscillations de basse fréquences du champ magnétique auto-consistant dans le plasma (Pinches, ondes cyclotroniques,...). Les ondes de lumière n'interfèrent pas avec le plasma, mais la condition de stabilité peut être altérée par ces ondes. Un code de type PIC implicite consiste à résoudre les équations dynamiques de l'électromagnétisme sans prendre en compte les ondes de hautes fréquences (toujours avec des pas de temps très courts). Dans un schéma implicite direct, quelques variables du système (au pas de temps n) sont remplacés par des variables implicites moyennées dans le temps. Ces dernières dépendent de l'état du système dans le passé (pas de temps $n - 1$) et dans le futur (pas de temps $n + 1$). Le schéma implicite sera résolu par la suite en utilisant un algorithme de correction (Hewett & Langdon 1987). Une classification sommaire des échelles de temps dans un plasma permet de déterminer quelle seront les variables implicites. Ce choix dépend du problème traité.

Dans le cas de la couronne solaire où on a un milieu faiblement magnétique, on a la contrainte sur la fréquence $\omega_{pe} \gg \omega_{ce}$. En choisissant comme variable implicite le vecteur champ électrique \vec{E}_{n-1} , on peut éliminer les ondes électromagnétiques pures telle que la lumière. On peut éliminer notamment les fluctuations plasmas liées à la fréquence ω_{pe} en utilisant l'accélération \vec{a}_{n-1} comme variable implicite. Mais cette élimination pose des problèmes de stabilité et nous empêcherait de voir si le plasma accéléré engendrerait des ondes de plasma ($\omega \sim \omega_{pe}$). Pour ces deux raisons, on reste explicite sur la fréquence ω_{pe} .

Le champ électrique moyennés dans le temps sera noté $\bar{\mathbf{E}}_n$ avec

$$\bar{\mathbf{E}}_n = \frac{1}{2}[\mathbf{E}_{n+1} + \bar{\mathbf{E}}_{n-1}]. \quad (3.39)$$

Maintenant on peut écrire les équations de Maxwell en différences finies et qui contiennent les termes implicites:

La loi d'Ampere

$$\mathbf{E}_{n+1} - \mathbf{E}_n = c\Delta t \nabla \times \mathbf{B}_{n+1/2} - 4\pi\Delta t \mathbf{J}_{n+1/2}. \quad (3.40)$$

La loi de Faraday

$$\mathbf{B}_{n+1/2} - \mathbf{B}_{n-1/2} = -c\Delta t \nabla \times \bar{\mathbf{E}}_n. \quad (3.41)$$

La loi de Faraday avec un pas de temps de $\Delta t/2$

$$\mathbf{B}_{n+1} - \mathbf{B}_{n+1/2} = -\frac{c}{2}\Delta t \nabla \times \mathbf{E}_{n+1}. \quad (3.42)$$

Ici on a besoin de \mathbf{B}_n pour calculer le mouvement des particules à travers l'équation 3.31.

La densité de charge est donnée par

$$\rho_{n+1} = \sum_s e_s \sum_i S(X_j - x_{n+1}) \quad (3.43)$$

où S est le facteur de forme lié à la particule de type s et de nombre i localisée par rapport à la position de la cellule X_j .

La densité de courant totale est la somme des densités de courant électronique et ionique

$$\mathbf{J}_{n+1/2} = \mathbf{J}_{n+1/2,ion} + \mathbf{J}_{n+1/2,elec} \quad (3.44)$$

avec

$$\mathbf{J}_{n+1/2,ion} = e \sum_i \mathbf{v}_{n+1/2} \frac{1}{2} [S(X_j - x_n) + S(X_j - x_{n+1})] \quad (3.45)$$

et

$$\mathbf{J}_{n+1/2,elec} = -e \sum_i \mathbf{v}_{n+1/2} \frac{1}{2} [S(X_j - x_n) + S(X_j - x_{n+1})]. \quad (3.46)$$

La position x et la vitesse v de la particule dans les équations de la densité de charge 3.43 et la densité de courant 3.44 sont calculées à partir du module de pousseur d'électrons (section 3.4.1) à travers les équations de Lorentz-Newton.

On peut arranger les équations de Maxwell discretisées afin d'exprimer \mathbf{E}_{n+1} en fonction des quantités qui sont connues aux temps n et $n - 1/2$, pour cela, on combine les équations 3.39, 3.40 et 3.41 pour trouver

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{n+1} + \frac{c^2\Delta t^2}{2} \nabla \times \nabla \times \mathbf{E}_{n+1} &= \mathbf{E}_n - \frac{c^2\Delta t^2}{2} \nabla \times \nabla \times \bar{\mathbf{E}}_{n-1} + c\Delta t \nabla \times \mathbf{B}_{n-1/2} \\ &- 4\pi\Delta t \mathbf{J}_{n+1/2}. \end{aligned} \quad (3.47)$$

On peut obtenir une équation du champ plus générale en utilisant l'équation 3.47

$$\mathbf{E}_{n+1} + \frac{c^2 \Delta t^2}{2} \nabla \times \nabla \times \mathbf{E}_{n+1} = \mathbf{Q} \quad (3.48)$$

$$\mathbf{Q}' = \mathbf{E}_n - \frac{c^2 \Delta t^2}{2} \nabla \times \nabla \times \bar{\mathbf{E}}_{n-1} + c \Delta t \nabla \times \mathbf{B}_{n-1/2} - 4\pi \Delta t \mathbf{J}_{n+1/2} \quad (3.49)$$

Au 1er ordre d'approximation, on a $\mathbf{Q} = \mathbf{Q}'$, mais si on veut appliquer l'équation de Poisson au champ électrique \mathbf{E} qui est la solution des équations 3.48 et 3.49, on a $\nabla \cdot \mathbf{E}_{n+1} \neq 4\pi \rho_{n+1}$, d'où la correction de densité de charge apportée à E_{n+1} . On peut écrire cette correction comme $\mathbf{E}_{n+1} = \mathbf{E} - \nabla \psi$, ou aussi $\mathbf{Q} = \mathbf{Q}' - \nabla \psi$ où le potentiel ψ satisfait (Mottez et al. 1998)

$$\nabla^2 \psi = \nabla \cdot \mathbf{Q}' - 4\pi \rho_{n+1}. \quad (3.50)$$

Une fois qu'on a calculé E_{n+1} , on peut remonter à $\bar{\mathbf{E}}_n$ à travers l'équation 3.39. On peut calculer par la suite les valeurs de $\mathbf{B}_{n+1/2}$ et \mathbf{B}_{n+1} en utilisant les équations 3.41 et 3.42 respectivement.

Une fois que le champ électrique sera corrigé, il ne sera pas nécessaire de corriger \mathbf{B} car le terme $\nabla \times \nabla \psi$ sera nul dans les équations 3.41 et 3.42.

3.4.3 Le module conditions initiales: Application à la couronne solaire

3.4.3.1 Distribution initiale des particules et leurs vitesses

La méthode de Monte carlo permet un tirage au hasard des positions des particules au nombre n_0 et la repartition de ces derniers sur la grille suivent le profil de densité initiale. Le module "POSITIONS-INITIALISATION-SOBOL-UNIFORME" assure une distribution initiale uniforme des particules (électrons et ions) dans l'espace. La méthode de tirage permet une distribution uniforme moins bruitée qu'un tirage au sort, et un taux de corrélation entre les partitions des particules aussi faible qu'avec un tirage de nombres pseudo-aléatoire. Les coordonnées x et y sont des nombres statistiques générés par le module Sobol afin d'établir une densité variable $n(x, y)$. La densité $n(x, y)$ doit être normalisée à 1 dans tout le domaine de la simulation ($n(x, y)/n_0 \leq 1$).

Par ailleurs, on tire un nombre aléatoire κ de distribution uniforme $0 < \kappa < 1$. Si κ vérifie la fonction de densité imposée $\kappa < n(x, y)/n_0$, alors il est accepté, sinon d'autres nombres x et y et κ seront générés et ainsi de suite.

La distribution de la vitesse sera obtenue en utilisant le théorème central limite en faisant la sommation de plusieurs distributions aléatoires uniformes entre 0 et 1. Pour chaque composante de vitesse, 12 distributions seront sommées afin d'avoir à la fin une distribution qui se rapproche d'une Maxwellienne entre -6 et 6 et centrée sur 0 (ou une vitesse moyenne qu'on peut ajouter).

3.4.3.2 Initialisation des ondes d'Alfvén

L'initialisation des ondes d'Alfvén est basée sur la théorie bi-fluide du plasma froid (la section 2.2). Le plasma est composé d'électrons et des ions. La solution est une onde

d'Alfvén torsionnelle (quasi-MHD) non compressible de basse fréquence et qui se propage le long du champ magnétique dans la direction parallèle. Ces modes sont linéaires et ne se dissipent pas. Dans notre simulation, la direction parallèle est $\mathbf{x} : \mathbf{B} = (B_0, 0, 0)$ et $k_{\parallel} = k_x$.

La relation de dispersion des ondes Alfvén dans le cas MHD est donnée par

$$\omega = k_{\parallel} V_A. \quad (3.51)$$

Dans notre cas, on tient compte de l'inertie des électrons ($m_e \neq 0$), ce qui rend la relation de dispersion plus compliquée. Si l'on n'en tient pas compte (initialisation purement MHD), la simulation fait apparaître directement les modes R et L qui se propagent à des vitesses différentes. Pour n'avoir qu'une onde (mode R dans nos simulations), nous prenons en compte les effets bi-fluides selon le calcul de la section 2.2

Cette relation va nous permettre d'initialiser la fréquence des ondes Alfvén incidentes, et ainsi initialiser les autres paramètres de l'onde telle que l'amplitude, ou aussi les vitesses des perturbations des électrons et des ions. La relation 2.30 peut être écrite dans le cas de propagation parallèle comme (Mottez 2008)

$$\begin{aligned} \omega^4 - S\omega^3(\omega_{ce} + \omega_{ci}) + \omega^2[\omega_{ce}\omega_{ci} - k^2c^2 - (\omega_{pe}^2 + \omega_{pi}^2)] + S\omega[(\omega_{ce} + \omega_{ci})k^2c^2 \\ + \omega_{pe}^2\omega_{ci} + \omega_{pi}^2\omega_{ce}] - k^2c^2\omega_{ce}\omega_{ci} = 0. \end{aligned} \quad (3.52)$$

Cette relation possède 4 racines, les deux solutions en basses fréquences correspondent à des ondes de polarisation circulaire droite et gauche. La solution avec une polarisation droite est appelée onde magnétoacoustique rapide car elle se réduit à la version MHD de cette onde lorsque $\omega \ll \omega_{ci}$ (voir la remarque dans la section 2.1). Ce mode possède une vitesse de phase supérieure à la vitesse d'Alfvén, ce qui lui donne aussi l'appellation: onde Alfvén rapide. La solution avec une polarisation gauche est appelée onde cyclotronique, appelée également onde Alfvén lente vu que sa vitesse est inférieure à la vitesse d'Alfvén. Les 2 autres solutions de fréquences plus grandes sont exclues.

Afin d'initialiser la simulation, ce polynôme sera résolu numériquement en donnant des valeurs initiales au vecteur d'onde \mathbf{k} . Dans le cas d'une propagation parallèle, on peut poser la perturbation du champ magnétique comme suit

$$B_y(x) = S B_1 \sin(kx) \quad (3.53)$$

$$B_z(x) = B_1 \cos(kx) \quad (3.54)$$

Les perturbations du champ électrique sont obtenues en faisant la transformée de Fourier de l'équation de Faraday et en développant le terme $\mathbf{k} \times \mathbf{E}$

$$E_y(x) = \frac{\omega}{k} B_z(x) \quad (3.55)$$

$$E_z(x) = \frac{-\omega}{k} B_y(x). \quad (3.56)$$

Les vitesses de perturbation des électrons et des ions sont déterminées à partir des équations linéarisées des plasmas froids. Pour les électrons on a

$$V_{ey}(x) = c_{e1}B_y(x)S \quad (3.57)$$

$$V_{ez}(x) = c_{e1}B_z(x) \quad (3.58)$$

pour les ions

$$V_{py}(x) = c_{p1}B_y(x)S \quad (3.59)$$

$$V_{pz}(x) = c_{p1}B_z(x) \quad (3.60)$$

avec $c_{e1} = Sk/(\omega + S\omega_{ce})\omega$ et $c_{p1} = -Sk m_p/(\omega + S\omega_{ci})$.

Pour l'initialisation, on choisit les ondes magnétoacoustiques rapides ($S=+1$) car leur propagation plus rapide permet des simulations plus courtes. D'autre part, ce mode est moins dispersif, ce qui le rend plus proche de sa contrepartie MHD.

La vitesse de phase s'obtient à partir de l'équation de Faraday

$$V_\phi = \frac{\omega}{k} = \frac{E}{B}. \quad (3.61)$$

L'onde incidente peut être composée de 1 jusqu'à 8 sinusoïdes afin de former un paquet d'onde. Une onde d'Alfvén sous forme d'une impulsion peut être formée par 8 sinusoïdes de différentes amplitudes.

La longueur x dans le domaine de simulation correspond à la longueur d'onde de l'onde Alfvén incidente, et le fait de limiter cette taille dans la simulation se heurte avec l'hypothèse MHD $\omega \ll \omega_{ci}$. Plus la boîte de la simulation est courte, plus λ se rapproche de la branche cyclotronique ionique et on s'éloigne de l'onde Alfvén (Figure 3.6)

Cet effet va se manifester sous forme d'oscillation à haute fréquence des énergies magnétiques et électriques alors qu'elles devraient rester constantes. Par conséquent, plus la boîte serait longue, plus la simulation serait parfaite.

3.5 Les simulations

3.5.1 Initialisation des variables physiques dans la couronne et paramètres de convergence

Les variables physiques utilisées dans le code sont toutes adimensionnelles. Le temps et les fréquences sont normalisées par rapport à la fréquence plasma électronique ω_{p0} qui correspond à la densité initiale uniforme des électrons n_0 . Les vitesses sont normalisées par rapport à la vitesse de la lumière c . Les unités de référence sont la masse de l'électron m_e pour les masses, c/ω_{p0} pour les distances, ω_{p0}/c pour les vecteurs d'ondes, la charge électrique fondamentale e pour les charges, la densité électronique n_0e pour la densité des charges, $c\omega_{ce}/\omega_{p0}$ pour le champ électrique, et c^2e/ω_{p0} pour le moment magnétique de l'électron (Voir le tableau 3.1).

Dans ce qui suit, toutes les figures et les valeurs numériques seront exprimées en terme de ces variables adimensionnelles.

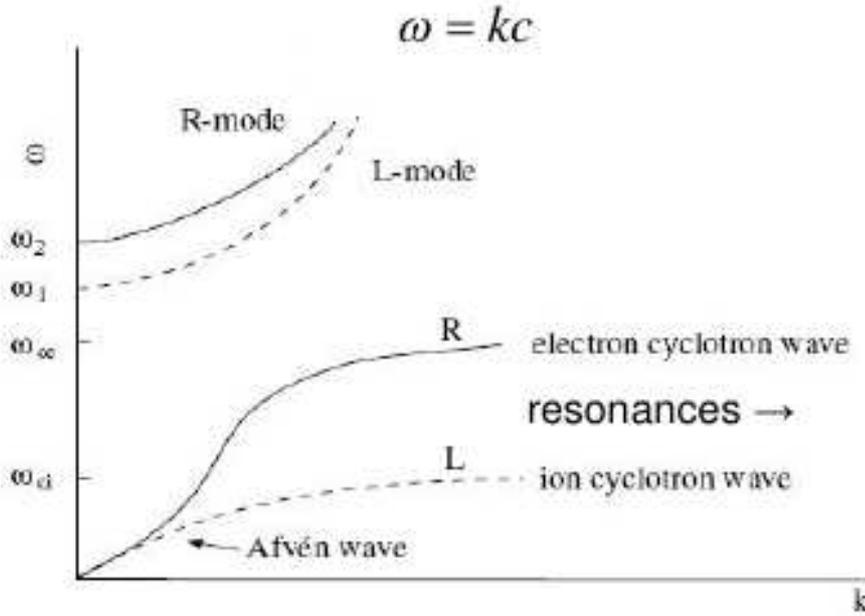


Figure 3.6: Courbe de dispersion pour les modes de propagation parallèle $\omega = f(k_{\parallel})$ et pour la limite haute densité $\omega_{pe} \gg \omega_{ce}$.

La température électronique va varier de 10^6 à 10^8 K dans la couronne solaire et en particulier dans les zones qui peuvent être une source d'orage de bruit. Dans la simulation, on va situer la vitesse thermique des électrons entre $V_{Te} = 0.07$ et $V_{Te} = 0.14$ en unité adimensionnelle.

Le champ magnétique adimensionnel (B) est exprimé en terme du rapport des fréquences ω_{ce}/ω_{p0} avec $\omega_{pe}/\omega_{ce} = (B)^{-1} = 3.21 \times 10^{-3} n_e^{1/2} B^{-1}$. Dans la couronne solaire, et particulièrement dans les régions où l'on soupçonne des émissions d'orages de bruit, le champ magnétique peut varier de 3 Gauss jusqu'à 10 Gauss (Raulin & Klein 1994), et la densité électronique n_e dans ces régions est de l'ordre de $n_e \sim 10^8 \text{ cm}^{-3}$, ce qui donne pour le champ magnétique adimensionnelle B les valeurs entre $B = 0.093$ et $B = 0.311$.

Dans l'expression du champ magnétique adimensionnel $\omega_{ce}/\omega_{pe} = B$, le rapport des fréquences $\omega_{ce}/\omega_{pe} \ll 1$, ceci caractérise les plasmas faiblement magnétiques. Dans ce cas, ω_{pe} est la fréquence maximum. On peut formuler la condition $\omega_{pe}\Delta t \ll 1$ sur le pas de temps Δt de la simulation. La condition $\omega_{ce}\Delta t < 1$ est nécessaire également pour la précision (Mottez 2008). En pratique, on choisit $\omega_{pe}\Delta t < 0.2$ et $\omega_{ce}\Delta t < 0.2$ (Birdsall & Langdon 1984).

Cette condition permet un traitement implicite de l'équation du mouvement de l'électron, et permet également au code de résoudre des temps de l'ordre de $1/\omega_p$. Comme pour tout code PIC, la résolution de la trajectoire et le parcours de la particule nécessite que $V_T \Delta t$ soit de l'ordre de la résolution spatiale $\Delta x = \lambda_D$, donc il faut que $V_T \Delta t \leq \lambda_D$.

Les conditions aux limites qui sont utilisées dans le domaine de la simulation sont périodiques en x et y . Plus la boîte de simulation est longue en x , plus les effets de cette périodicité seraient faibles.

Table 3.1: Les variables adimensionnelles (dl) dans les deux systèmes CGS et MKSA.

CGS	MKSA
$t_{dl} = (t\omega_{p0})$ $v_{dl} = (v/c)$ $x_{dl} = (x\omega_{p0}/c)$ $k_{dl} = (kc/\omega_{p0})$ $m_{dl} = (m/m_e)$	$t_{dl} = (t\omega_{p0})$ $v_{dl} = (v/c)$ $x_{dl} = (x\omega_{p0}/c)$ $k_{dl} = (kc/\omega_{p0})$ $m_{dl} = (m/m_e)$
$B_{dl} = \left(\frac{ e B}{cm_e\omega_{p0}}\right) = \left(\frac{\omega_{c0}}{\omega_{p0}}\right)$ $E_{dl} = \left(\frac{ e E}{cm_e\omega_{p0}}\right)$ $\Phi_{dl} = \left(\frac{ e \Phi}{m_e c^2}\right)$	$B_{dl} = \left(\frac{ e B}{m_e\omega_{p0}}\right) = \left(\frac{\omega_{c0}}{\omega_{p0}}\right)$ $E_{dl} = \left(\frac{ e E}{cm_e\omega_{p0}}\right)$ $\Phi_{dl} = \left(\frac{ e \Phi}{m_e c^2}\right)$
$J_{dl} = \left(\frac{J}{c e n_0}\right)$ $\rho_{dl} = \left(\frac{\rho}{ e n_0}\right)$ $a_{dl} = \left(\frac{a}{c\omega_{p0}}\right)$ $\mu_{dl} = \left(\frac{\mu\omega_{p0}}{c e }\right)$	$J_{dl} = \left(\frac{J}{c e n_0}\right)$ $\rho_{dl} = \left(\frac{\rho}{ e n_0}\right)$ $a_{dl} = \left(\frac{a}{c\omega_{p0}}\right)$ $\mu_{dl} = \left(\frac{\mu\omega_{p0}}{ e }\right)$
$\nabla_{dl} = (\nabla c/\omega_{p0})$ (facteur de forme) $S_{dl} = (S/n_0)$	$\nabla_{dl} = (\nabla c/\omega_{p0})$ $S_{dl} = (S/n_0)$
(l'énergie) $W_{dl} = \left(\frac{W}{m_e c^2}\right)$ $\beta = m_{dl} v_{i,dl}^2 n_{dl} / B_{dl}^2$	$W_{dl} = \left(\frac{W}{m_e c^2}\right)$ $\beta = m_{dl} v_{i,dl}^2 n_{dl} / B_{dl}^2$

La taille en y est limitée par la condition sur k_{\perp} (voir la sous-section 2.3.1).

3.5.2 Simulation de la propagation d'une onde d'Alfvén dans la couronne avec une densité uniforme

Les figures de 3.7 à 3.13 illustrent une simulation typique de la propagation d'une onde d'Alfvén dans la couronne solaire avec une densité uniforme. Le plasma comporte 26214400 particules des deux espèces dans la grille, ce qui correspond à 100 particules par cellule. Il y a 2048 pas de temps qui sont définis par un $(\omega_{pe}\Delta t) = 0.2$, ce qui correspond à un $t_{max} = 409.6$. La vitesse thermique de l'électron est $V_{Te} = 0.07$. La taille du domaine total de la simulation est de $(1024 \Delta x) \times (256 \Delta y)$ avec $\Delta x = \Delta y$ est la taille des cellules. $\Delta x = \lambda_D \omega_{pe}/c = v_{Te}/c = V_{Te}$. Ainsi les dimensions de la boîte correspondent à $L_x = 1024 \times 0.07 = 71.68$, $L_y = 256 \times 0.07 = 17.9$. Les températures des électrons et

des ions sont les mêmes dans toutes les simulations qu'on va faire. Le rapport de masse ion-électron est réduit à $m_i/m_e = 100.0$ (ceci réduit le temps de calcul considérablement sans affecter la physique). L'amplitude de l'onde est donnée par son champ magnétique $\delta B = 0.3B_0$ où $B_0 = 0.315$ est l'amplitude du champ magnétique qui règne dans le milieu. Dans cette simulation, on a une seule onde incidente qui est polarisée circulairement droite. Sur les figures, l'onde se propage de la gauche vers la droite. La longueur d'onde est donnée par L_x/m où m est le nombre d'onde dans la direction x . Dans notre cas $m = 1$, ce qui donne $\lambda_0 = 71.68$ ($\lambda = \lambda_0/m$). La vitesse d'Alfvén est de 0.0315, une valeur inférieure à la vitesse thermique de l'électron. Le calcul du paramètre β nous donne $\beta = (V_{Te}/B)^2 = 0.05$, sachant que $m_e/m_i = 0.01$, donc $m_e/m_i \ll \beta \ll 1$, ceci confirme que le milieu est un plasma chaud. Le rayon de gyration des ions pour cette simulation est $Rg_i = 2.2218$. Les figures 3.7 et 3.9 montrent la propagation de la composante perpendiculaire du champ magnétique B_z et du champ électrique E_z respectivement à travers la boîte de simulation dans le plan (x,y) et le long de la direction x . On rappelle que le champ magnétique uniforme est dans cette direction également. On remarque qu'il n'y a pas d'interaction particulière entre l'onde et les particules qui forment le plasma.

La figure 3.10 montre la composante parallèle du champ électrique E_x . Il faut rappeler que l'onde Alfvén qui se propage ne possède pas une telle composante, ceci explique pourquoi on ne voit pas l'onde dans cette figure. On n'observe aucune réaction du plasma face à la propagation de l'onde également. Ceci est vérifié par la figure 3.12 qui montre la densité de charges des particules, et la figure 3.11 qui montre le courant de densité parallèle. On ne voit aucun courant parallèle et aucune densité de charges résiduelle. Cela traduit le caractère non-compressionnel de l'onde, conformément à la théorie linéaire.

La figure 3.8 montre le diagramme temps-distance(x) de la composante B_z du champ magnétique au point de coordonnées $(L_x/4, L_y/2)$. On remarque qu'il existe des petites ondulations temporelles dans le milieu. Si on calcule le nombre d'ondulations dans un temps bien défini, par exemple $t = 103$, on dénombre 16 ondulations, ce qui donne une fréquence $\omega = 1$, c'est à dire $\omega = \omega_{pe}$. Ces fluctuations correspondent au bruit thermique des électrons qui oscillent autour de leurs positions d'équilibre. Ce bruit thermique va intervenir surtout dans la direction parallèle vu que les électrons se déplacent principalement dans cette direction, ce qui va brouiller l'observation d'une éventuelle composante parallèle du champ électrique qu'on veut voir apparaître. Afin de diminuer cet effet, on a augmenté l'amplitude magnétique de l'onde d'Alfvén jusqu'à $\delta B/B_0 = 0.3$ dans certaines simulations. Cette Approche peut nous sortir du domaine de la linéarité mais augmente également d'autres effets qui sont intéressants.

3.5.3 Simulation de la propagation d'une onde d'Alfvén dans la couronne avec présence d'une cavité de densité

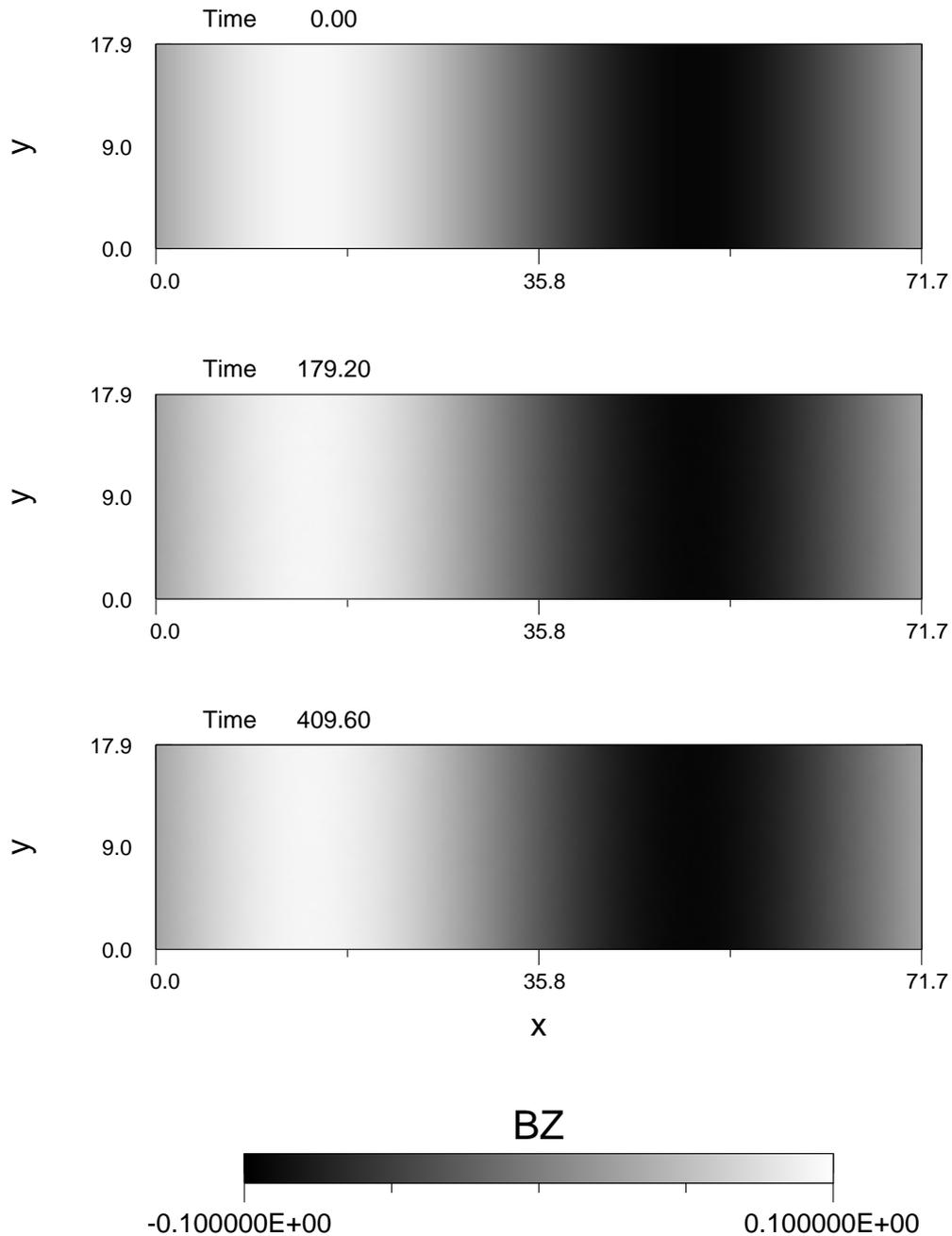
3.5.3.1 Initialisation de la cavité de densité

Le module "POSITIONS-INITIALISATION-SOBOL" assure une distribution non uniforme de la densité, il nous permet ainsi de répartir les particules selon un profil de densité $n(x, y)$ bien déterminé.

Dans la section 2.3, nous avons démontré à travers l'équation 2.74 que le potentiel "parallèle" est proportionnel au vecteur d'onde k_{\perp} . Dans notre simulation, la direction

fsolalfven_03_007_x1024-y

NX=1024 NY=256 DX=.07 DY=.07 DT=.20 MPSME=100.0



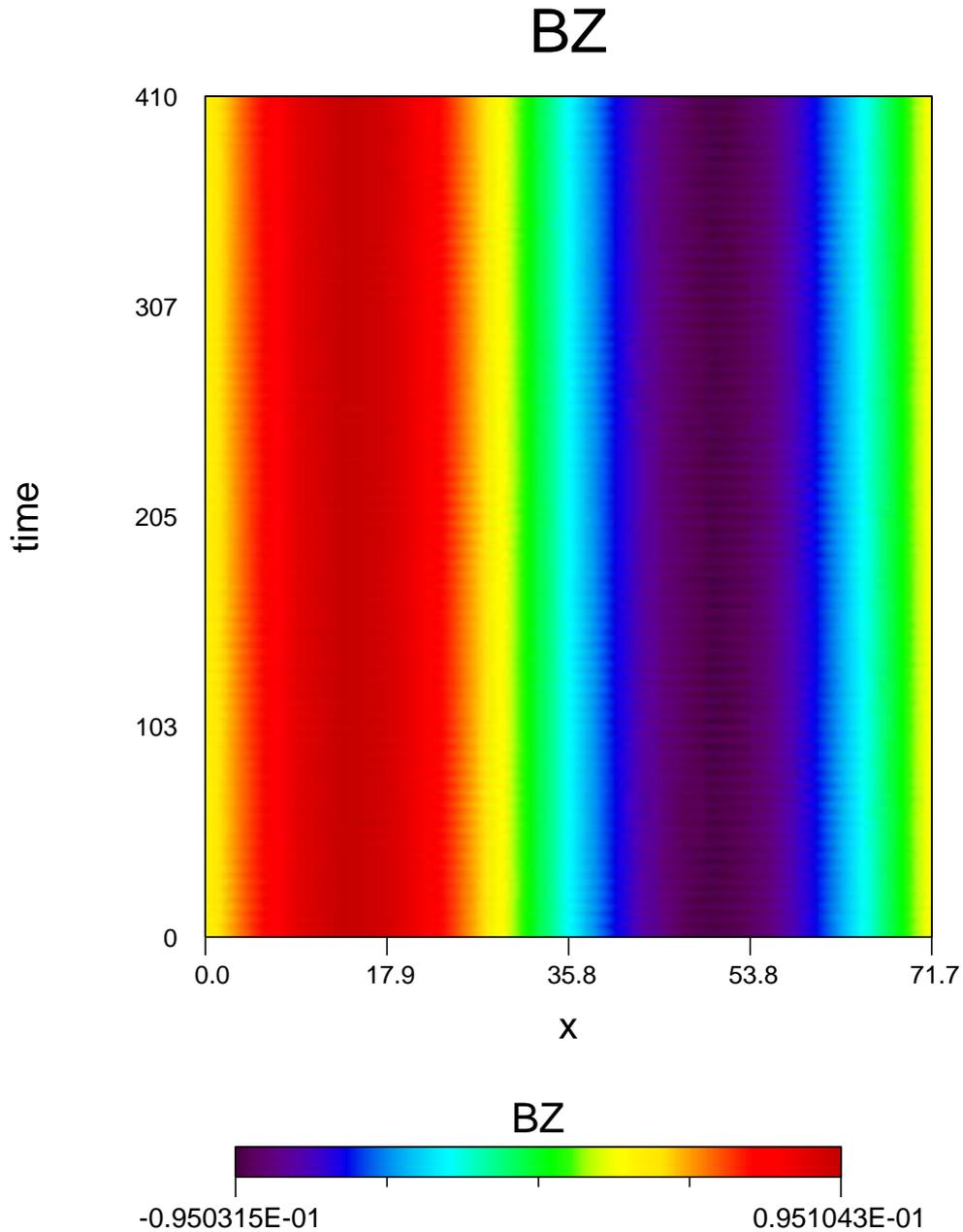
K. Daiffallah, F. Mottez * Simulation du 29/ 7/2011/16h 46mn. *BZ.ps

Figure 3.7: Carte du plan (x,y) qui montre le champ magnétique B_z à trois instants différents.

chemin : * Rogralib * August 2, 12:08, 2011

fsolalfven_03_007_x1024-y

NX=1024 NY=256 DX=.07 DY=.07 DT=.20 MPSME=100.0

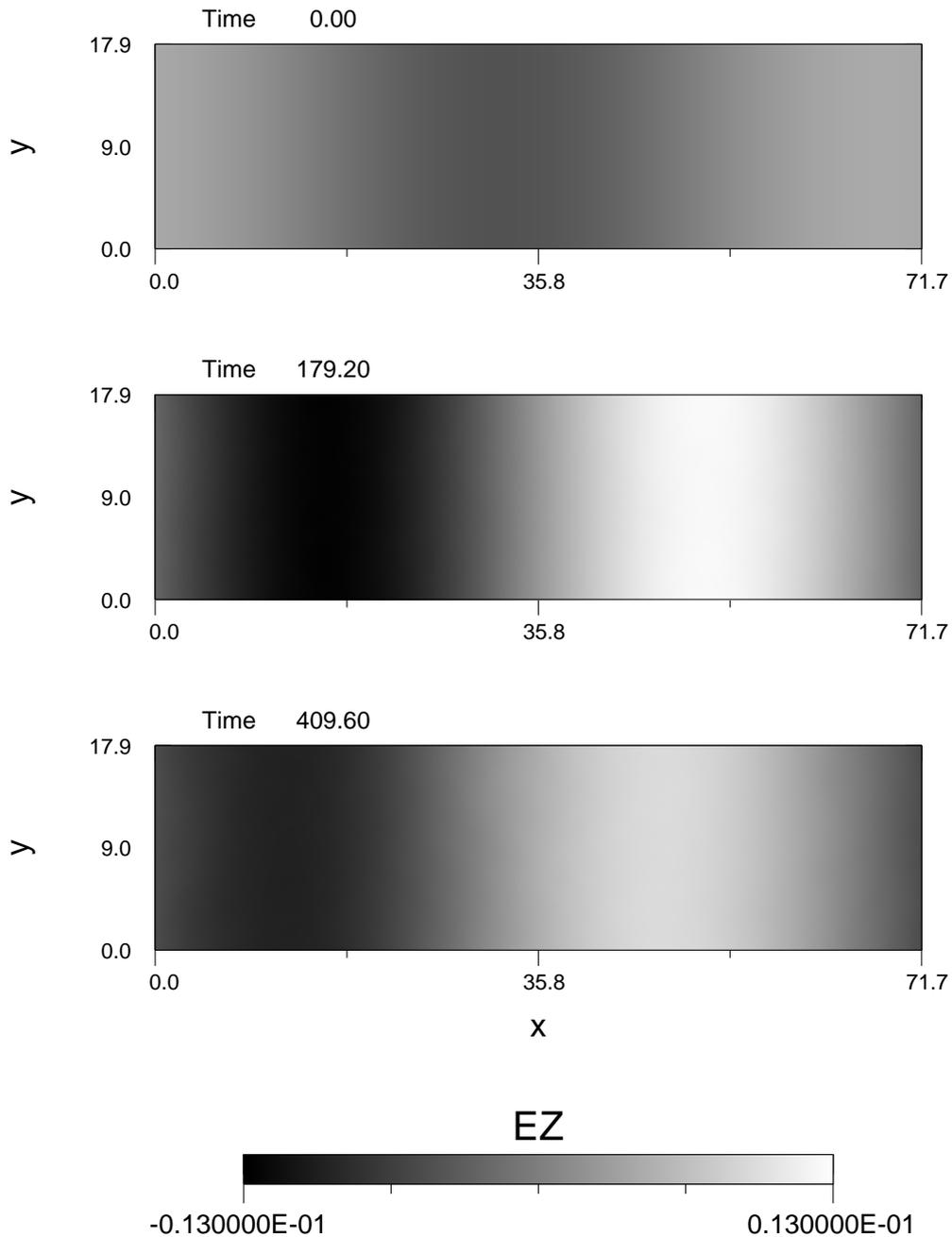


*K. Daifallah, F. Mottez * Simulation du 29/ 7/2011/16h 46mn. *CBZ.ps*

Figure 3.8: Diagramme temps-distance(x) du champ magnétique B_z au point de coordonnées $(L_x/4, L_y/2)$.

fsolalfven_03_007_x1024-y

NX=1024 NY=256 DX=.07 DY=.07 DT=.20 MPSME=100.0



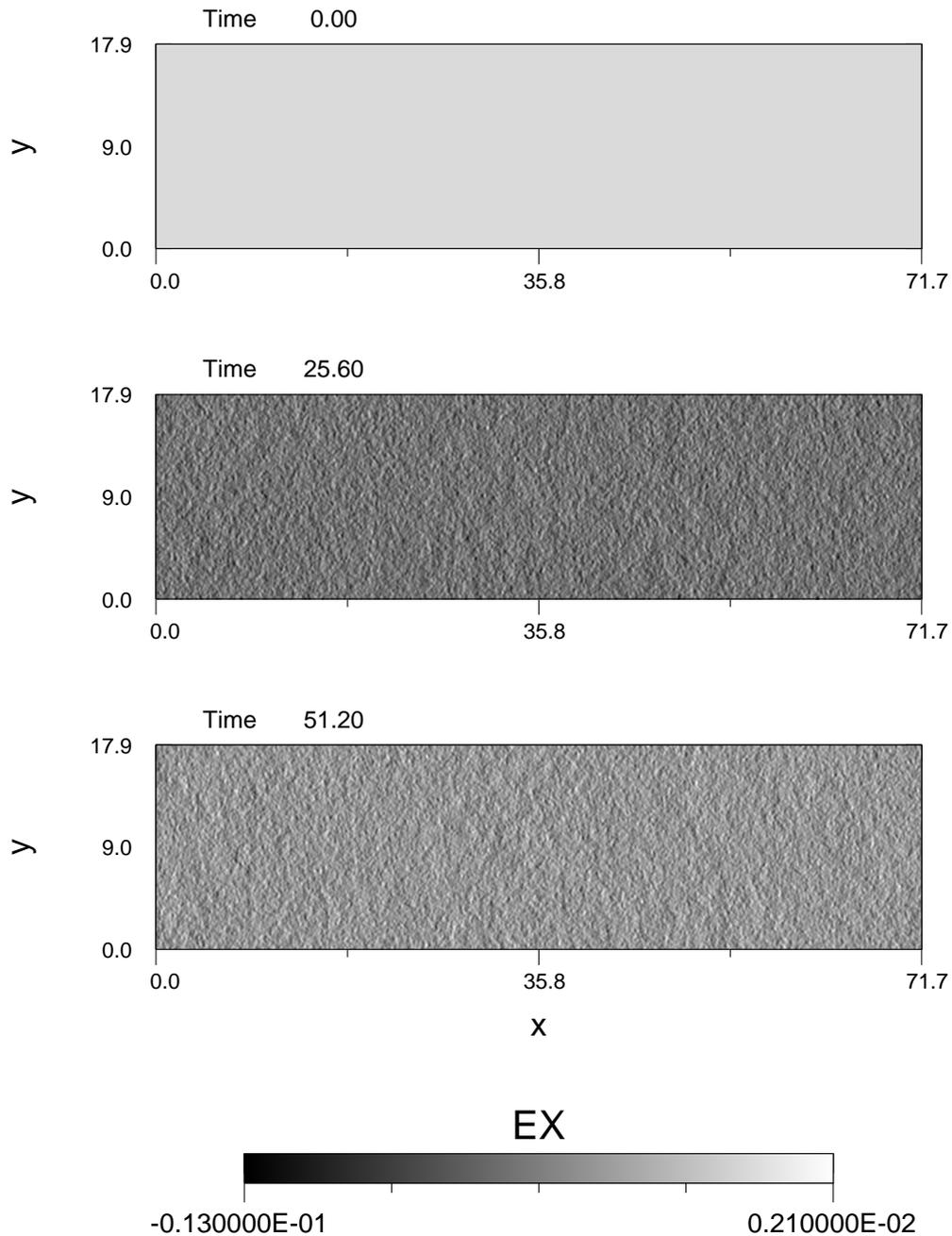
K. Daiffallah, F. Mottez * Simulation du 29/ 7/2011/16h 46mn. *EZ.ps

Figure 3.9: Carte du plan (x,y) qui montre le champ électrique perpendiculaire E_z à trois instants différents.

chemin : * Rogralib * August 2, 12:08, 2011

fsolalfven_03_007_x1024-y

NX=1024 NY=256 DX=.07 DY=.07 DT=.20 MPSME=100.0

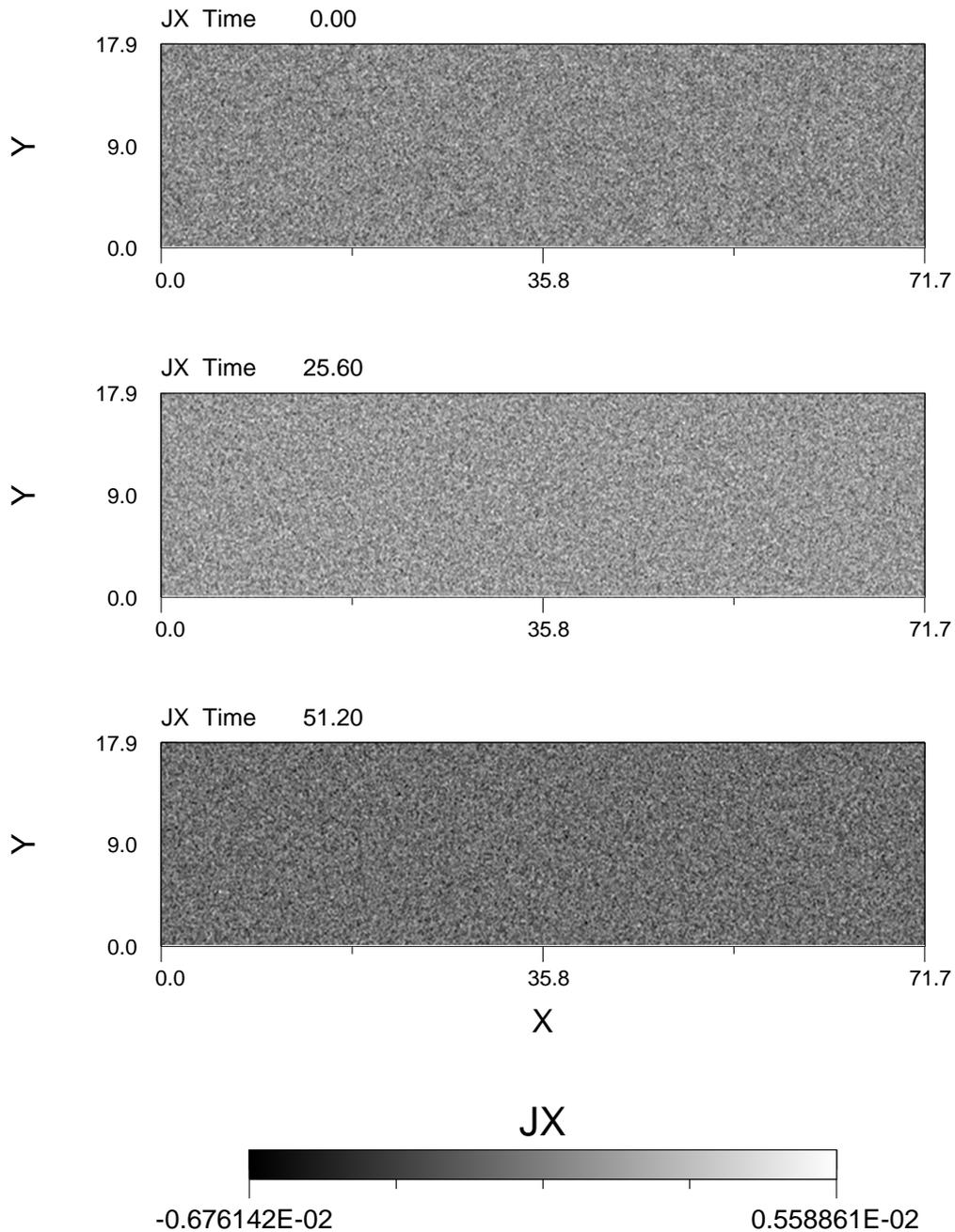


K. Daiffallah, F. Mottez * Simulation du 29/ 7/2011/16h 46mn. *EX_123.ps

Figure 3.10: Carte du plan (x,y) qui montre le champ électrique parallèle E_x à trois instants différents.

fsolalfven_03_007_x1024-y

NX=1024 NY=256 DX=.07 DY=.07 DT=.20 MPSME=100.0



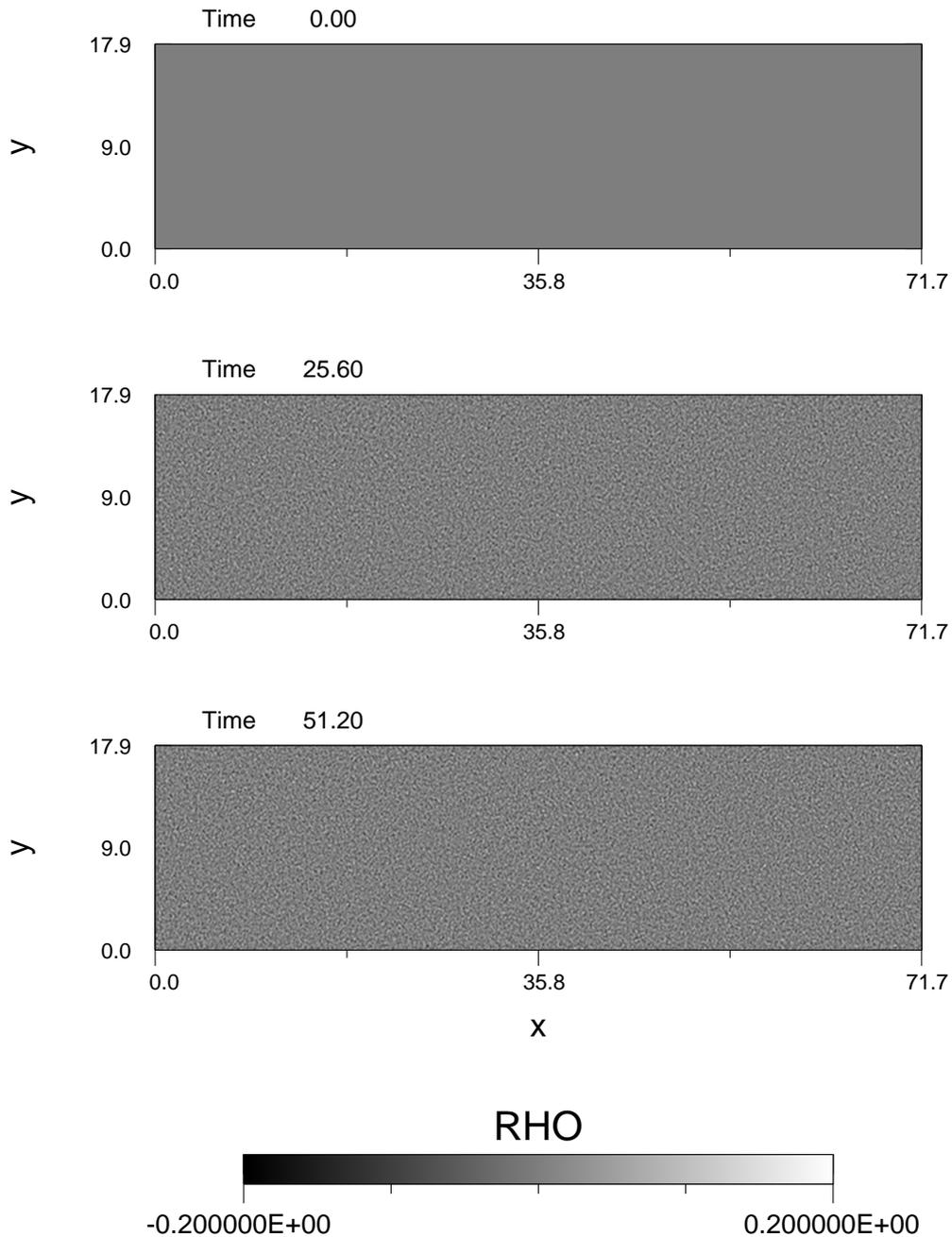
K. Daiffallah, F. Mottez * Simulation du 29/ 7/2011/16h 46mn. *courant_123.ps

Figure 3.11: Carte du plan (x,y) qui montre le courant de densité J_x à trois instants différents

chemin : * Rogralib * August 2, 12:08, 2011

fsolalfven_03_007_x1024-y

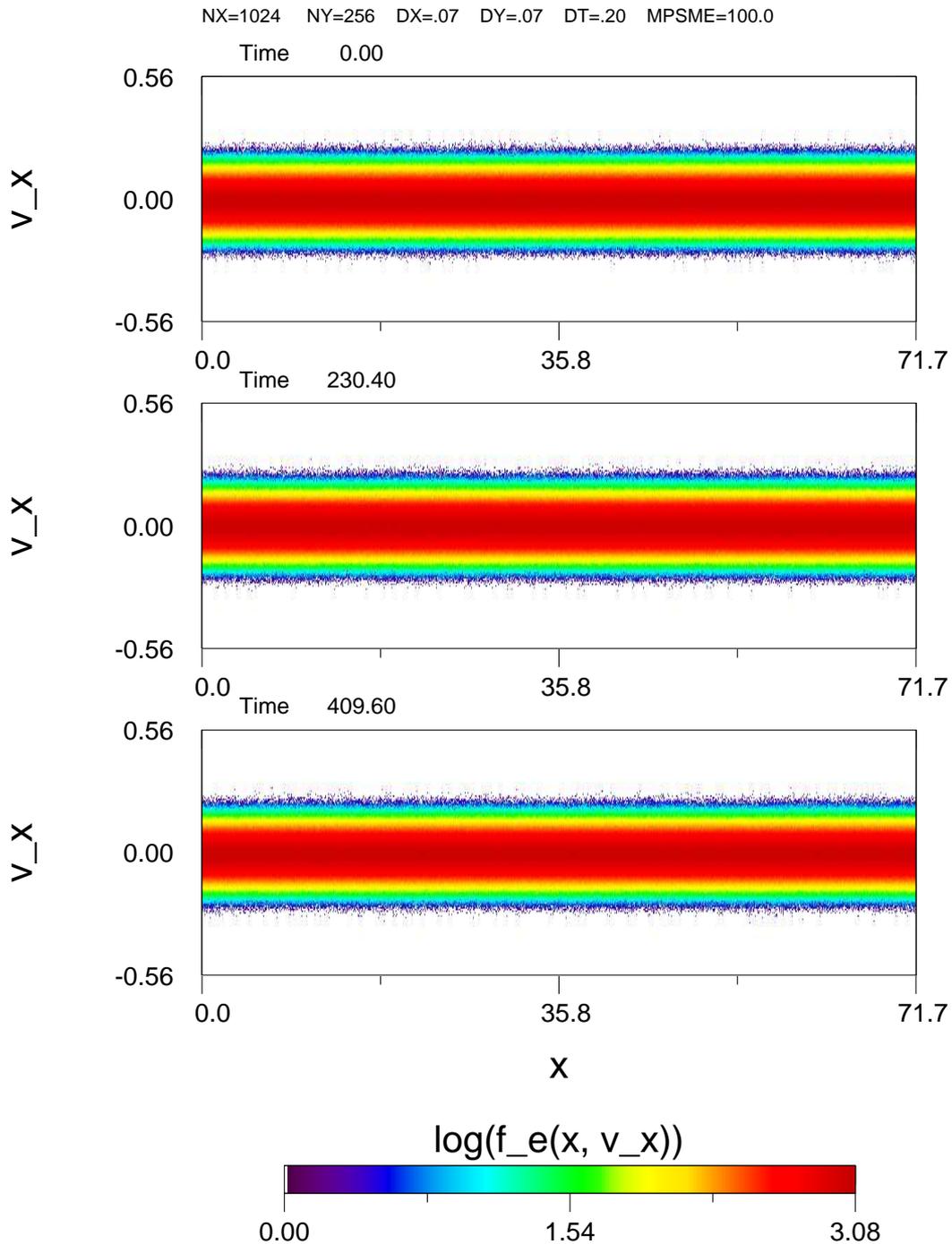
NX=1024 NY=256 DX=.07 DY=.07 DT=.20 MPSME=100.0



K. Daiffallah, F. Mottez * Simulation du 29/ 7/2011/16h 46mn. *RHO_123.ps

Figure 3.12: Carte du plan (x,y) qui montre la densité de charges à trois instants différents.

fsolalfven_03_007_x1024-y



K. Daifallah, F. Mottez * Simulation du 29/ 7/2011/16h 46mn. *F_e(X_parallele,V_parallele)_log.ps

Figure 3.13: La fonction de distribution en vitesse parallèle des électrons (en échelle logarithmique) en fonction de la coordonnée x et de la vitesse V_x

perpendiculaire est y , et donc plus k_y est grand ($\lambda_y = 2\pi/k_y$ tres petite), plus le champ électrique parallèle crée est grand. Cette condition nous contraint à choisir des cavités de densités tres allongées dans la direction x par rapport à y ($L_y \ll L_x$).

On pose une cavité de densité sous la forme d'une Gaussienne

$$\frac{n(y)}{n_0} = 1 - p[\exp\{-Y^2/R^2\}] \quad (3.62)$$

où $Y = y - Ny/2$, N_y étant le nombre de cellules en y . Le paramètre p représente la profondeur de la cavité. Selon les observations de *Ulysse*, cette profondeur varie entre 0.50 et 0.75, ce qui justifie notre choix des valeurs de p dans nos simulations. Afin d'éviter un niveau de bruit thermique élevé, on place au minimum 10 particules par cellule. Le minimum de nombre de particules se trouve au milieu de la cavité, ce qui correspond à $n_0 = 40$ particules par cellule pour un $p = 0.75$, et $n_0 = 20$ particules par cellule pour un $p = 0.50$.

Le rayon R est la demi-largeur de la cavité. Cette quantité est équivalente à la longueur d'onde perpendiculaire λ_y dans notre cas. Afin d'avoir une dispersion importante, et donc optimiser le rapport E_{\parallel}/E_{\perp} , il faut que R soit tres petit, mais aussi il doit être de l'ordre du double du rayon de gyration des ions pour les plasmas chauds, et de l'ordre de deux fois la longueur inertielle des électrons c/ω_{pe} pour les plasmas froids. Dans le cas contraire, la forme de la cavité sera modifiée très rapidement par le mouvement des particules. Les paramètres physiques que nous avons choisi pour la simulation de la couronne, tel que β , m_e/m_i , V_{Te} et B_0 nous indiquent que le milieu est un plasma chaud, ce qui nous permet d'écrire la condition pour R

$$2R \geq 2\pi R g_i \quad (3.63)$$

Dans cette condition, le signe "supérieur" est imposé pour assurer que la taille de la cavité reste toujours supérieure au rayon de Larmor des ions et ainsi préserver la stabilité de cette dernière. On peut exprimer aussi la condition sur le nombre de cellules en y en assumant que la taille minimum de la cavité correspond à la taille du domaine y

$$(Ny)_{min} = \frac{2\pi R g_i}{\Delta y} \quad (3.64)$$

ou plus généralement

$$\frac{2\pi R g_i}{\Delta y} \leq Ny \ll Nx. \quad (3.65)$$

Afin de satisfaire cette condition, et à cause d'un problème numérique lié à la machine de calcul utilisée (qui n'est pas encore réglé), nous étions obligés dans toutes nos simulations de diminuer la taille L_x au détriment de la taille L_y , par conséquent, la longueur d'onde $\lambda = L_x$ de l'onde d'Alfvén était réduite, et le rapport de fréquences devient $\omega/\omega_{ci} \geq 1$ lorsque $V_{Te} = 0.07$, ce qui nous rapproche le plus vers la branche cyclotronique électronique. Mais le comportement asymptotique de l'onde reste toujours le même que celui de l'onde d'Alfvén pure (Figure 3.6).

3.5.3.2 Conditions de stabilité de la cavité

La cavité doit être en équilibre MHD avec le milieu et le champ magnétique uniforme qui règne. Commençons par écrire l'égalité des pressions (pression magnétique + pression cinétique) à l'intérieur et à l'extérieur de la cavité

$$n_0 T_0 + \frac{B_0^2}{2\mu_0} = nT + \frac{B^2}{2\mu_0}. \quad (3.66)$$

Les variables avec l'indice 0 sont les variables à l'extérieur de la cavité. L'équation précédente devient

$$\frac{n}{n_0} = \frac{T_0}{T} \left[1 + \frac{1}{\beta_0} \left(1 - \frac{B^2}{B_0^2} \right) \right] \quad (3.67)$$

où $\beta_0 = 2\mu_0 n_0 T_0 / B_0^2$ est le paramètre plasma à l'extérieur de la cavité. En écrivant $B = B_0 + \delta B$ où δB est la perturbation magnétique de l'onde d'Alfvén, et en développant le terme entre parenthèses, on trouve

$$\frac{n}{n_0} = \frac{T_0}{T} \left[1 - \frac{2}{\beta_0} \frac{\delta B}{B_0} \right]. \quad (3.68)$$

On considère une température uniforme dans tout le domaine de la simulation $T = T_0$

$$\frac{n}{n_0} = 1 - \frac{2}{\beta_0} \frac{\delta B}{B_0} \quad (3.69)$$

donc

$$\delta B = B_0 \frac{\beta_0}{2} \left(1 - \frac{n}{n_0} \right) \quad (3.70)$$

d'où l'expression du champ magnétique parallèle qui est modifié ou "corrigé" par la présence de la cavité $BX = B_0 + \delta B$

$$BX = B_0 \left[1 + \frac{\beta_0}{2} \left(1 - \frac{n}{n_0} \right) \right]. \quad (3.71)$$

En tenant compte des normalisations définies au paragraphe 3.5.1, on calcul le paramètre β adimensionnel

$$\beta_0 = \frac{m_0 V_{Te}^2 n_0}{B^2}. \quad (3.72)$$

A l'extérieur de la cavité, on a $n = 1$ et $m = 1$, ce qui revient à écrire

$$\beta_0 = \left(\frac{V_{Te}}{B} \right)^2 \quad (3.73)$$

d'où finalement l'expression du champ magnétique parallèle corrigé, écrit en variables adimensionnelles

$$BX = B_0 \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{V_{Te}}{B_0} \right)^2 \left(1 - \frac{n(y)}{n_0} \right) \right]. \quad (3.74)$$

On peut reconnaître l'expression de la cavité de densité $n(x, y)/n_0$ qu'on a posé dans l'équation 3.62. Dans notre simulation, l'onde incidente était initialisée par rapport aux conditions extérieures de la cavité (voir sections précédentes), et donc l'onde va voir la cavité comme une perturbation de densité, et par conséquent une perturbation du champ magnétique uniforme B_0 comme on le voit dans l'équation 3.74.

On peut développer l'expression de l'équilibre MHD de la cavité autrement. L'équation 3.66 peut être écrite comme

$$T \delta n = -\frac{\delta B_x^2}{2\mu_0} \quad (3.75)$$

où $\delta B_x(y)$ est la perturbation magnétique de l'onde d'Alfvén qui dépend de la coordonnée perpendiculaire y . La cavité qui est en équilibre MHD correspond à la polarisation d'une onde magnétoacoustique lente perpendiculaire (discontinuité tangentielle) avec une vitesse égale à la vitesse acoustique, donc on peut écrire $T \sim c_s^2$. L'équation 3.75 devient (Génot et al. 2000)

$$c_s^2 \Delta n(y) = -\frac{\Delta B_x(y)^2}{2\mu_0} \quad (3.76)$$

La polarisation est donnée par l'équation 3.75 et aussi le champ magnétique $B = B_x$. Comme la fréquence et la polarisation de l'onde sont indépendants de la longueur d'onde, tout les profils de cavité dans cette direction $\Delta n(y)$ sont possibles. L'équation 3.75 montre que la polarisation de l'onde incidente va subir un changement lors de son passage à travers la cavité. La modification du champ magnétique entraînera en principe un changement du rapport des fréquences ω_{ce}/ω_{pe} , or ces dernières sont fixés dès le début de l'initialisation. Ceci ne va pas nous gêner car notre but est de voir comment la cavité va réagir par rapport au passage de l'onde d'Alfvén.

3.5.3.3 Simulation d'une cavité sans onde incidente

Il est intéressant de voir si une cavité seule sans onde incidente est le siège d'un phénomène particulier qu'on peut distinguer par rapport à ce qui se passe lorsque cette cavité est parcourue par une onde d'Alfvén. Nous avons initialisé une simulation avec les mêmes paramètres que la simulation sans cavité, sauf pour la vitesse thermique des électrons qu'on a doublé $V_{Te} = 0.14$, et aussi on a augmenté la profondeur de la cavité qui vaut maintenant $p = 1$, soit le maximum. Le choix de ces conditions n'est pas fortuit car elles vont favoriser l'apparition des effets qu'on va observer sur la cavité. Cette simulation est représentée dans les figures de 3.14 à 3.18.

Les figures 3.14 et 3.15 montrent la composante du champ électrique E_y à trois instants différents au début puis à la fin de la simulation respectivement. On remarque d'abord l'existence d'un champ électrique E_y non nul sur une extension spatiale transversale limitée à l'intérieur de la cavité. On observe également des oscillations très faibles dans la direction perpendiculaire, symétriques par rapport au centre de la cavité. Alors que les électrons sont supposés confondus avec le centre de leur trajectoire circulaire autour des lignes de champ magnétique, les ions se déplacent mieux dans la direction transverse, ajoutons à cela le rayon de Larmor qui est fini, ceci donne un surplus d'ions et donc de charges positives près du centre de la cavité. Ainsi, des charges d'espace vont se former,

et vont créer une composante perpendiculaire E_y localisée sur un canal très étroit. On constate que la taille de ce canal est de l'ordre du rayon de gyration des ions $Rg_i = 4.4436$ pour cette simulation, ce qui renforce cette hypothèse. A $t = 51.20$, la polarité du champ électrique E_y change de direction, et en même temps, les oscillations transversales sont amorcées. On explique le renversement du champ électrique E_y par le fait que ce dernier tend à ramener les ions vers les électrons, ainsi les ions vont neutraliser les électrons en créant d'autres charges d'espaces, et ainsi de suite. Il est possible que le processus s'arrête lorsque E_y sera si faible qu'il ne peut plus envoyer les ions vers les électrons et devient stationnaire. C'est ce qu'on observe entre $t = 358.4$ et $t = 409.6$, alors qu'il a suffit d'un interval de temps de $\Delta t = 25.6$ pour que E_y change de polarité entre les figures à $t = 25.6$ et $t = 51.2$. Les oscillations sont des perturbations électrostatiques semblables aux ondes de Langmuir, induites par le changement de charges d'espace sur les deux extrémités du canal, et c'est par le biais de ces oscillations que le champ E_y va perdre de la puissance à chaque changement de polarité jusqu'à la phase stationnaire.

La figure 3.16 montre la densité des charges électriques durant la phase finale de la simulation. La densité de charges semble suivre la variation de polarisation du champ E_y . On observe également des oscillations transversales de densité de charges qui correspondent aux perturbations causées par le champ E_y sur la cavité.

Dans la figure 3.17 qui montre la composante du champ électrique E_z , on observe l'apparition de petites structures le long de la cavité. Ces dernières commencent à apparaître à $t = 51.2$ sous forme d'ondulations locales au centre de la cavité, puis elles se développent avec le temps pour devenir quasi-circulaires à $t = 409.6$. A la fin de la simulation, ces structures deviennent le lieu où le champ E_z est maximum. On signale aussi l'existence d'oscillations transversales à partir de $t = 25.6$, avec une fréquence qui semble différente de celle de E_y . Il est possible que ce changement de fréquence soit dû aux perturbations qui sont créés par la formation des structures qu'on a décrit ci-dessus. Des petites structures mais très diffuses et moins détachés apparaissent également dans E_x , visibles dans la figure 3.18, mais aussi dans B_y et B_z le long de la cavité, avec absence totale d'oscillations transversales ou d'autres perturbations.

L'origine de ces petites échelles reste inconnue pour nous pour le moment, Il est possible qu'il s'agisse d'instabilité. Des investigations sont en cours pour élucider leur nature et leur formation.

3.5.3.4 Simulation typique de la propagation d'une onde d'Alfvén avec présence d'une cavité de densité

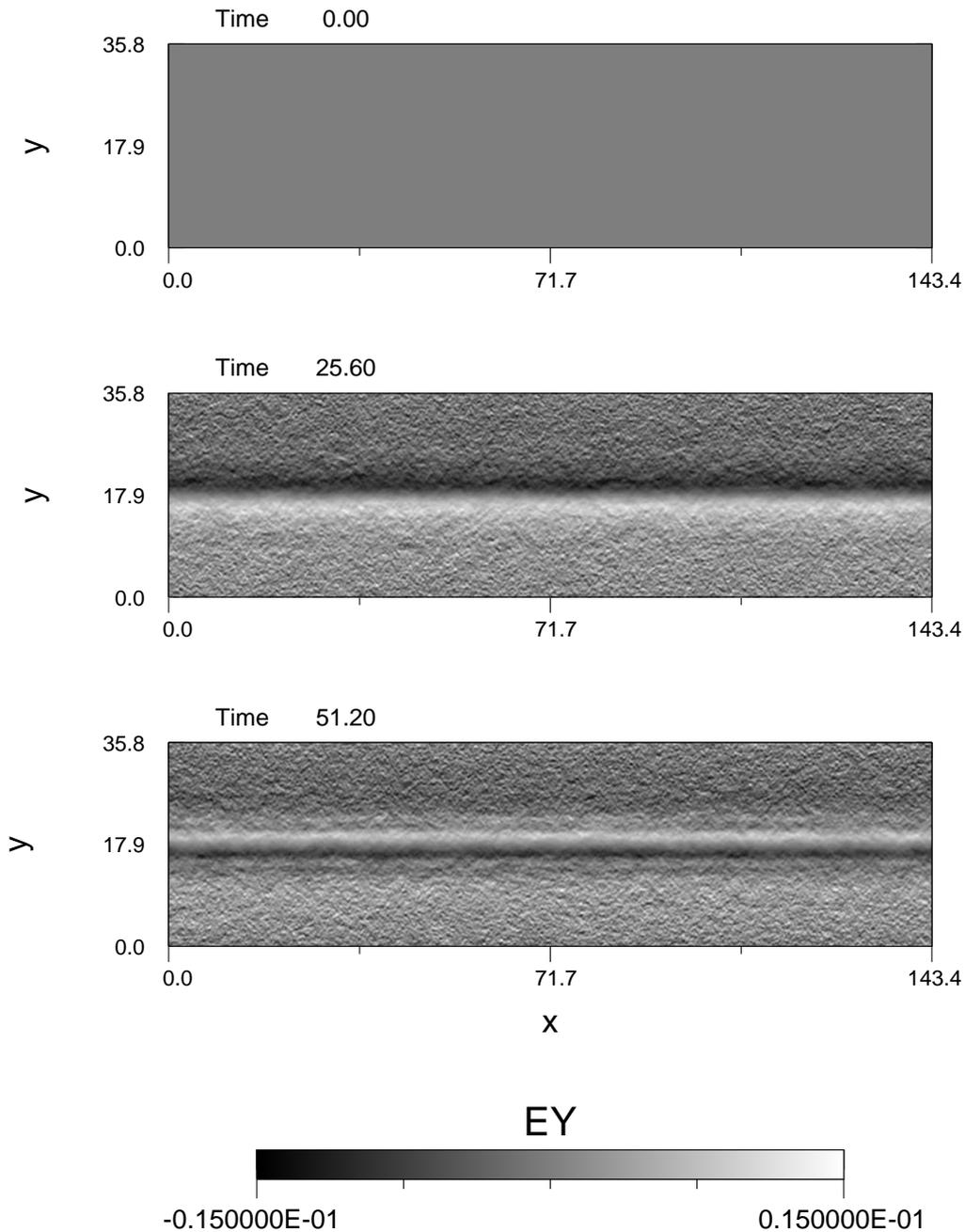
Les figures de 3.20 à 3.28 sont un exemple d'une simulation typique de la propagation d'une onde d'Alfvén dans la couronne solaire avec présence d'une cavité de densité. La profondeur de la cavité est $p = 0.75$, ce qui donne une densité centrale 4 fois inférieure à la densité externe. La largeur de la cavité est $R = L_y/2$ où L_y est la largeur du domaine de simulation.

Vu l'importance de cette simulation pour notre étude, on a augmenté le nombre de particules, ce plasma comporte 104.857.600 particules des deux espèces dans la grille, soient 400 particules par cellule. Il y a toujours 2048 pas de temps avec $\Delta t = 0.2$ et $t_{max} = 409.6$. La taille du domaine de simulation est $L_x = 71.7$ et $L_y = 17.9$ avec $\Delta x = \Delta y = V_{Te} = 0.07$. Le rapport de masse ion-électron est $m_i/m_e = 100.0$. L'amplitude de

chemin : * Rogralib * August 29, 11:41, 2011

fsolalfven_00_014_x1024-y

NX=1024 NY=256 DX=.14 DY=.14 DT=.20 MPSME=100.0

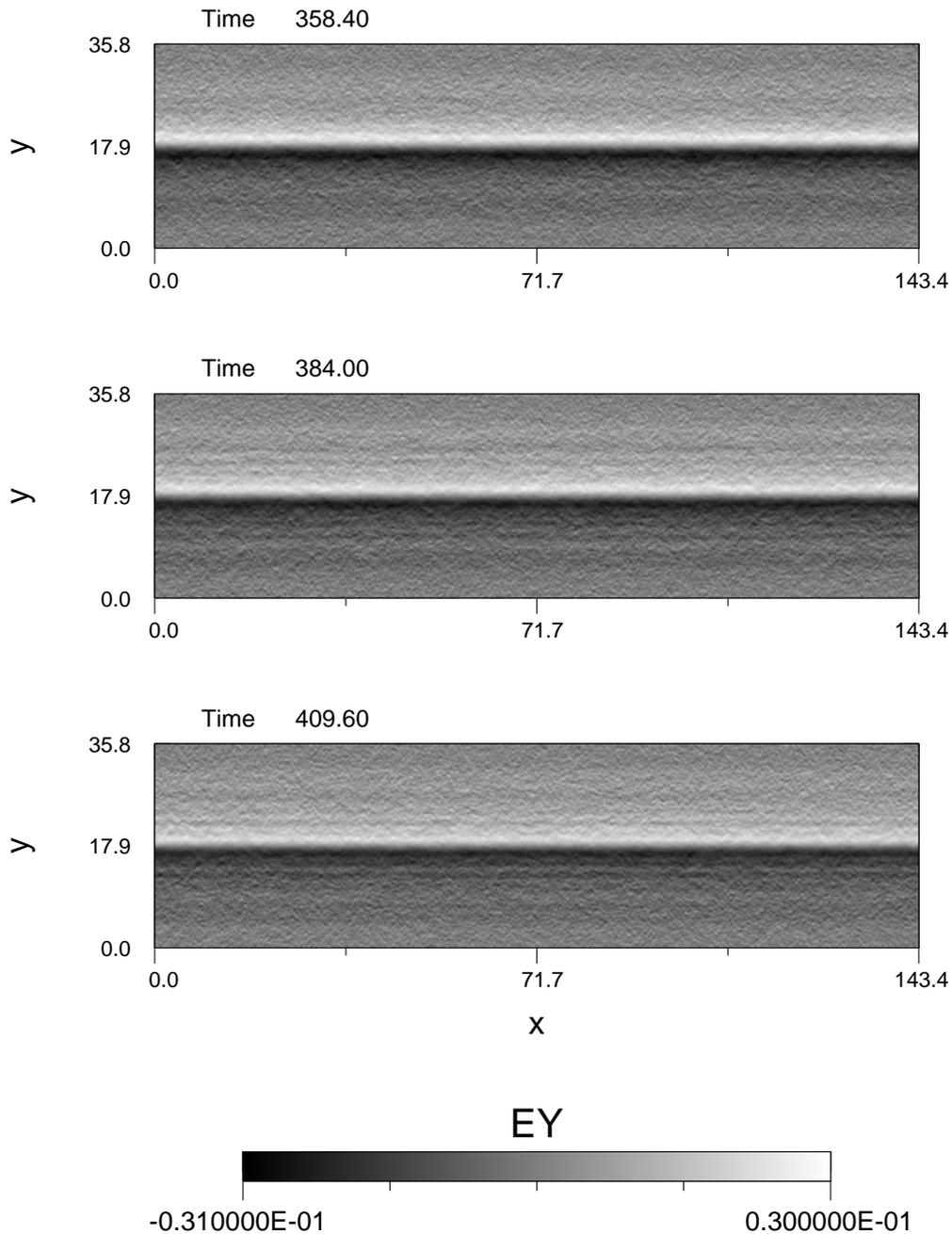


K. Daiffallah, F. Mottez * Simulation du 2/8/2011/12h 4mn. *EY_123.ps

Figure 3.14: Carte du plan (x,y) qui montre le champ électrique E_y aux trois instants du début de la simulation.

fsolalfven_00_014_x1024-y

NX=1024 NY=256 DX=.14 DY=.14 DT=.20 MPSME=100.0



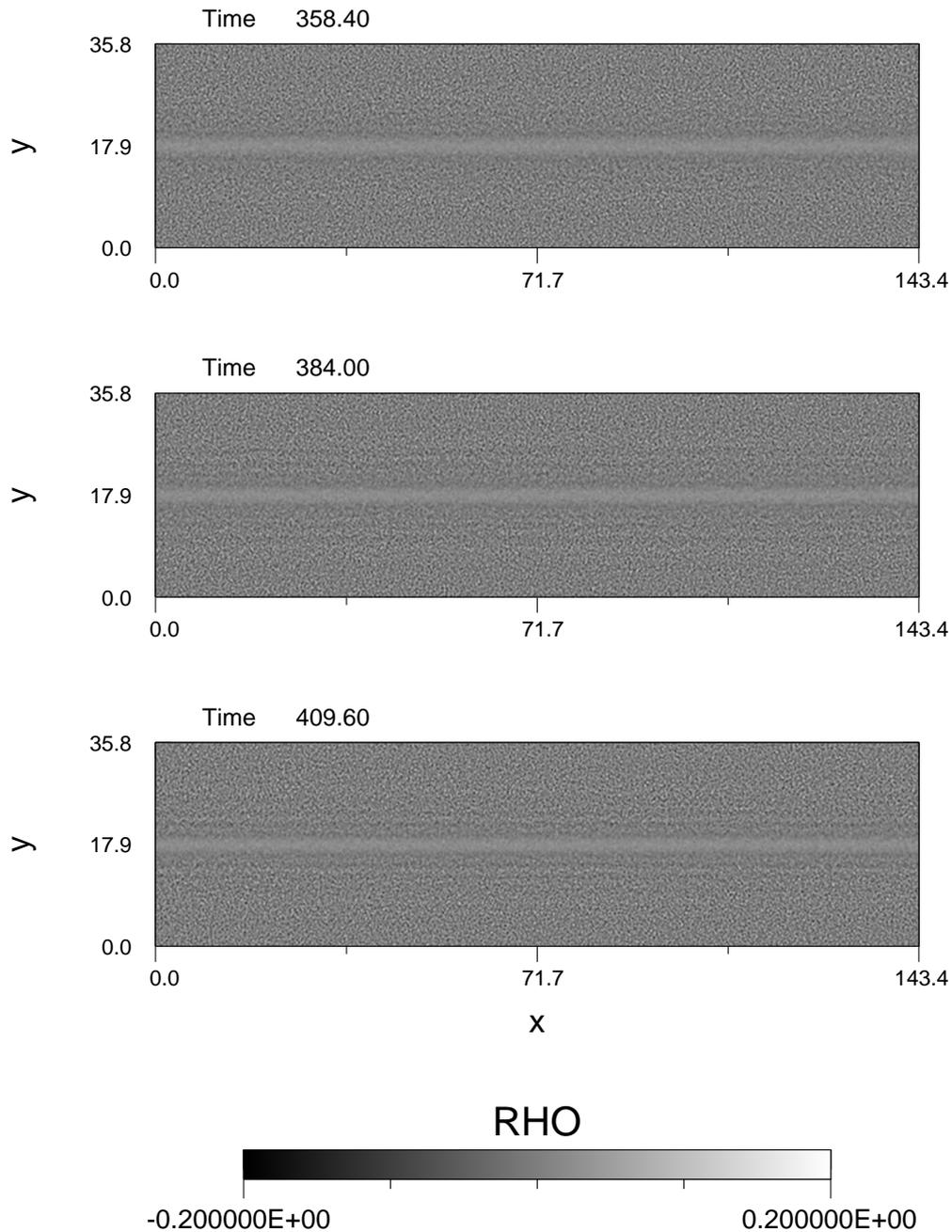
K. Daiffallah, F. Mottez * Simulation du 2/8/2011/12h 4mn. *EY_fin.ps

Figure 3.15: Carte du plan (x,y) qui montre le champ électrique E_y aux derniers instants de la simulation.

chemin : * Rogralib * August 29, 11:42, 2011

fsolalfven_00_014_x1024-y

NX=1024 NY=256 DX=.14 DY=.14 DT=.20 MPSME=100.0

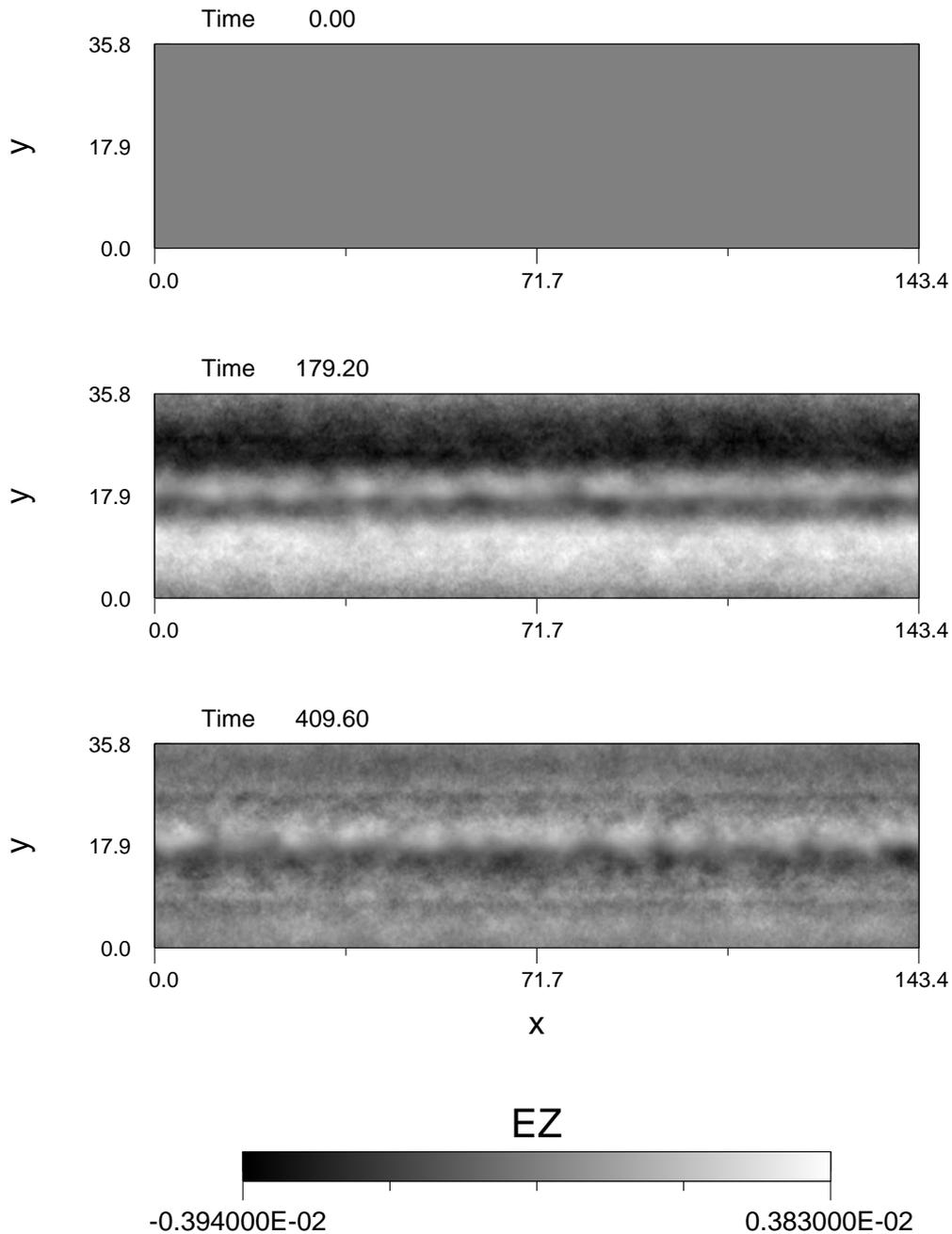


K. Daiffallah, F. Mottez * Simulation du 2/8/2011/12h 4mn. *RHO_fin.ps

Figure 3.16: Carte du plan (x,y) qui montre la densité de charges à trois instants différents.

fsolalfven_00_014_x1024-y

NX=1024 NY=256 DX=.14 DY=.14 DT=.20 MPSME=100.0



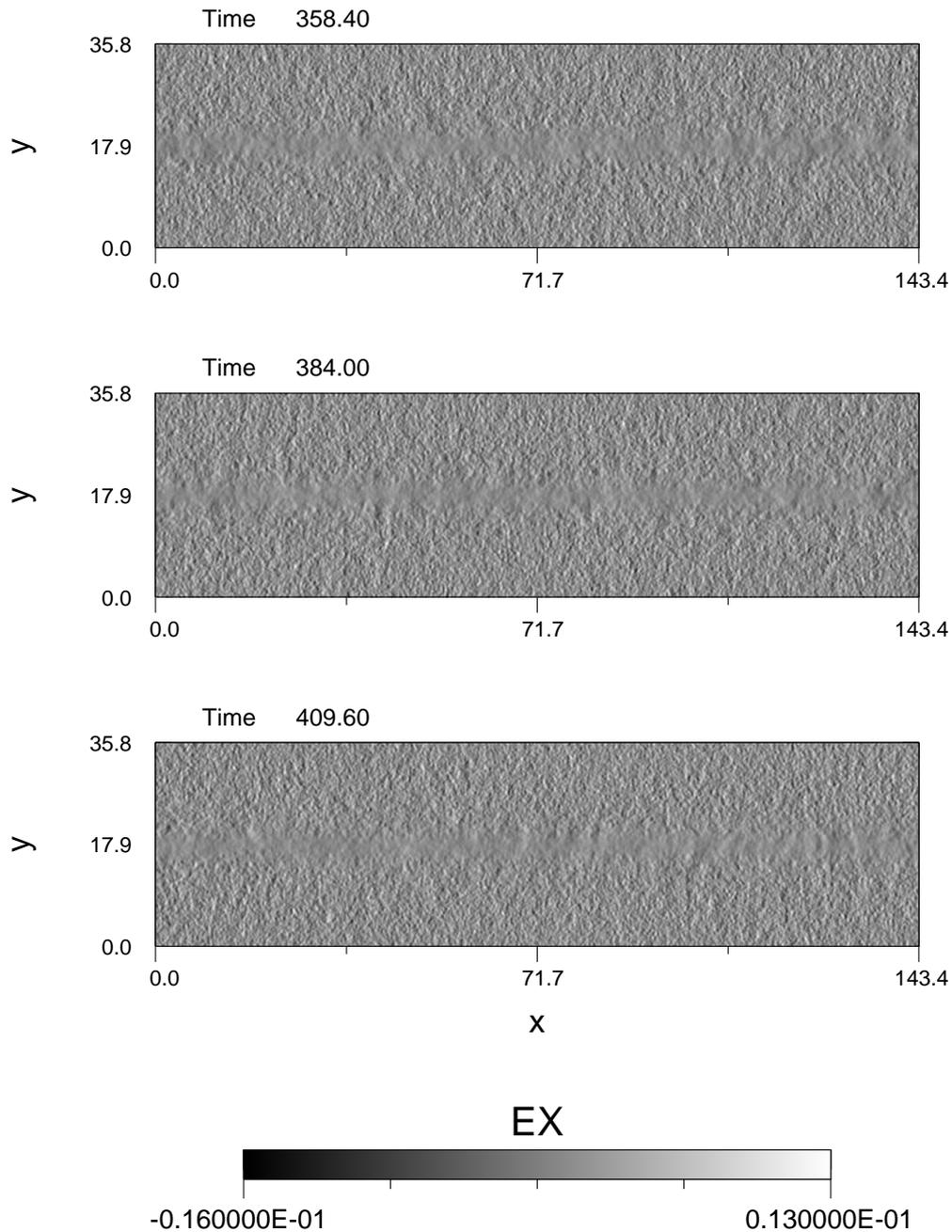
K. Daiffallah, F. Mottez * Simulation du 2/8/2011/12h 4mn. *EZ.ps

Figure 3.17: Carte du plan (x,y) qui montre le champ électrique perpendiculaire E_z à trois instants différents.

chemin : * Rogralib * August 29, 11:42, 2011

fsolalfven_00_014_x1024-y

NX=1024 NY=256 DX=.14 DY=.14 DT=.20 MPSME=100.0



K. Daiffallah, F. Mottez * Simulation du 2/8/2011/12h 4mn. *EX_fin.ps

Figure 3.18: Carte du plan (x,y) qui montre le champ électrique parallèle E_x à trois instants différents.

l'onde est de $\delta B = 0.3B_0$ avec $B_0 = 0.315$. L'onde incidente est polarisée circulairement droite. La longueur d'onde est $\lambda_0 = L_x = 71.68$. La vitesse d'Alfvén est de 0.0315. Le paramètre du plasma $\beta = (V_{Te}/B_0)^2 = 0.05$. Le rayon de gyration des ions pour cette simulation est $Rg_i = 2.2218$, soit le huitième de la largeur du domaine de simulation L_y , ainsi la condition de stabilité de la cavité établit dans l'équation 3.63 est respectée.

La figure 3.20 montre la densité électronique n_e à trois instants différents, la cavité de densité est bien visible est centrée à $L_y/2$. A $t = 0$, on voit bien que la cavité n'est pas perturbée et demeure rectiligne le long de l'axe x . Au fur et à mesure que l'onde d'Alfvén traverse la cavité, on voit que cette dernière commence à prendre une forme ondulée. Cette oscillation de la cavité autour de sa position initiale est causée par la vitesse de dérive $E_z \times B_0/B^2$ (équation 2.46) qui est indépendante de la charge électrique et entraîne l'ensemble des particules. Un fait important également, c'est que la cavité ne se dissipe pas, elle se maintient durant toute la simulation.

La figure 3.21 montre la composante parallèle B_x du champ magnétique dans le plan (x,y) à trois instants différents. On rappelle ici que pour une propagation à $k_\perp = 0$ dans un plasma uniforme, l'onde d'Alfvén incidente ne possède pas une composante de champ magnétique suivant la direction x . Nous avons vu dans la sous-section 3.5.3.2 que la stabilité de la cavité se manifeste par l'ajout d'un terme de correction au niveau du champ magnétique uniforme B_0 (équation 3.74). Le terme de correction change dans la direction y à travers le terme $n(y)/n_0$ et ainsi il couvre toute la cavité en donnant une valeur de champ magnétique parallèle différente de celle du milieu ambiant B_0 . Le calcul montre que $B_{x_{max}} = 0.315315$ au centre de la cavité, et $B_{x_{min}} = 0.3151025$ aux deux extrémités de la cavité, soit un écart de l'ordre de 10^{-4} , ceci justifie le fait qu'on voit un champ magnétique presque uniforme dans la figure 3.21 à $t = 0$. A mesure que le temps passe, on voit que l'écart se creuse entre $B_{x_{max}}$ et $B_{x_{min}}$, par exemple à $t = 179.20$, on déduit de la carte que $B_{x_{max}} = 0.3266$ et $B_{x_{min}} = 0.2800$, ce qui est équivalent à $n/n_0 = -1.95$ et $n/n_0 = 9.88$ respectivement si on utilise l'équation 3.74!. Ces résultats annoncent l'apparition de d'autres effets cinétiques et des perturbations qui vont s'ajouter et qu'on va expliquer dans les pages qui suivent.

Dans la figure 3.22, le champ électrique E_z est représenté dans le plan (x,y) pour trois temps différents. A $t = 179.20$, on voit que le front d'onde est complètement déformé par la présence de la cavité, en particulier à $L_y/2$ où la densité est au minimum. Dans un plasma uniforme, nous avons vu que la vitesse de phase de l'onde d'Alfvén dans la direction x est égale à la vitesse d'Alfvén, cette dernière augmente si la densité du milieu diminue. A présent, on calcule la vitesse de phase de l'onde en présence de la cavité. Nous avons vu que notre milieu est un plasma chaud, on va donc utiliser la relation de dispersion donnée par l'équation 2.72. Dans notre cas où $k_\perp \gg 1$, avec $T_i = T_e$, on peut faire l'approximation suivante: $\omega^2 \sim (7/4)k_\parallel^2 k_\perp^2 V_A^2 Rg_i$, et donc la vitesse de phase de l'onde dans la direction parallèle $\omega^2/k_\parallel^2 = V_\phi^2 \sim (7/4)Rg_i V_A^2 (2\pi/\lambda_y)$. En se rapprochant du centre de la cavité, l'échelle de distance λ_y tend vers zero, et la vitesse d'Alfvén augmente, ce qui augmente V_ϕ au centre et explique la déformation du front d'onde à ce niveau. Dès les premiers instants de la simulation ($t=25$), la distorsion de l'onde fait pivoter le vecteur d'onde k d'un certain angle, ainsi k_\parallel diminue au détriment du vecteur d'onde perpendiculaire k_\perp qui augmente considérablement et donne naissance à un champ électrique parallèle E_x (voir équation 2.74). Dans la section 2.4, nous avons écrit l'expression du champ électrique parallèle en présence d'une cavité de densité, c'est l'équation 2.86, on

peut réécrire cette dernière en l'adaptant à notre géométrie

$$\frac{\partial E_{\parallel}}{\partial x} = \frac{-c^2}{V_A^2 \omega_{pe}^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left(\frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial \ln n}{\partial y} E_y \right) \quad (3.77)$$

avec $\alpha^2 = B_0/B_x \approx 1$ et $E_x = \frac{\partial \ln \alpha^2 n}{\partial x} = 0$.

Cette relation a été établie dans le cadre d'un plasma froid, mais on a vu que la limite entre les deux régimes du plasma n'est pas aussi rigoureuse, d'autant plus que l'utilisation de cette relation pour une analyse locale ne se contredit pas avec le fait que le milieu est un plasma chaud, ce qui va nous permettre de comprendre mieux ce qui se passe en général. On voit dans cette relation qu'il y a deux termes qui sont responsables de l'apparition d'un champ électrique parallèle, le premier terme correspond bien à E_{\parallel} créé par la distorsion du front d'onde. Ce champ parallèle primaire correspond à une onde d'Alfvén cinétique classique. On peut constater l'apparition d'un champ parallèle E_x à un stade avancé de la simulation dans la figure 3.23 à $t = 25.6$ qu'on peut attribuer à la distorsion du front d'onde. La distorsion de l'onde peut donner naissance aussi à un champ magnétique parallèle B_x qui va s'ajouter à B_x dans la figure 3.21 à $t = 179.20$.

La présence d'un fort gradient de densité ($\partial \ln n / \partial y$) dans l'équation 3.77 rend le 2ème terme très important et souvent dominant lorsque $(\partial \ln n / \partial y) \geq k_{\perp}$. On peut interpréter ce terme de la manière suivante: lorsque l'onde d'Alfvén se propage, il y a apparition d'un courant de dérive de polarisation dans la direction transverse. Ce courant est formé par des ions et son expression est $J_y = \frac{n_i m_i}{B^2} \frac{\partial E_y}{\partial t}$ (équation 2.47). Ce déplacement d'ions va créer des charges d'espace au niveau des gradients de densité de la cavité et sur une grande extension parallèle.

Le signe de ces charges peut être alterné par le champ perpendiculaire de l'onde incidente $\partial E_{AW} / \partial t$, mais d'un autre côté, un champ électrique parallèle E_x va naître entre les charges opposés situées dans la cavité, ce dernier peut également compenser cette non neutralité (Voir figure 3.19 pour plus d'illustration). Pour voir plus clair, il est instructif de comparer entre la valeur du champ électrique perpendiculaire de l'onde incidente, et celui créé par les charges de polarisation $|E_y|_{max}$ (Génot et al. 2004). D'abord on peut estimer grossièrement la valeur du champ $|E_y|_{max}$ à partir de l'équation de Poisson, en assumant que le champ parallèle est nul. Ecrivons l'équation de Poisson dans les unités adimensionnelles qu'on a adopté

$$|E_y|_{max} = \Delta n \Delta y \quad (3.78)$$

on a aussi $\Delta n = \frac{n_{max}}{n_0} - \frac{n_{min}}{n_0} = 1 - \frac{n_{min}}{n_0}$
d'où finalement

$$|E_y|_{max} = \left(1 - \frac{n_{min}}{n_0} \right) (\Delta y)_{max} \quad (3.79)$$

$(\Delta y)_{max}$ est la plus large séparation spatiale entre les ions et les électrons dans la cavité. On peut définir $(\Delta y)_{max}$ comme

$$(\Delta y)_{max} = (v_p)_{max} \Delta t \quad (3.80)$$

où $(v_p)_{max}$ est la vitesse maximum de polarisation par les ions. L'intervalle de temps Δt correspond en principe à la demie période de l'onde d'Alfvén $\Delta t \approx T/2$. Mais dans

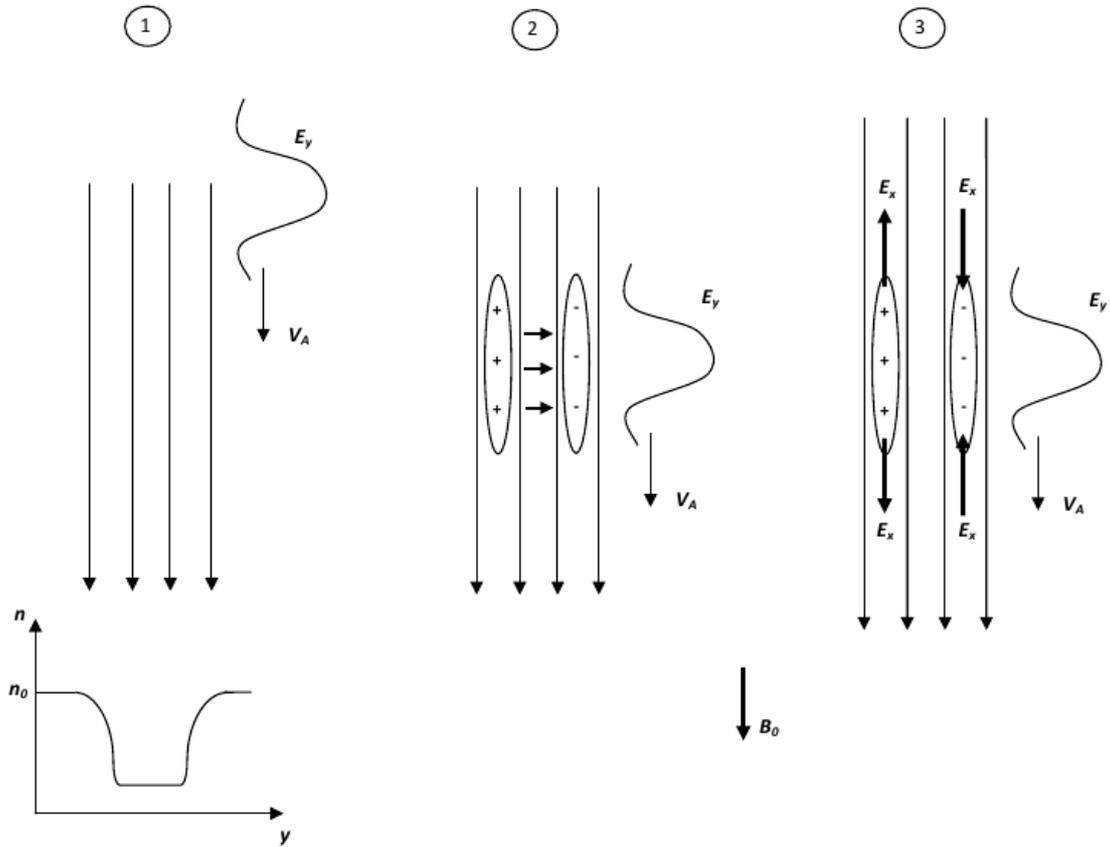


Figure 3.19: Schéma illustratif qui montre le processus physique qui conduit à la formation de champs électriques parallèles: (1) une onde d'Alfvén qui arrive sur une cavité où la densité varie dans la direction transversale (y), (2) la dérive de polarisation induite par l'onde crée des charges d'espace sur les gradients par déplacement des ions, (3) l'écart à la neutralité électrique est compensé par la formation de champ parallèle E_x (Génot 1999).

notre simulation, le temps maximum qu'on a utilisé est $T = 409.6$, bien inférieur à la demie période de l'onde qui est $T/2 = 757$. L'expression de $(v_p)_{max}$ est déterminé comme suit:

Le courant ionique de polarisation s'écrit comme

$$J_y = \frac{N_i m_i}{B^2} \frac{\partial E_{AW}}{\partial t} = N_i e v_p \quad (3.81)$$

où E_{AW} est le champ de l'onde incidente, et donc

$$v_p = i \frac{\omega}{\omega_{ci}} E_{AW} \quad (3.82)$$

avec $\omega_{ci} = eB/m_i$ et $\partial E_{AW}/\partial t = i\omega E_{AW}$.

De la simulation, on a $\omega/\omega_{pe} = 4.15 \times 10^{-3}$, et aussi $\omega_{ce}/\omega_{pe} = 0.315$, et en utilisant également $\omega_{ce}/\omega_{ci} = 100$, on peut déduire que $\omega/\omega_{ci} \approx 1.317$.

L'équation 3.79 devient

$$\frac{|E_y|_{max}}{E_{AW}} = \left(1 - \frac{n_{min}}{n_0}\right) \frac{\omega}{\omega_{ci}} \frac{T}{2}. \quad (3.83)$$

ce qui donne

$$\frac{|E_y|_{max}}{E_{AW}} \approx 176 \quad (3.84)$$

En absence de champ électrique parallèle, la perturbation électrostatique induite par la dérive de polarisation est beaucoup plus large que la perturbation de l'onde d'Alfvén, et donc pour rétablir la neutralité des charges, le champ électrique parallèle va jouer le rôle principal. Comme les électrons ont la plus faible inertie par rapport aux ions et donc ils sont plus rapides, la direction parallèle est celle la plus favorisée pour la restauration de la neutralité électrique.

Pour une onde d'Alfvén, on peut écrire $E_{AW} \approx E_z = V_A \delta B$. Dans la simulation on a $\delta B = 0.3B_0$ et $V_A = 0.0315$, d'où $E_{AW} \approx 0.003$ et $|E_y|_{max} \approx 0.528$. A partir de l'équation 3.80 où on a $(\Delta y)_{max} \approx 0.81$, on constate que la séparation maximale entre les ions et les électrons dans la cavité est de l'ordre de $11\lambda_D$ dans la direction perpendiculaire ($\lambda_D = 0.07$). Cette valeur est une estimation de la largeur de la région d'accélération.

Dans la figure 3.23, on voit que le champ E_x commence à apparaître à $t = 51.20$. La figure 3.24 montre la composante parallèle du champ, E_x , durant les derniers stades de la simulation. On remarque d'abord une forme double de la cavité. On explique ceci par la concentration des charges d'espace dans les deux extrémités transverses de cette dernière. On observe aussi une alternance des champs locaux durant les trois instants de la simulation en passant d'un maximum à un minimum et vice versa. Vu que l'onde n'a pas beaucoup avancé durant ces trois instants proches, on peut pas attribuer ce changement de champ et donc de charges électriques au terme $\partial E_y / \partial t$ de l'onde, mais plutôt au déplacement parallèle des électrons (qui circulent mieux parallèlement), causé par le champ E_x qui est assez important. Ce déplacement va permettre un changement de signe des charges et par conséquent un champ électrique local intermittent. Un calcul approximatif du rapport $(E_x)_{max} / (E_y)_{max}$ dans la coordonnée (44.7, 6) en E_x à $t = 409.6$ et la coordonnée (40.3, 9) en E_y à $t = 384$ nous donne $E_x / E_y \sim 0.32$, ce qui est énorme. On peut utiliser l'équation 2.81 pour calculer ce rapport. Dans notre cas où le milieu est un plasma chaud, on a $E_x / E_y \sim (7/4) R g_i^2 k_{\parallel} k_{\perp}$. Si on fait l'approximation que $k_{\parallel} \approx 2\pi / L_x = 0.0876$ et $k_{\perp} \approx 2\pi / L_y = 0.35$, on trouve que $E_x / E_y = 0.265$, ce qui n'est pas très loin de la valeur 0.32 qui est entaché d'erreurs de mesure. Pour comparaison, le rapport $E_{\parallel} / E_{\perp}$ est de l'ordre de 0.01 dans l'étude menée par Génot et al. (2000) qui concerne l'accélération des électrons dans la magnétosphère terrestre, et de l'ordre de 0.005 en absence de cavité dans le même milieu. On peut expliquer cette valeur élevée par le fait qu'on a exagéré l'amplitude de l'onde, et aussi par la profondeur de la cavité qui est assez importante (Mais il y a un manque d'études ou de données observationnelles concernant ce rapport dans la couronne solaire).

La figure 3.25 montre la composante perpendiculaire E_y du champ électrique durant les trois derniers instants de la simulation. D'abord on observe des petites oscillations dans la direction transversale qui couvrent pratiquement tout le domaine de la simulation,

elles correspondent aux oscillations de la cavité au repos qu'on a décrit dans la sous-section 3.5.3.3 (Voir figure 3.15). Ces derniers semblent suivre les déformations de la cavité, mais elles restent principalement rectilignes.

On remarque une similitude entre cette carte et celle de E_x durant les mêmes instants. Ceci est normal car c'est le terme de dérive de polarisation $\partial E_y / \partial t$ qui va donner naissance au champ parallèle E_x à travers la cavité de densité. Si on reprend l'équation 3.77, et supposant qu'on est dans le régime où le deuxième terme est le plus dominant, ceci nous permet d'écrire que $E_{\parallel} \propto \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial y} E_y$. Un calcul explicite de la valeur de $\frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial y}$ au point (44.7, 6) où le champ parallèle est maximum nous donne $\frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial y} = 0.154$, or nous avons trouvé $E_x / E_y \sim 0.32$, on trouve bien un facteur de proportionalité entre E_{\parallel} et $\frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial y}$ qui est égale approximativement à 2, donc on peut écrire cette expression comme $E_{\parallel} \sim \frac{2}{n} \frac{\partial n}{\partial y} E_y$. On voit bien dans les cartes de E_y et E_x que les amplitudes du champ perpendiculaire sont plus grandes que celles du champ parallèle. Une remarque importante aussi, c'est que le signe de E_x est lié au signe du gradient de densité $\partial n / \partial y$, ce qui nous ramène à une conclusion très importante : les maxima du champ parallèle E_x se situent au niveau des forts gradients de densité, où on a le plus de charges électriques. C'est également cette concentration de charges électriques qui façonne l'aspect de B_x dans la figure 3.21 à $t = 179.2$ et $t = 409.5$ à travers le terme $n(y)/n_0$ dans l'expression de B_x . D'ailleurs les maxima de B_x correspondent bien aux maxima observés dans la carte du champ électrique parallèle E_x . L'onde incidente peut être déformée d'avantage par ces régions de fort gradient de densité de charges créées, comme le montre également la figure 3.22 à $t = 409.6$.

Dans la figure 3.25, on peut observer la contribution du champ perpendiculaire créé par les charges d'espaces, au champ perpendiculaire de l'onde d'Alfvén incidente. Lorsque les deux champs sont dans le même sens, on remarque que E_y des charges d'espaces sera renforcé dans le gradient positif de l'onde, et diminué dans le gradient négatif. On peut observer cet effet à $t = 358.4$ par exemple. Dans un temps ultérieur $t = 384$, on remarque que la tendance est un peu inversée, les régions diminuées dans le gradient négatif se renforcent, et les régions renforcées dans le gradient positif diminuent. Comme nous l'avons expliqué pour le champ E_x de la figure 3.24, le champ électrique parallèle créé par les charges va faire circuler des électrons qui vont inverser la polarisation au niveau de la cavité, par conséquent, le sens du champ perpendiculaire dû aux charges d'espaces va s'inverser par rapport au champ de l'onde, ce qui explique ce changement. A $t = 409.6$, les conditions deviennent similaires à celles de E_y à $t = 358.40$, ainsi les deux figures vont se rapprocher un peu.

L'émergence de petites structures perpendiculaires lors de la formation de E_y a été constaté lors de cette simulation (analogues au k_{\perp} d'une onde sinusoïdale). Ces structures apparaissent très tôt dans la simulation, au moment où le front d'onde est distordu par la cavité, et ils atteignent une taille maximum de l'ordre de l'échelle caractéristique du milieu.

Les Figures 3.26 et 3.27 montrent le courant de densité parallèle J_x et la vitesse de déplacement parallèle V_{Xe} des électrons respectivement. Ce courant est une manifestation directe du champ électrique parallèle créé qui donne aux électrons leurs vitesses. Les maxima et minima du champ E_x doivent coïncider avec celles du courant J_x , c'est l'inverse pour la vitesse V_{Xe} .

Nous avons vu que le champ électrique parallèle produit est assez puissant pour

généraliser des courants entre les charges électriques, et donc l'accélération des électrons est une évidence dans notre simulation, cependant, le tracé de la fonction de distribution de la vitesse parallèle des électrons dans la figure 3.28 montre que cette dernière reste globalement centrée autour $V_{xe} = 0$, comme dans le cas de la figure 3.13, alors que s'il y avait une accélération des électrons, la fonction de distribution serait centrée autour d'une vitesse non nulle. On explique ceci par le fait que la fonction de distribution est tracée pour toutes les valeurs de y et pas pour une valeur locale, par conséquent, la contribution de toutes les vitesses parallèles le long de y sera nulle. Par ailleurs, on peut remarquer que la population d'électrons qui est au centre de la fonction de distribution fluctue très légèrement autour de $V_x = 0$, ce qui veut dire que pour un x fixe, on peut avoir $V_x \neq 0$.

Aussi, on observe pas un faisceau d'électrons bien distinct qui se détache de la cavité comme dans le cas des simulations dans la zone aurorale, ce qui se traduit par l'absence d'un deuxième pic dans la carte de la distribution de vitesse (Instabilité de type faisceau). Ceci marque la différence entre notre milieu qui simule la couronne solaire et la simulation dans la zone aurorale. Le champ magnétique dans la zone aurorale est beaucoup plus puissant que dans la couronne, ce qui donne une forte accélération aux électrons et stabilise plus la cavité de densité.

Avec un plasma chaud, la vitesse thermique de l'électron est supérieure à la vitesse de phase de l'onde, mais il existe une minorité d'électrons où leur vitesse est inférieure à celle de l'onde, cette population va subir un processus d'amortissement Landau, c'est à dire ces électrons vont subir un transfert d'énergie de la part de l'onde d'Alfvén et seront accélérés dans la direction parallèle. Par le même processus, l'autre population d'électrons va plutôt transférer son énergie à l'onde d'Alfvén qui va accélérer à son tour les électrons.

On remarque que la largeur de la fonction de distribution des vitesses parallèles des électrons est légèrement supérieure à celle d'un milieu sans présence d'une cavité, cette largeur n'est que la vitesse thermique des électrons, ceci confirme que les électrons ont reçu une énergie de la part de l'onde et qui va les accélérer.

Cette interaction onde-particule se confirme également par l'atténuation de l'onde incidente au cours de la propagation. L'accélération sera plus efficace dans le sens de propagation de l'onde incidente car ceci favorise plus le transfert d'énergie (Resonance Landau).

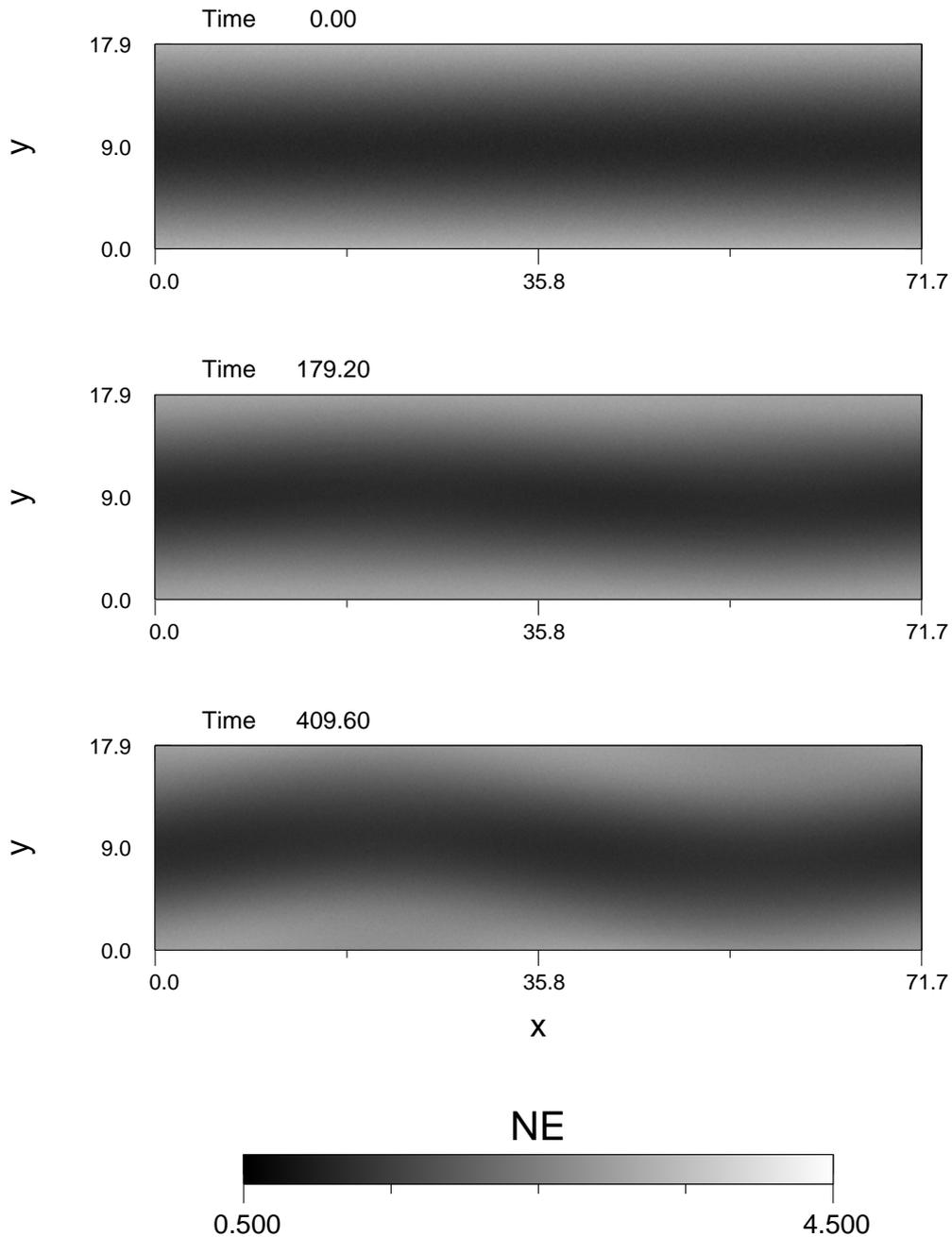
3.5.3.5 Simulation dans des conditions extrêmes de température et de gradient de densité

Dans cette simulation, on a voulu voir comment se comporte une cavité délimitée par un très fort gradient de densité, en présence d'un milieu de très haute température. Cette simulation a été initialisée avec les mêmes conditions que la simulation de la cavité sans onde incidente (sous-section 3.5.3.3), c'est à dire avec une profondeur de $p = 1$, soit $n \sim 0$ au centre de la cavité, et une vitesse thermique des électrons $V_{Te} = 0.14$. Le rapport de fréquences ω/ω_{ci} dans cette simulation est de l'ordre de 0.54, ce qui rend l'onde incidente plus proche de l'onde d'Alfvén pure.

Les résultats sont présentés dans les figures de 3.29 à 3.35. La figure 3.29 montre le courant de densité parallèle J_x à trois instants différents. On voit bien la signature d'une forte accélération des électrons dans la cavité à $t = 179.20$ et à $t = 409.6$, mais on re-

fsolalfven_03_007_x1024-y

NX=1024 NY=256 DX=.07 DY=.07 DT=.20 MPSME=100.0



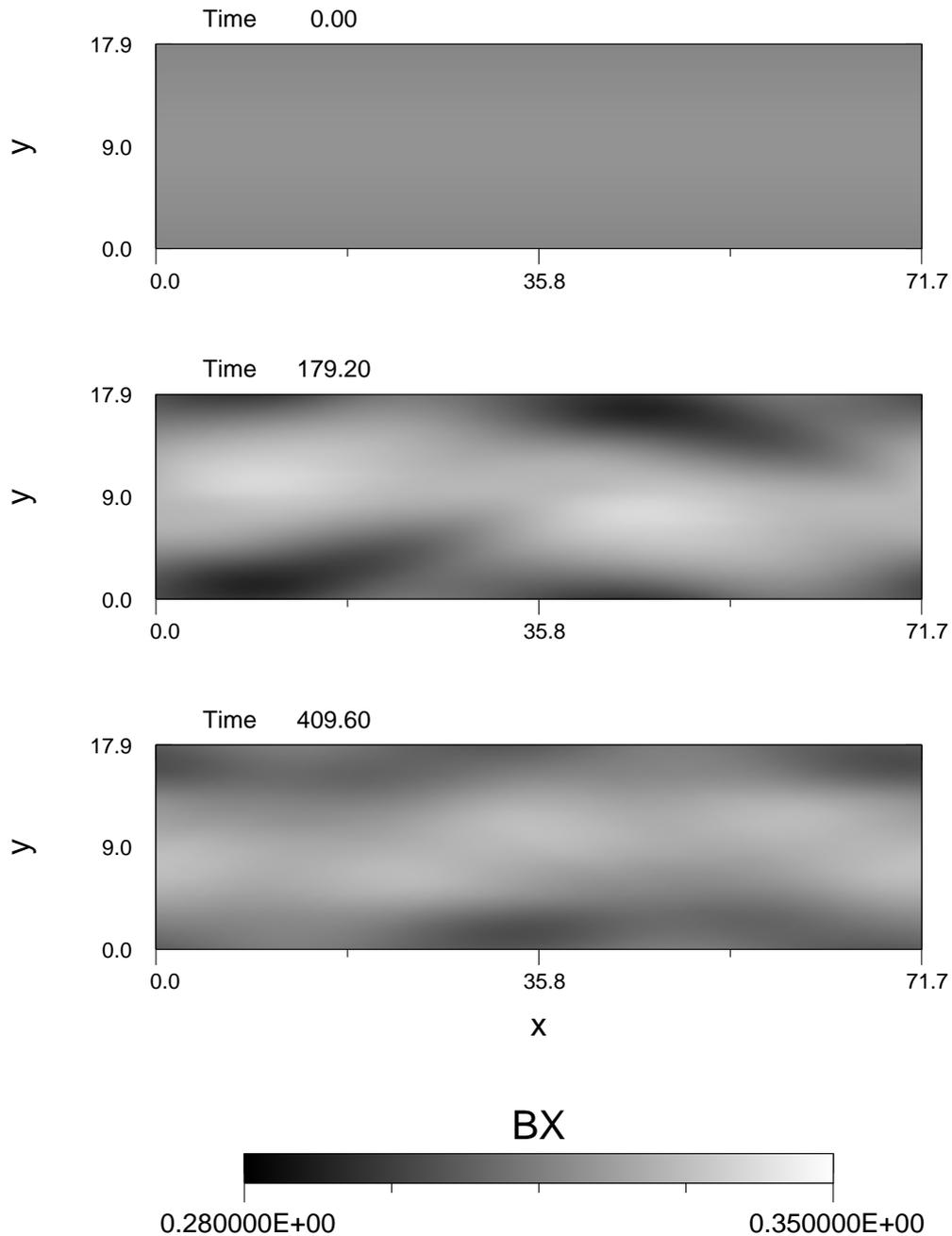
K. Daiffallah, F. Mottez * Simulation du 29/ 7/2011/10h 57mn. *NE.ps

Figure 3.20: Carte du plan (x,y) qui montre la densité électronique n_e à trois instants différents.

chemin : * Rogralib * August 23, 09:02, 2011

fsolalfven_03_007_x1024-y

NX=1024 NY=256 DX=.07 DY=.07 DT=.20 MPSME=100.0

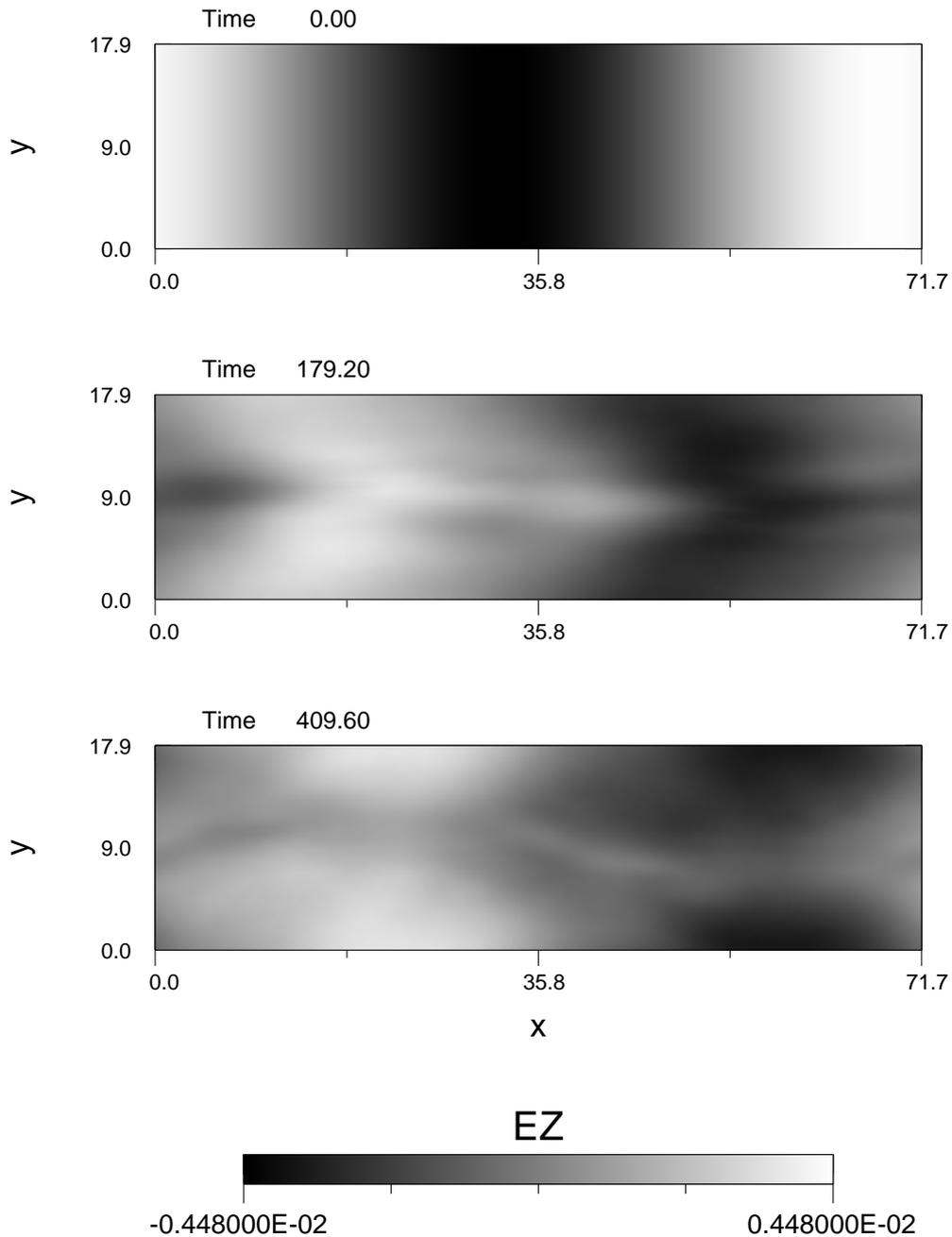


K. Daifallah, F. Mottez * Simulation du 29/ 7/2011/10h 57mn. *BX.ps

Figure 3.21: Carte du plan (x,y) qui montre le champ magnétique parallèle B_x à trois instants différents.

fsolalfven_03_007_x1024-y

NX=1024 NY=256 DX=.07 DY=.07 DT=.20 MPSME=100.0



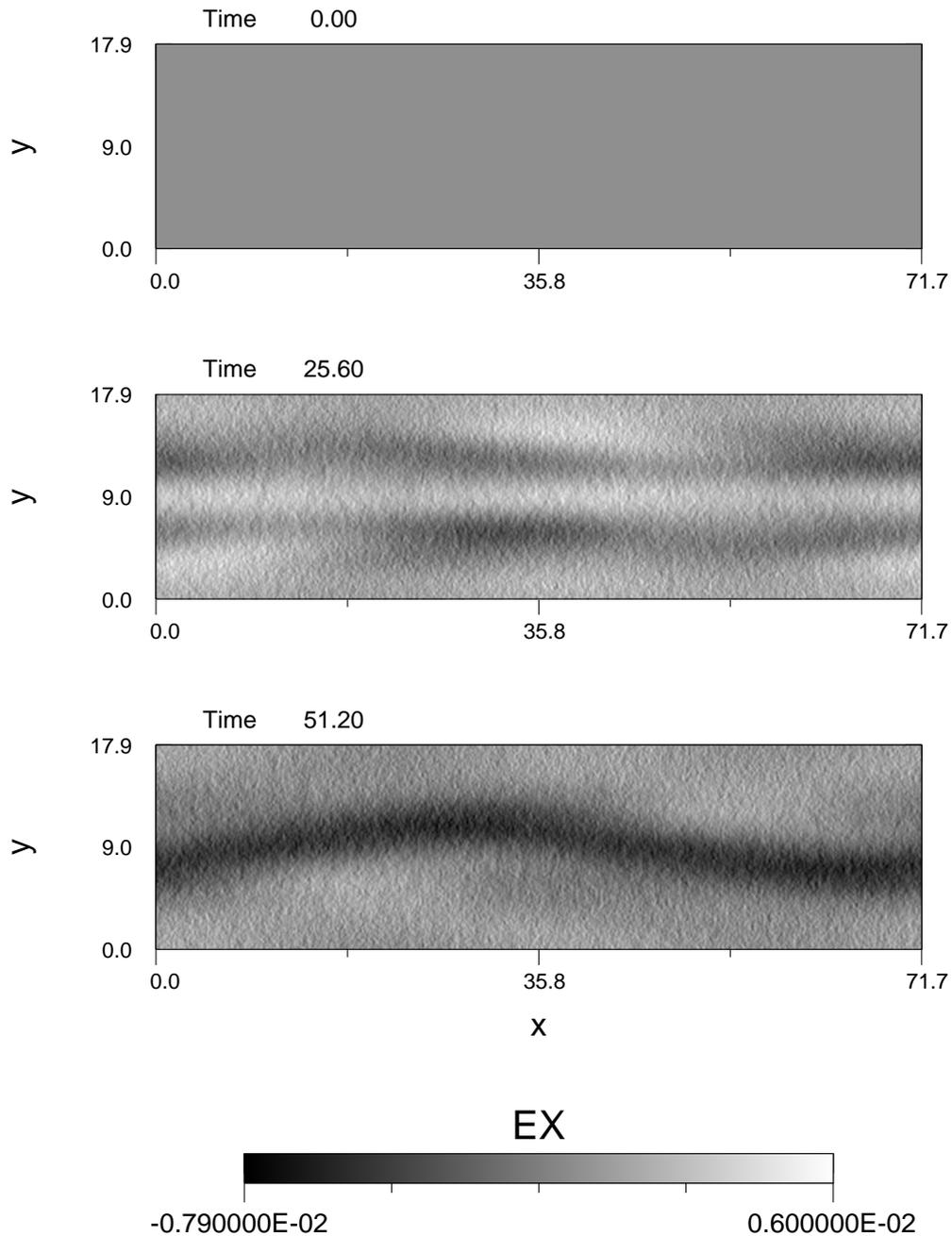
K. Daiffallah, F. Mottez * Simulation du 29/ 7/2011/10h 57mn. *EZ.ps

Figure 3.22: Carte du plan (x,y) qui montre le champ électrique E_z à trois instants différents.

chemin : * Rogralib * August 23, 14:58, 2011

fsolalfven_03_007_x1024-y

NX=1024 NY=256 DX=.07 DY=.07 DT=.20 MPSME=100.0

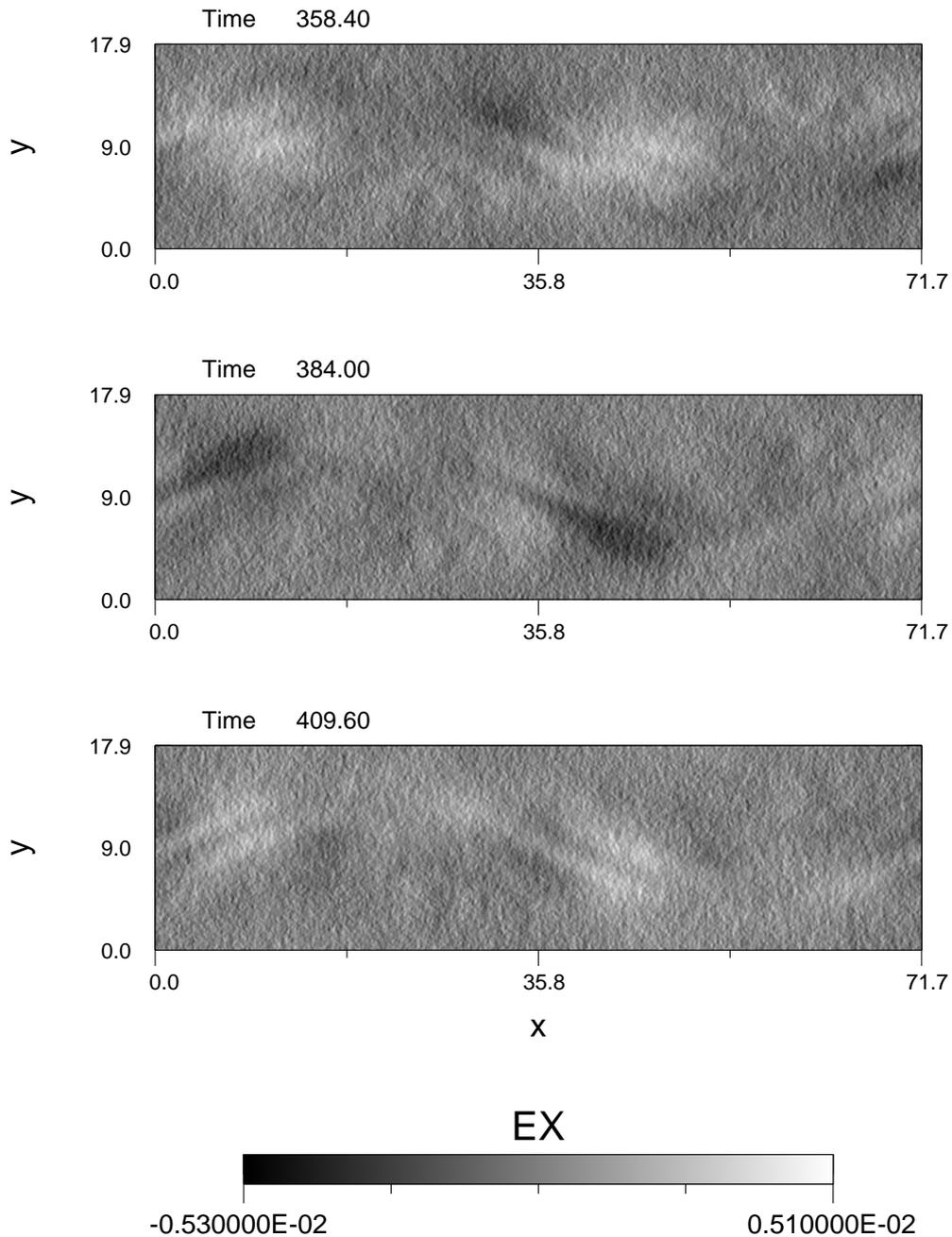


K. Daiffallah, F. Mottez * Simulation du 29/ 7/2011/10h 57mn. *EX_123.ps

Figure 3.23: Carte du plan (x,y) qui montre le champ électrique parallèle E_x au début de la simulation.

fsolalfven_03_007_x1024-y

NX=1024 NY=256 DX=.07 DY=.07 DT=.20 MPSME=100.0



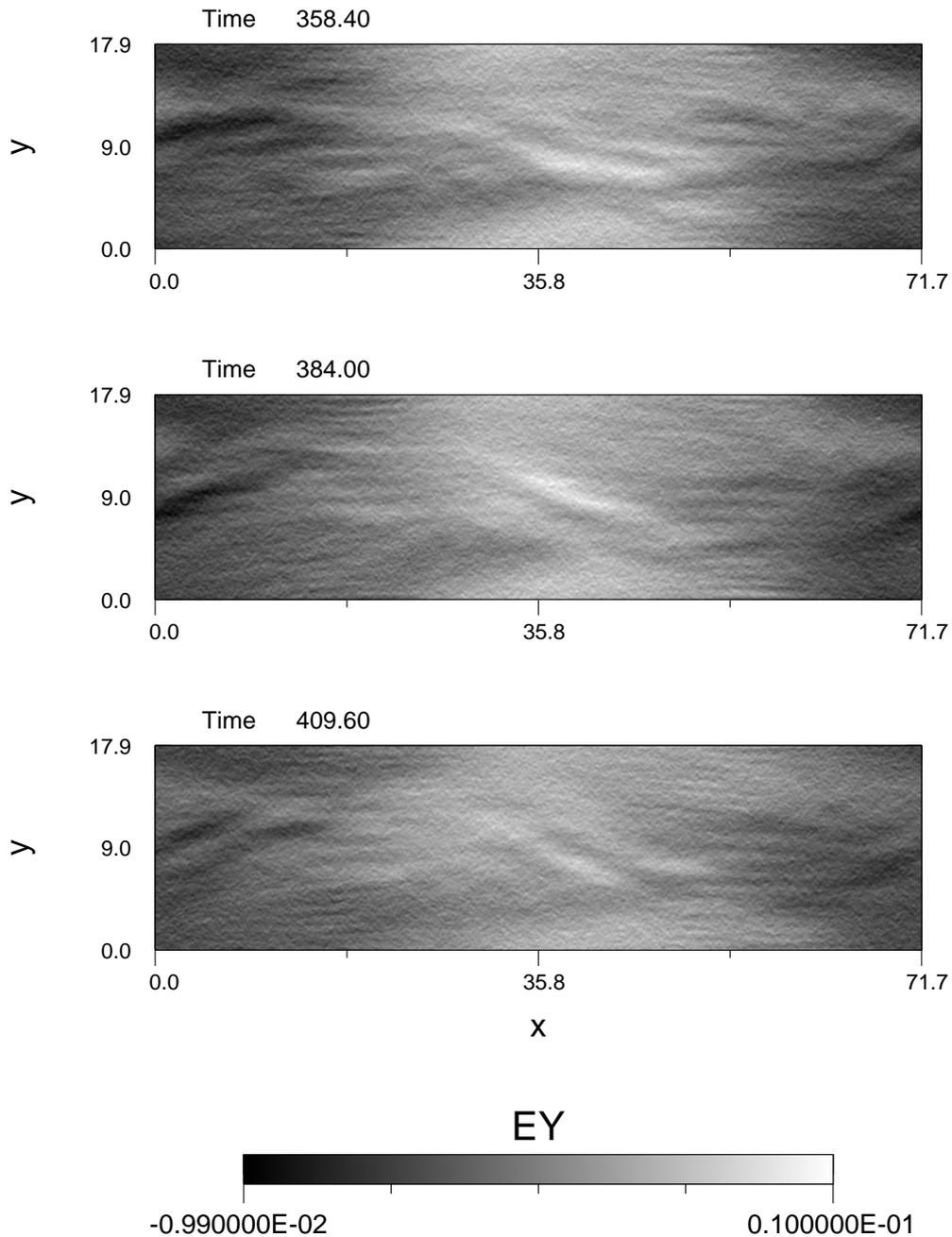
K. Daiffallah, F. Mottez * Simulation du 29/ 7/2011/10h 57mn. *EX_fin.ps

Figure 3.24: Carte du plan (x,y) qui montre le champ électrique parallèle E_x à la fin de la simulation.

chemin : * Rogralib * August 23, 14:59, 2011

fsolalfven_03_007_x1024-y

NX=1024 NY=256 DX=.07 DY=.07 DT=.20 MPSME=100.0

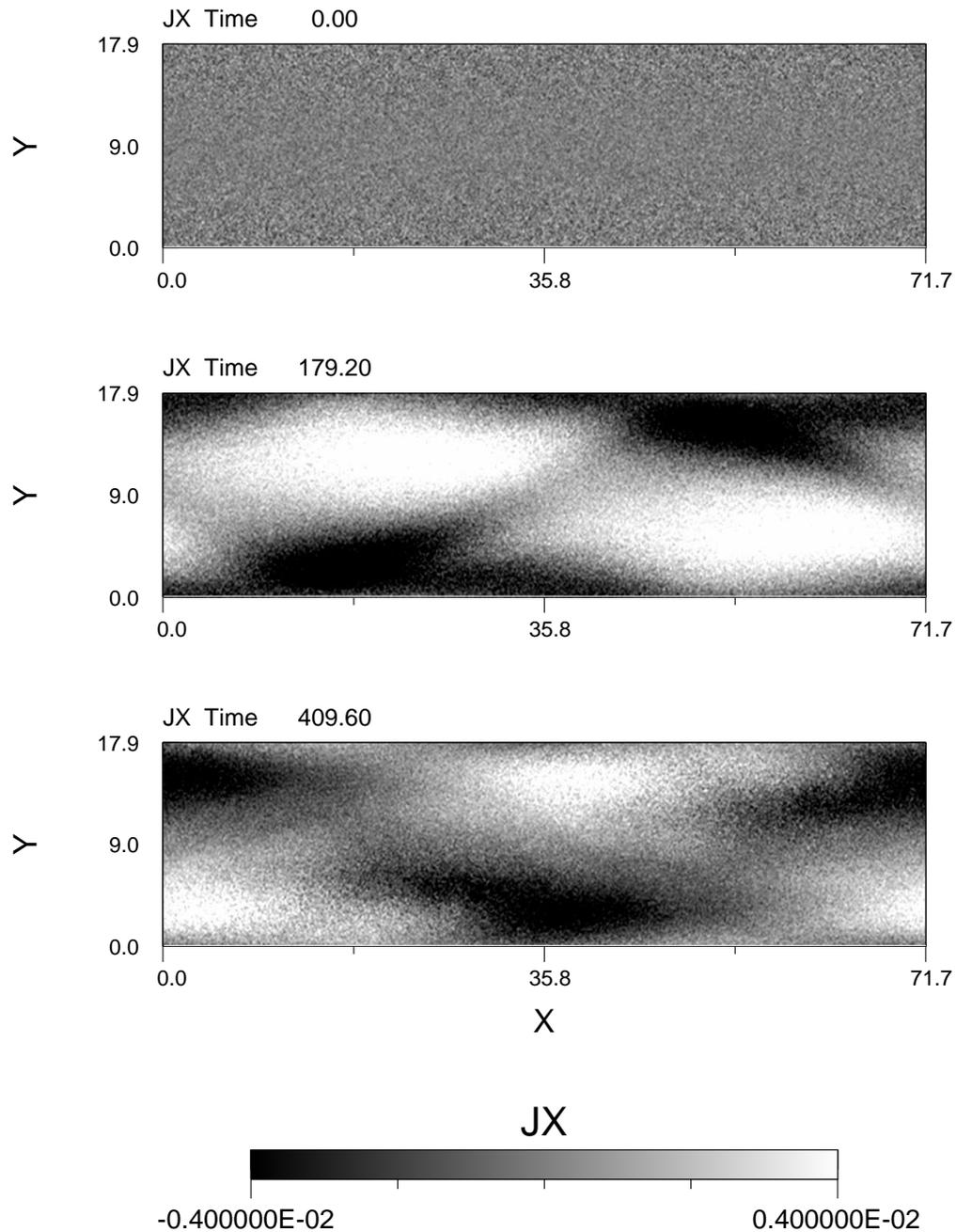


K. Daiffallah, F. Mottez * Simulation du 29/ 7/2011/10h 57mn. *EY_fin.ps

Figure 3.25: Carte du plan (x,y) qui montre le champ électrique perpendiculaire E_y à la fin de la simulation.

fsolalfven_03_007_x1024-y

NX=1024 NY=256 DX=.07 DY=.07 DT=.20 MPSME=100.0



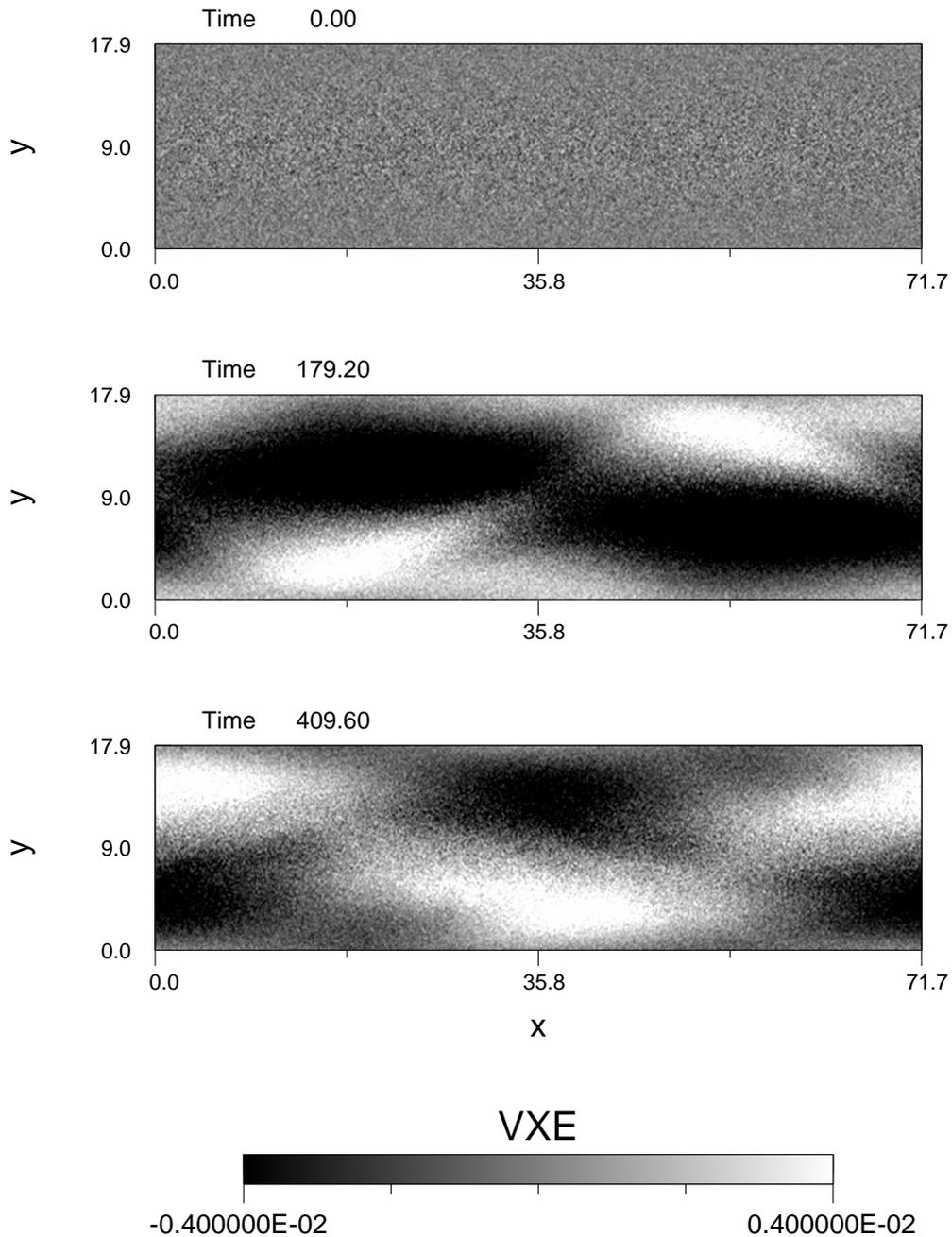
K. Daiffallah, F. Mottez * Simulation du 29/ 7/2011/10h 57mn. *courant.ps

Figure 3.26: Carte du plan (x,y) qui montre le courant de densité J_x à trois instants différents.

chemin : * Rogralib * August 29, 10:45, 2011

fsolalfven_03_007_x1024-y

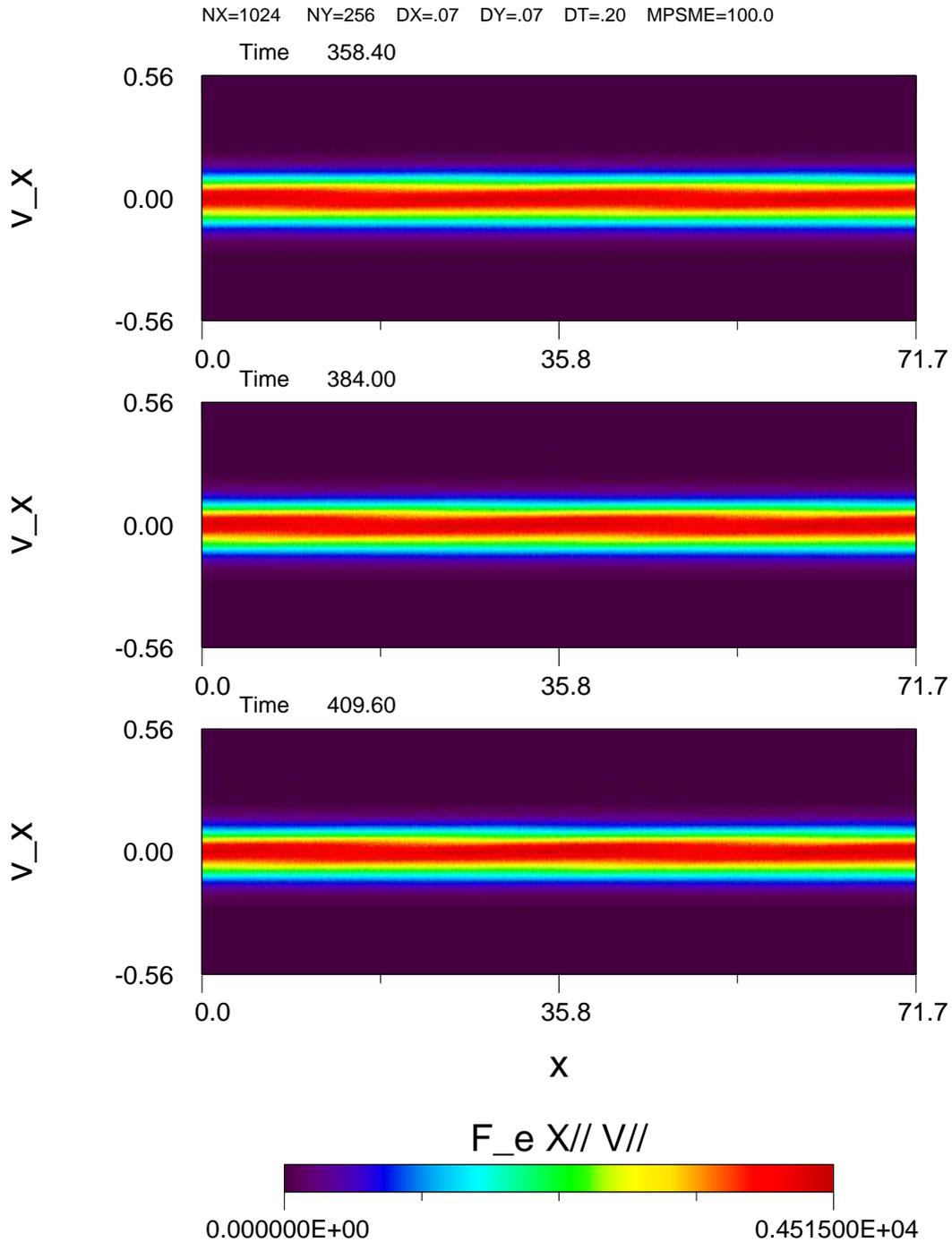
NX=1024 NY=256 DX=.07 DY=.07 DT=.20 MPSME=100.0



K. Daiffallah, F. Mottez * Simulation du 29/ 7/2011/10h 57mn. *VXE.ps

Figure 3.27: Carte du plan (x,y) qui montre la vitesse parallèle V_{Xe} des électrons à trois instants différents.

fsolalfven_03_007_x1024-y



K. Daiffallah, F. Mottez * Simulation du 29/ 7/2011/10h 57mn. *F_e(X_parallele,V_parallele)_fin.ps

Figure 3.28: La fonction de distribution en vitesse parallèle des électrons en fonction de la coordonnée x et de la vitesse V_x

marque à $t = 409.6$ l'apparition de petites structures au niveau du centre de la cavité qui s'étalent dans la direction perpendiculaire. Ces perturbations qui ressemblent à des instabilités semblent dissiper la cavité et affaiblir le processus d'accélération des électrons. La figure 3.30 confirme la création d'un champ électrique parallèle E_x visible à $t = 51.20$. Le champ électrique visible à la fin de la simulation dans la figure 3.31 est totalement différent. Des petites structures ordonnées quasi-circulaires apparaissent le long de la cavité avec des champs locaux assez forts ($(E_x)_{max} \sim 0.015$) par rapport aux champs de la simulation typique. Ces dernières semblent se renforcer avec le temps en se déplacent lentement dans la direction horizontale. Un fait marquant qui concerne ces structures, c'est qu'elles sont toutes polarisées horizontalement. Les maxima locaux du champ électrique se trouvent tous du côté droit dans le sens de propagation de l'onde, alors que si ces structures étaient polarisées par le champ électrique parallèle E_x , on aurait vu différentes polarisations des deux côtés transverses de la cavité.

La figure 3.32 montre le champ magnétique perpendiculaire B_y . On voit que ces petites structures sont sensibles à l'onde incidente. Les maxima du champ sont du côté droit dans le gradient négatif de l'onde d'Alfvén, et du côté gauche dans le gradient positif de l'onde.

Les figures 3.33 et 3.34 montrent le champ électrique E_y et la densité des charges respectivement. On remarque d'abord que les petites structures apparaissent ici comme des petites extensions perpendiculaires de la cavité. Ces figures révèlent également un éventuel lien entre les faibles oscillations transversales et ces structures.

La figure 3.35 montre qu'il existe des régions discrètes dans la cavité où la vitesse parallèle des électrons est assez élevée.

Il est fort possible que ces petites échelles de champ électrique évoluent à partir des structures qu'on a décelé dans la figure 3.18 où il y avait une cavité sans onde incidente. D'autant plus que leur taille est de l'ordre du rayon de gyration des ions $Rg_i = 4.4436$. Un processus non linéaire peut être responsable de l'évolution de ces petites échelles, ou même une possible interaction avec les oscillations électrostatiques transversales qui font croître ces extensions. Parmi les processus non linéaires qui peuvent intervenir, on peut citer une instabilité de type faisceau, en faisant référence aux électrons accélérés par le champ électrique parallèle, et qui interagissent avec le milieu ambiant. Une instabilité de type cisaillement comme celle de Kelvin-Helmholtz également. Une autre instabilité qui peut intervenir est celle connue par l'instabilité de dérive.

L'analyse Fourier des oscillations du champ électrique dans les régions où apparaissent les petites structures au sein du plasma n'a révélé aucun pic d'une fréquence particulière qui correspond à une perturbation électrostatique significative.

La compréhension des processus qui sont à l'origine de ces petites structures ainsi que leur interaction avec le milieu nécessite des investigations plus poussées qui demandent plus de temps. Pour le moment, nous nous contentons de décrire des détails subtiles qu'on a observé dans cette simulation en avançant des hypothèses plausibles. Enfin, signalons l'importance de ce genre de perturbations électrostatiques ou instabilités qui se forme au niveau de la cavité. Ces derniers peuvent se convertir à des ondes électromagnétiques avec une fréquence autour de la fréquence plasma électronique, ce qui explique l'origine possible des orages de bruit. Cependant, ceci ne reste pas l'unique origine de ces ondes radio. Les processus d'émissions d'ondes électromagnétiques par des électrons accélérés dans la couronne solaire sont innombrables (malheureusement on n'a pas le

temps de les aborder), par conséquent, le fait d'avoir comme résultat des électrons accélérés dans la cavité est déjà un pas vers la réponse à la question de l'origine des orages de bruit.

3.6 Conclusion

Afin de simuler le phénomène d'accélération des électrons par les ondes Alfvén cinétiques, il faut résoudre des échelles de distance très petites qui sont de l'ordre du rayon de gyration des ions R_{gi} . Les codes de type "particle in cell" (PIC) sont les plus adaptés pour l'étude de ce genre de processus. Pour cela, nous avons utilisé le code EM2DE qui était développé et décrit par Mottez et al. (1998). Un code qui est en 2.5 dimensions (2-D en espace, 3-D en champs et vitesses).

Ce code a été employé initialement pour l'étude du même processus décrit ci-dessus, mais dans la magnétosphère terrestre. Notre première tâche consistait à adapter ce code aux conditions physiques qui règnent dans la couronne solaire, et en particulier dans les régions où l'on attend à des émissions d'orages de bruit. Après plusieurs tests de simulations, nous étions contraint d'exagérer certaines valeurs initiales par rapport à la situation réelle dans la couronne solaire. Ceci a été fait dans le but d'amplifier les phénomènes physiques qui nous intéressent le plus par rapport à d'autres qui sont moins importants.

La simulation consiste à envoyer une onde d'Alfvén ($k_{\perp} = 0$) à travers une boîte de simulation dans le plan (x,y) . L'onde incidente se propage dans la direction parallèle qui est x . Un champ magnétique uniforme dans la même direction est initialisé. La boîte de simulation comporte une cavité où la densité varie dans la direction perpendiculaire y . La densité centrale peut être 4 fois inférieure à la densité externe, comme elle peut être pratiquement nulle.

Onde seule La simulation de la propagation de l'onde d'Alfvén dans un plasma uniforme a montré qu'il n'existe aucune réaction du plasma face à l'onde incidente. Aucun champ électrique parallèle n'est observé.

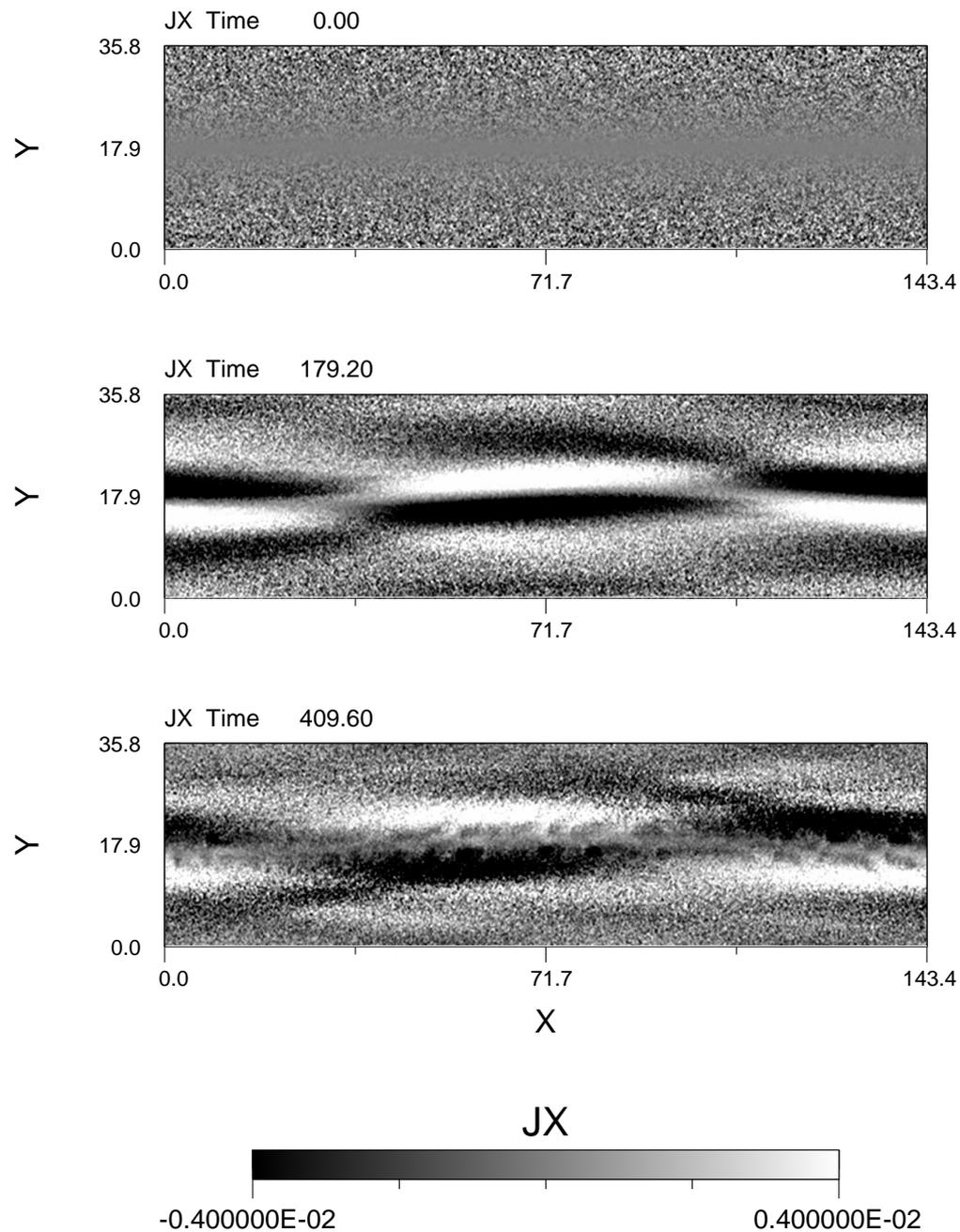
Cavité très profonde seule La seconde simulation été dédiée au comportement d'une cavité très profonde sans onde incidente. Des phénomènes intéressants ont été observés comme des oscillations électrostatiques transversales de type Langmuir, ainsi que l'apparition de petites structures diffuses le long de la cavité, mais aucun champ électrique parallèle conséquent n'est observé.

Onde + cavité Dans la simulation typique, une onde d'Alfvén traverse une cavité dont la densité centrale est 4 fois inférieure à la densité externe. Le long de cette simulation, on a observé de très puissants champs électriques parallèles dans la cavité qui sont capables d'accélérer des électrons dans la direction du champ magnétique ambiant. Ce champ est causé par l'écart de neutralité électrique provoqué par la dérive de polarisation. Cet écart est rattrapé par le mouvement rapide des électrons qui est favorisé dans la direction parallèle. Le champ électrique parallèle apparaît au niveau des régions de fort gradient de densité. La largeur de la fonction de distribution des vitesses parallèles des électrons est légèrement supérieure à celle du milieu sans cavité, ce qui montre que les électrons ont

chemin : * Rogralib * August 29, 10:54, 2011

fsolalfven_01_014_x1024-y

NX=1024 NY=256 DX=.14 DY=.14 DT=.20 MPSME=100.0

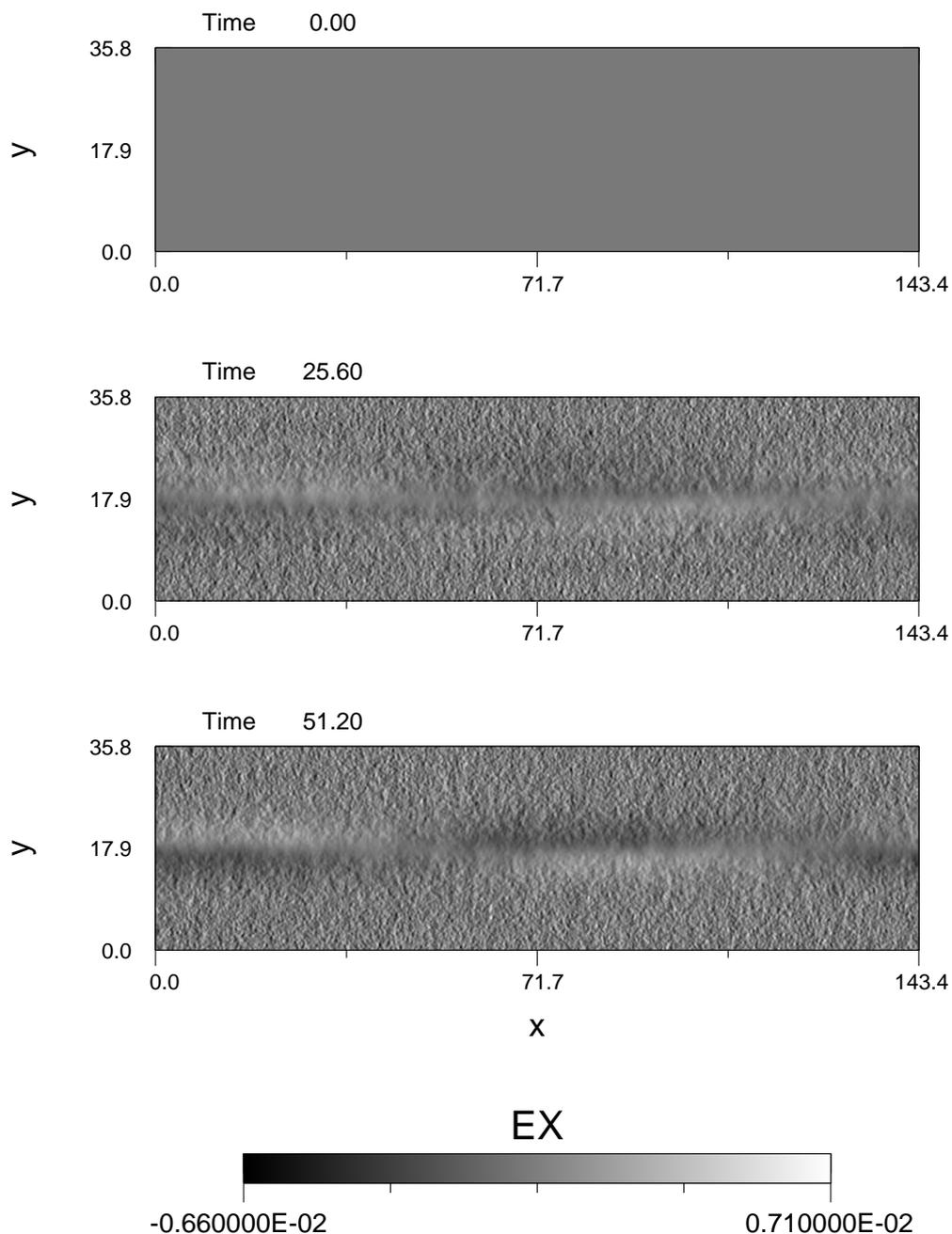


K. Daiffallah, F. Mottez * Simulation du 2/8/2011/18h 34mn. *courant.ps

Figure 3.29: Carte du plan (x,y) qui montre le courant de densité J_x à trois instants différents.

fsolalfven_01_014_x1024-y

NX=1024 NY=256 DX=.14 DY=.14 DT=.20 MPSME=100.0



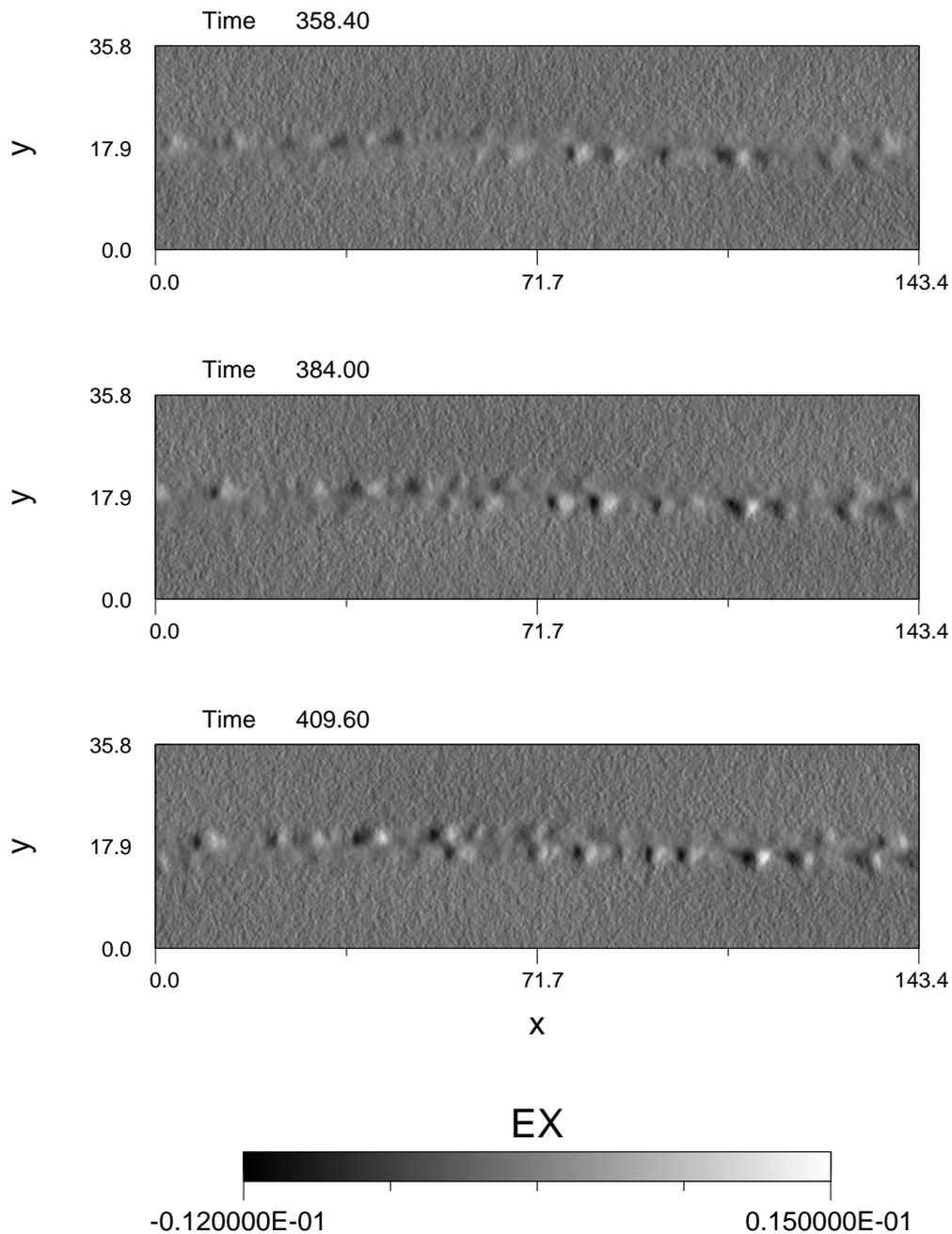
K. Daiffallah, F. Mottez * Simulation du 2/8/2011/18h 34mn. *EX_123.ps

Figure 3.30: Carte du plan (x,y) qui montre le champ électrique parallèle E_x au début de la simulation.

chemin : * Rogralib * August 29, 10:54, 2011

fsolalfven_01_014_x1024-y

NX=1024 NY=256 DX=.14 DY=.14 DT=.20 MPSME=100.0

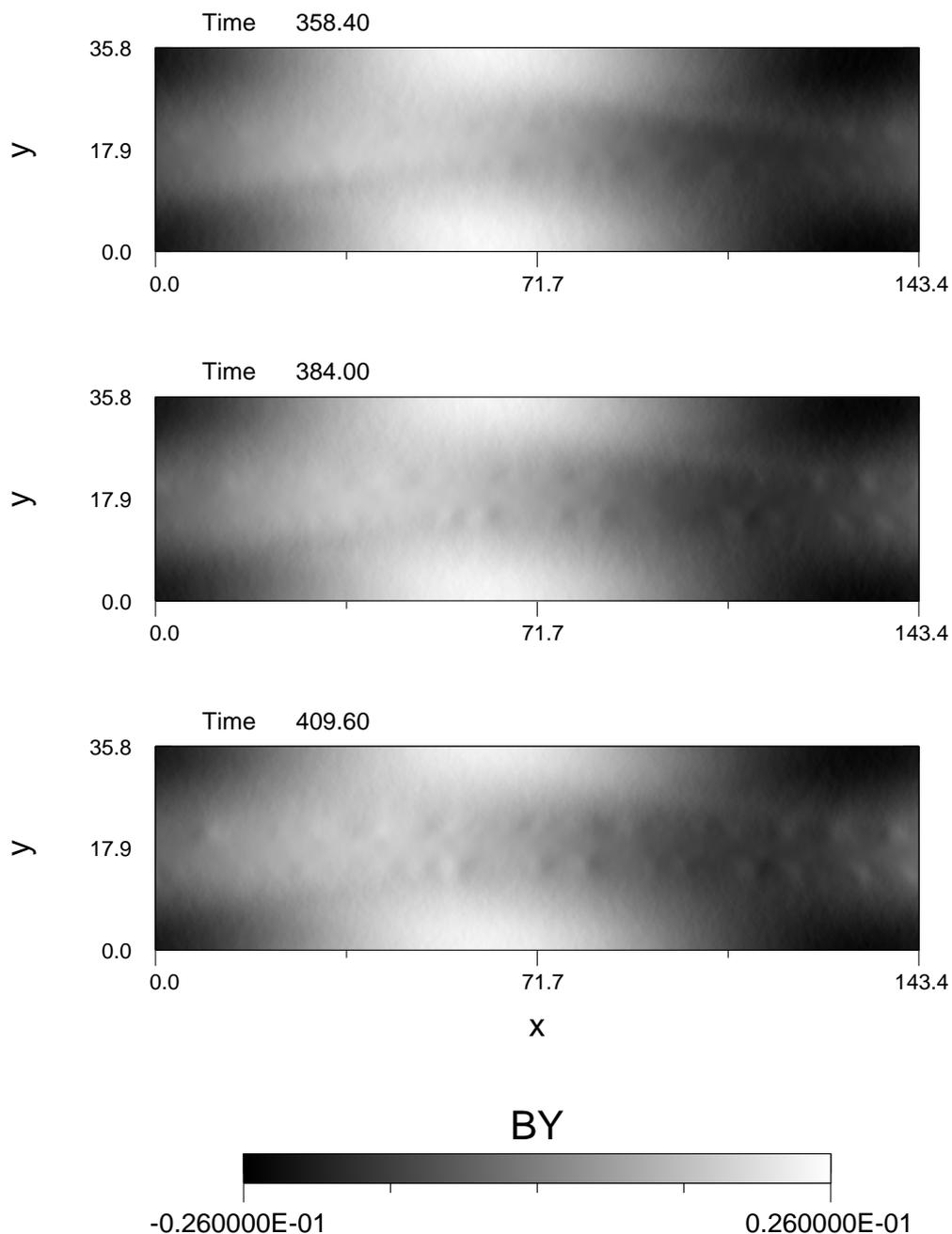


K. Daiffallah, F. Mottez * Simulation du 2/8/2011/18h 34mn. *EX_fin.ps

Figure 3.31: Carte du plan (x,y) qui montre le champ électrique parallèle E_x à la fin de la simulation.

fsolalfven_01_014_x1024-y

NX=1024 NY=256 DX=.14 DY=.14 DT=.20 MPSME=100.0



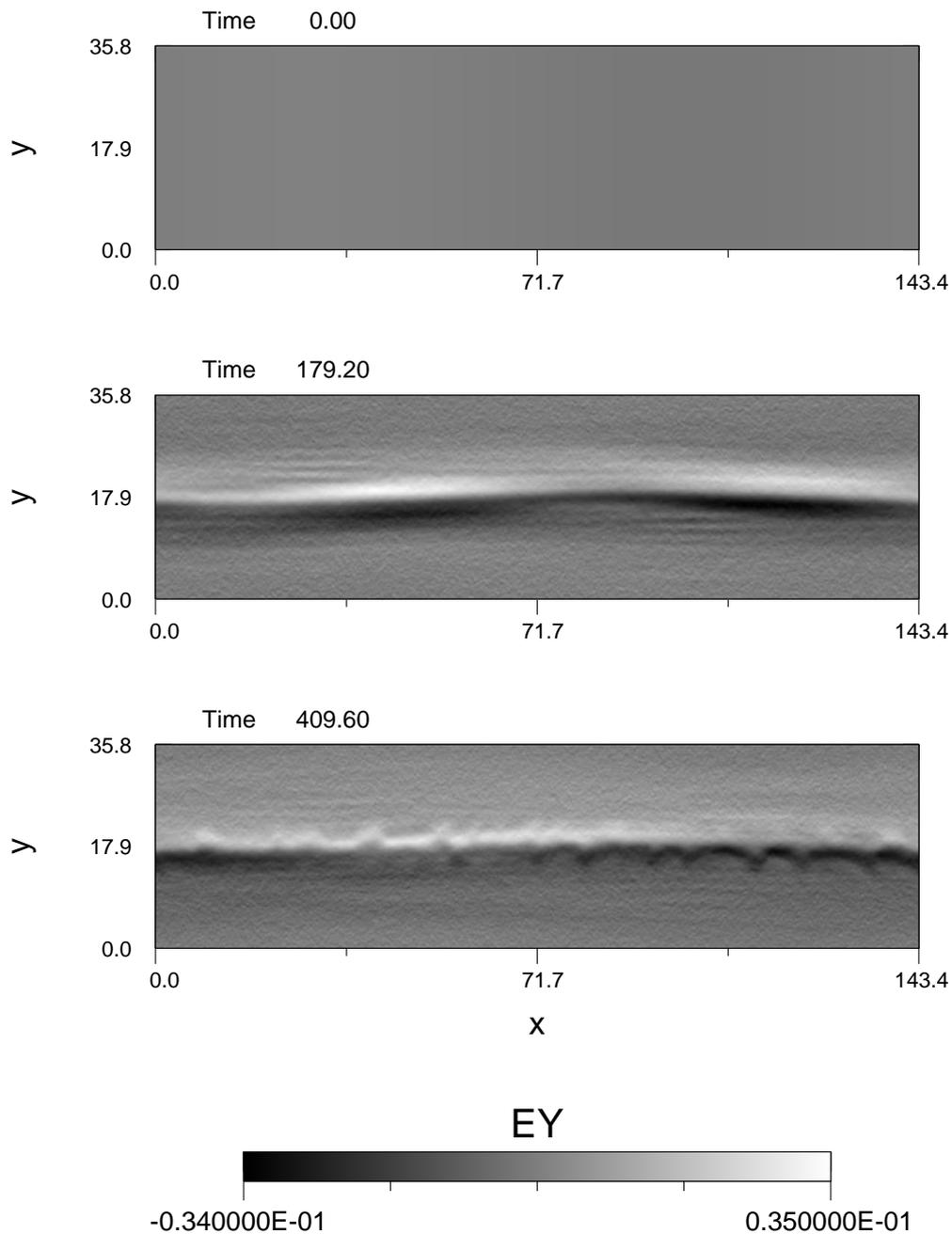
K. Daiffallah, F. Mottez * Simulation du 2/8/2011/18h 34mn. *BY_fin.ps

Figure 3.32: Carte du plan (x,y) qui montre le champ magnétique perpendiculaire B_y à la fin de la simulation.

chemin : * Rogralib * August 29, 10:54, 2011

fsolalfven_01_014_x1024-y

NX=1024 NY=256 DX=.14 DY=.14 DT=.20 MPSME=100.0



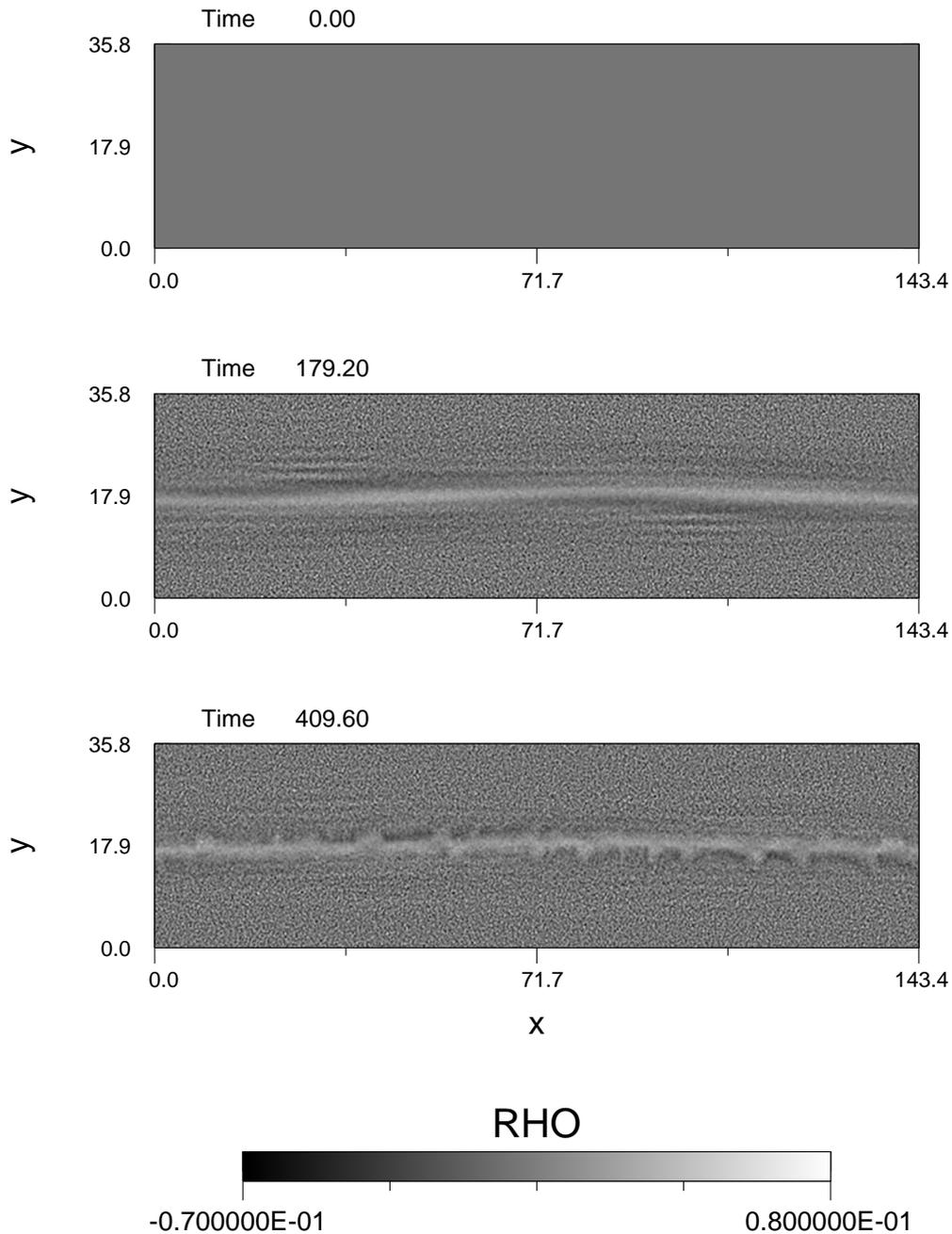
K. Daiffallah, F. Mottez * Simulation du 2/8/2011/18h 34mn. *EY.ps

Figure 3.33: Carte du plan (x,y) qui montre le champ électrique perpendiculaire E_y à trois instants différents

chemin : * Rogralib * August 29, 10:54, 2011

fsolalfven_01_014_x1024-y

NX=1024 NY=256 DX=.14 DY=.14 DT=.20 MPSME=100.0



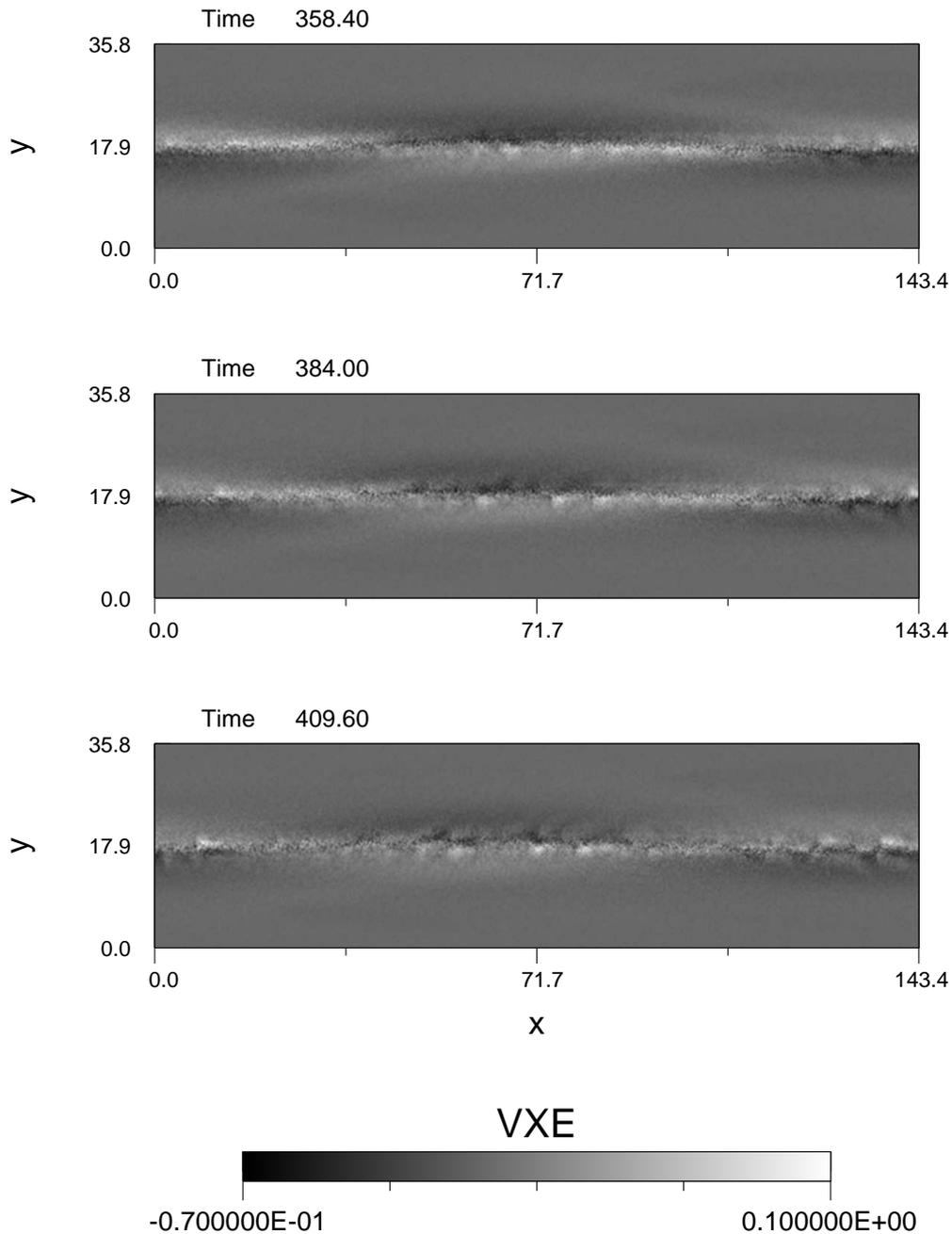
K. Daiffallah, F. Mottez * Simulation du 2/8/2011/18h 34mn. *RHO.ps

Figure 3.34: Carte du plan (x,y) qui montre la densité de charges à trois instants différents.

chemin : * Rogralib * August 29, 10:54, 2011

fsolalfven_01_014_x1024-y

NX=1024 NY=256 DX=.14 DY=.14 DT=.20 MPSME=100.0



K. Daiffallah, F. Mottez * Simulation du 2/8/2011/18h 34mn. *VXE_fin.ps

Figure 3.35: Carte du plan (x,y) qui montre la vitesse parallèle V_{Xe} des électrons à la fin de la simulation.

gagné de l'énergie thermique par ce processus, au détriment de l'énergie électromagnétique de l'onde d'Alfvén qui décroît au cours de la propagation. Ainsi, une accélération des électrons plus durable dans le temps semble être le résultat d'une simple interaction onde-particules sans pouvoir invoquer des éruptions solaires.

Onde + cavité très profonde La formation de petites structures de champs électrique le long de la cavité est un élément nouveau dans cette simulation. Ces derniers peuvent être le résultat d'une instabilité causée par l'interaction du faisceau d'électrons avec le milieu, ou bien causées par la variation abrupte de la densité entre la cavité et le milieu extérieur.

Conclusion générale

Dans ce travail, nous avons utilisé un code de simulation numérique (EM2DE) de type PIC pour étudier un processus d'accélération des électrons qui invoque la présence d'un champ magnétique uniforme dans la direction (x), et d'une cavité de densité avec une variation transversale (y), le tout traversé par une onde d'Alfvén ordinaire ($k_{\perp} = 0$) qui se propage dans la direction du champ magnétique. Nous voulions vérifier si ce processus peut se dérouler dans la couronne solaire afin d'expliquer des émissions radio connues sous le nom d'orages de bruit. Les champs magnétiques, ainsi que les ondes d'Alfvén sont des ingrédients qui ne manquent pas dans la couronne solaire, notamment dans les boucles magnétiques et dans le milieu interplanétaire. Observées dans l'héliosphère par les sondes spatiales à des distances de l'ordre de 1 UA, les cavités de densité peuvent exister dans la basse couronne. Nous avons initialisé des simulations avec les conditions physiques qui règnent dans la couronne solaire et dans les régions où sont émises les orages de bruit. L'échelle de longueur caractéristique de notre milieu qui est un plasma chaud, est de l'ordre du rayon de gyration des ions Rg_i . Associées à cette échelle de la microphysique, les ondes d'Alfvén cinétiques (KAW) vont prendre le dessus, et vont accélérer les électrons par leur champ électrique parallèle intrinsèque. On peut résumer les étapes de ce processus comme suit :

- L'onde d'Alfvén ordinaire va se propager à travers une cavité où la densité chute brusquement (sur une échelle de l'ordre de Rg_i) par rapport au milieu ambiant. Le front d'onde va se tordre et va créer des petites échelles transverses de la largeur de la cavité qui donnent naissance aux premiers champs électriques parallèles.

- La dérive de polarisation va séparer les charges électriques dans la cavité. Le signe des charges sera alterné sur les côtés transversaux de la cavité selon l'amplitude de l'onde. Un champ électrique parallèle s'établit entre les charges opposées. Comme la mobilité des électrons est plus favorisée dans la direction parallèle, ces derniers seront accélérés dans cette direction pour neutraliser les charges d'espace créées. Le champ électrique parallèle apparaît au niveau des régions de fort gradient de densité.

- Ce processus correspond à une interaction onde-particules. Les électrons sont accélérés et chauffés au détriment de l'énergie de l'onde qui voit son amplitude diminuer avec la propagation. Ceci peut être l'origine des électrons superthermiques observés lors d'un Soleil calme.

Des électrons accélérés peuvent constituer une source importante d'ondes électromagnétiques. Une multitude de modèles peut expliquer cette émission, notamment en présence d'un champ magnétique uniforme. Ceci sera l'objet d'une étude plus poussée, mais aussi l'objet de d'autres simulations avec des paramètres plus réalistes.

L'émission d'ondes de Langmuir par la cavité ainsi que le développement d'instabilités sont de nouveaux éléments qui peuvent être à l'origine des orages de bruit. Mais il reste

à faire le lien avec les processus d'émission des ondes radio.

Une confrontation avec les données des sondes spatiales est plus que nécessaire pour valider les résultats numériques. A moyen terme, ce sera possible avec les futures sondes d'exploration de la couronne, comme Solar Orbiter (ESA) et Solar Probe Plus (NASA) qui seront bien plus proche du Soleil.

Bibliographie

- Bentley, R. D., Klein, K.-L., van Driel-Gesztelyi, L., et al., 2000, Magnetic Activity Associated With Radio Noise Storms, *Solar Phys*, 193, 227
- Birsdall, C. K., Langdon, B. A., 1984, Plasma Physics Via Computer Simulation, pp. 470. ISBN 0070053715. McGraw Hill Higher Education, December 1984
- Buttighoffer, A., Pick, M., Roelof, E. C., Hoang, S., Mangeney, A., Lanzerotti, L. J., Forsyth, R. J., & Phillips, J. L., 1995, Coronal electron stream and Langmuir wave detection inside a propagation channel at 4.3 AU, *J.geophys. Res*, 100, 3369
- Buttighoffer, A., 1998, Solar electron beams associated with radio type III bursts: propagation channels observed by Ulysses between 1 and 4 AU, *Astron.Astrophys*, 335, 295
- Carlson, C. W., et al., 1998, FAST observations in the downward auroral current region: Energetic upgoing electron beams, parallel potential drops, and ion heating, *Geophys. Res. Lett*, 25, 2017
- Cramer, N. F., 2001, The Physics of Alfvén Waves, by Neil F. Cramer, pp. 312. ISBN 3-527-40293-4. Wiley-VCH, December 2001
- Dawson, J. M., 1983, Particle simulation of plasmas, *Rev. Mod Phys*, 55, 403
- Del Zanna, G., Aulanier, G., Klein, K.-L., Toumlrök, T., 2011, A single picture for solar coronal outflows and radio noise storms, *Astron.Astrophys*, 526, A137
- Duncan, R. A., 1983, Dynamic behaviour of the K-corona above a type I radio source, *Solar Phys*, 89, 63
- Ergun, R. E., Malaspina, Eigenmode Structure in Solar-Wind Langmuir Waves D. M., Cairns, I. H., et al., 2008, *Phys. Rev. Lett*, 101, 051101
- Génot, V., Louarn, P., & Le Quéau, D., 1999, A study of the propagation of Alfvén waves in the auroral density cavities, *J.geophys. Res*, 104, 22649
- Génot, V., 1999, Etude des phénomènes d'accélération de particules dans les régions aurorales des magnétosphères, Thèse de Doctorat, Univ de Versailles, Juin 1999
- Génot, V., Louarn, P., & Mottez, F., 2000, Electron acceleration by Alfvén waves in density cavities, *J.geophys. Res*, 105, 27611

- Génot, V., Louarn, P., & Mottez, F., 2004, Alfvén wave interaction with inhomogeneous plasmas: acceleration and energy cascade towards small-scales, *Ann. Geophys.*, 22, 2081
- Goertz, C. K., & Boswell, R. W., 1979, Magnetosphere-ionosphere coupling, *J.geophys. Res.*, 84, 7239
- Goertz, C. K., 1984, Kinetic Alfvén waves on auroral field lines, *Planet. Space Sci.*, 32, 1387
- Goertz, C. K., 1985, Auroral arc formation - Kinetic and MHD effects, *Space Sci. Rev.*, 42, 499
- Hasegawa, A., & Chen, L., 1975, Kinetic process of plasma heating due to Alfvén wave excitation, *Phys. Rev. Lett.*, 35, 370
- Hasegawa, A., 1976, Particle Acceleration by MHD Surface Wave and Formation of Aurora, *J.geophys. Res.*, 81, 5083
- Hewett, D. W., & Langdon, A. B., 1987, Electromagnetic direct implicit plasma simulation, *J. Comput. Physics*, 72, 121
- Hilgers, A., Holback, B., Holmgren, G., & Bostrom, R., 1992, Probe measurements of low plasma densities with applications to the auroral acceleration region and auroral kilometric radiation sources, *J.geophys. Res.*, 97, 8631
- Klein, K.-L., 1995, Long-Duration Non-Thermal Energy Release in Flares and Outside Flares, *Lecture Notes in Physics: Coronal Magnetic Energy Releases*, 444, 55
- Louarn, P., Roux, A., de Feraudy, H., Le Queau, D., & Andre, M., 1990, Trapped electrons as a free energy source for the auroral kilometric radiation, *J.geophys. Res.*, 95, 5983
- Louarn, P., et al., 1994, Observation of kinetic Alfvén waves by the FREJA spacecraft, *Geophys. Res. Lett.*, 21, 1847
- Mottez, F., Adam, J. C., & Heron, A., 1998, A new guiding centre PIC scheme for electromagnetic highly magnetized plasma simulation, *Comput. Phys. Commun.*, 113, 109
- Mottez, F., 2008, A guiding centre direct implicit scheme for magnetized plasma simulations, *J. Comput. Physics*, 227, 3260
- Raulin, J. P., Kerdraon, A., Klein, K.-L., et al., 1991, Acceleration of electrons outside flare - Coronal manifestation and possible origin, *Astron.Astrophys.*, 251, 298
- Raulin, J. P., & Klein, K.-L., 1994, Acceleration of electrons outside flares Evidence for coronal evolution and height-extended energy release during noise storms, *Astron.Astrophys.*, 281, 536
- Raulin, J. P., 1993, Accélération de longue durée d'électrons et evolution des structures coronales en dehors des éruptions solaires, Thèse de Doctorat, Univ de Paris 6, Mai 1993

Stéfant, R. J., 1970, Alfvén Wave Damping from Finite Gyroradius Coupling to the Ion Acoustic Mode, *Phys. Fluids*, 13, 440

Tsiklauri, D., 2011, Particle acceleration by circularly and elliptically polarised dispersive Alfvén waves in a transversely inhomogeneous plasma in the inertial and kinetic regimes *arXiv*, 1107.1191