

Turbulence et structures dans les plasmas magnétisés : rôle des effets cinétiques Turbulence and structures in magnetized plasmas: role of kinetic effects

T. Passot et P.L. Sulem

UNS, CNRS, Observatoire de la Côte d'Azur, B.P. 4229, 06304 Nice Cedex 4, France

Mots clés: Turbulence, structures cohérentes, effets cinétiques, vent solaire, magnétogaine

La turbulence présente dans la plupart des plasmas magnétisés faiblement collisionnels d'intérêt astrophysique ou de laboratoire reste un phénomène largement incompris en raison de la complexité des interactions tant entre les divers types d'ondes qu'entre ondes et particules. Des simulations tridimensionnelles de l'équation de Vlasov en régime turbulent sont encore hors de portée des ordinateurs actuels, mais des simulations présentant une large bande d'échelles ont commencé à voir le jour dans une approximation gyrocinétique (avec ajout d'un opérateur de collisions), basée sur un certain nombre d'hypothèses simplificatrices, dont celle de retenir uniquement les basses fréquences. Ces travaux, qui, malgré le gain d'une dimension dans l'espace des vitesses n'en sont encore qu'au balbutiement en raison de leur formidable difficulté de mise en œuvre numérique, montrent l'existence d'une double cascade, à la fois dans l'espace des vitesses et dans l'espace physique [1, 2]. Néanmoins, même si le recours à des descriptions cinétiques est nécessaire pour aborder les phénomènes qui ont lieu aux échelles inférieures ou de l'ordre du rayon de Larmor des électrons, et en particulier pour comprendre les mécanismes physiques à l'origine de la dissipation d'énergie [3], de nombreux processus se produisant aux échelles supérieures ou comparables au rayon de Larmor des ions peuvent être étudiés à l'aide de modèles fluides, incorporant éventuellement les effets cinétiques les plus importants, dans une approximation souvent linéaire.

Commençant par les plus grandes échelles pour lesquelles la magnétohydrodynamique (MHD) incompressible est le modèle le plus simple, quoiqu'encore pas totalement compris malgré l'obtention récente de résultats exacts tels que des relations à la Karman-Howarth (y compris en présence d'effet Hall) [4,5], nous soulignerons les difficultés résultant de la prise en compte successive de la compressibilité et des effets dispersifs. La compressibilité, qui oblige à considérer des quantités cubiques, et qui couple énergie cinétique et potentielle, est un obstacle important empêchant une simple adaptation des résultats de la théorie classique de la cascade inertielle due à Kolmogorov. Elle semble pourtant jouer un rôle important dans le vent solaire, et ce même à grande échelle, notamment dans l'évaluation du chauffage dû à la turbulence [6]. Elle ne peut certainement pas non plus être ignorée aux échelles plus petites, où son rôle est essentiel pour l'apparition de structures cohérentes en équilibre de pression [7]. En présence d'un champ magnétique ambiant, les petites échelles produites par la turbulence se développent principalement dans la direction perpendiculaire au champ magnétique. Cette anisotropie de la cascade est maintenant bien documentée dans le cadre de la MHD mais sa persistance aux échelles sub-ioniques est encore débattue, ainsi que le type de modes qui, dans le vent solaire ou la magnétogaine terrestre, domine dans la zone de fréquences supérieures à 1Hz [8, 9, 10].

Aux échelles ioniques, l'effet Hall ainsi que les corrections de rayon de Larmor fini introduisent des effets dispersifs qui ont des conséquences importantes sur le transfert turbulent. La dispersion s'oppose aux effets non linéaires et peut donc ralentir les transferts. A faible amplitude les non linéarités sont sous-dominantes mais finissent, à cause des effets cumulatifs, par conduire à un régime dit de turbulence d'onde ou de turbulence faible. Une plus forte non linéarité permet par contre la formation de structures cohérentes, par exemple sous forme de solitons, pour lesquels un équilibre local s'établit entre non linéarité et dispersion. Il est à noter qu'un régime de turbulence d'ondes existe aussi pour la MHD incompressible en présence d'un champ magnétique ambiant suffisamment fort car les ondes d'Alfvén, bien que non dispersives, n'interagissent que pendant les courts instants où les paquets d'ondes contrapropagatifs se rencontrent [11]. La turbulence d'ondes conserve toutes les caractéristiques de la turbulence à la Kolmogorov, en particulier la notion de cascade, de zone inertielle et d'indépendance des propriétés des grandes échelles par rapport aux paramètres gouvernant la dissipation et la dispersion. Les régimes de turbulence d'ondes sont néanmoins souvent perturbés par les phénomènes de collapse d'ondes et de formation de structures cohérentes, communément observés dans les plasmas spatiaux. Dans le cas de la turbulence dispersive forte de nouveaux comportements associés à la présence d'ondes solitaires et à leur interaction avec les ondes "linéaires" conduit à l'émergence de spectres d'énergie en loi de puissance mais associés à un transfert d'énergie très intermittent [12, 13]. Un régime statistiquement stationnaire peut s'établir si des échelles suffisamment petites pour être sujettes à la dissipation sont créées, ce qui nécessite que l'énergie des grandes échelles soit suffisante pour s'opposer au rôle régularisant de la dispersion. Il apparaît ainsi que des quantités caractéristiques des grandes échelles telles que l'énergie peuvent devenir dépendantes des paramètres gouvernant la dissipation et la dispersion, et donc par là même

invalider la notion d'universalité propre à la phénoménologie de Kolmogorov. Une autre situation où la physique des petites échelles peut directement influencer la dynamique de l'écoulement global concerne la reconnexion magnétique. Sur les flancs de la magnétopause par exemple, une instabilité hydrodynamique de type Kelvin-Helmholtz peut spontanément créer de la turbulence avec les configurations favorables à l'émergence d'une instabilité de déchirement [14]. Toute modélisation correcte de la dynamique résultant de ces instabilités nécessite d'inclure une microphysique minimale, telle qu'une formulation bi-fluide retenant l'inertie des électrons, afin que la reconnexion se déroule sur des échelles de temps correctes. A défaut, les conditions propices à la reconnexion disparaissent avant que celle-ci ne puisse avoir lieu et la topologie globale du champ magnétique peut s'en trouver grandement modifiée.

Les effets de la dispersion ne sont cependant pas nécessairement régularisant. Les instabilités modulationnelles sont souvent à l'origine d'une dynamique quasi-singulière conduisant à la concentration de l'énergie de l'onde dans des structures de géométrie variée: filaments, nappes ou sphères. Par exemple, une onde d'Alfvén dispersive en propagation parallèle dans un milieu homogène peut développer un phénomène d'auto-focalisation conduisant, en régime non-linéaire et dans le cadre de la MHD-Hall tridimensionnelle, à la concentration de l'énergie dans des tubes magnétiques, soumis dans un deuxième temps à des instabilités hélicoïdales [15]. Une modélisation de ce phénomène adaptée aux plasmas non-collisionnels est possible grâce aux descriptions Landau-fluides qui retiennent l'effet Landau linéaire dans une série d'équations pour la hiérarchie fluide, qu'il est convenable de fermer au niveau des moments d'ordre quatre [16]. L'intégration de ces équations, validées par des comparaisons avec des simulations cinétiques hybrides de type "particle in cell" (PIC), démontrent le rôle crucial de l'effet Landau, qui restreint énormément la zone de paramètres pour l'instabilité de filamentation. La dynamique est particulièrement riche et complexe quand la propagation se fait en présence d'inhomogénéités transverses. Un régime dit de mélange de phase dispersif se développe quand les perturbations du milieu ambiant sont suffisamment intenses. Dans cette dynamique, l'énergie de l'onde se distribue sur des nappes très fines enroulées sous forme d'hélices autour du champ ambiant. Cette dynamique intrinsèquement tri-dimensionnelle et liée à la présence de la dispersion engendrée par l'effet Hall et les corrections de rayon de Larmor fini, peut à terme engendrer une dissipation plus forte que le mécanisme classique de mélange de phase qui conduit à des chocs certes intenses mais dont le support dans l'espace physique est beaucoup moins étendu [17].

Si l'exemple précédent montre qu'une formulation fluide, complétée par la prise en compte d'effets cinétiques linéaires tel que l'effet Landau, permet de comprendre certains phénomènes pour lesquels la forme précise de la fonction de distribution des particules ne joue pas un rôle fondamental, il existe des situations où toute formulation fluide semble vouée à l'échec. Si l'on considère par exemple l'instabilité miroir, qui se développe spontanément dans un milieu où la température ionique perpendiculaire dépasse un seuil critique par rapport à la température parallèle, la forme que prennent les structures magnétiques en équilibre de pression résultant de la saturation de l'instabilité semble dépendre fortement de légères modifications de la fonction de distribution au voisinage de son maximum, résultant de mécanismes du type diffusion quasi-linéaire [18]. L'instabilité miroir, qui, bien que conduisant près du seuil à des modes instables à grande échelle, dans des directions quasi-perpendiculaires au champ ambiant et évoluant sur des échelles de temps lentes (trois conditions a priori nécessaires pour l'application d'une théorie fluide) illustre donc à quel point il faut être prudent dans les conclusions que l'on peut être amené à formuler sur la base d'une théorie fluide.

1. Howes, G. *Phys. Plasmas* **15**, 055904 (2008).
2. Schekochihin, A.A. et al. *ApJ Supp.* **182**, 310 (2009).
3. Valentini, F. et al. *Phys. Rev. Lett.* **101**, 025006 (2008).
4. Politano, H. & Pouquet, A., *Geophys. Res. Lett.* **25**, 273 (1998).
5. Galtier, S. *Astrophys. J.* **704**, 1371–1384 (2009) ; *Phys. Rev. E* **77**, 015302 (R) (2008).
6. Carbone, V. et al. *Phys. Rev. Lett.* **103**, 61102 (2009).
7. Stasiewicz, K. et al. *Phys. Rev. Lett.* **90**, 084002 (2003).
8. Gary, S.P. & Smith, C.W. *J. Geophys. Res.* **114**, A12105 (2009).
9. Alexandrova, O. et al. *Astrophys. J.* **674**, 1153 (2008).
10. Sahraoui, F. et al. *Phys. Rev. Lett.* **102**, 231102 (2009).
11. Galtier, S. et al. *J. Plasma Phys.* **63**, 447 (2000).
12. Rumpf, B. et al. *Phys. Rev. Lett.* **103**, 074502 (2009).
13. Sanchez-Arriaga, G. Laveder, D., Passot, T. and Sulem, P.L., en préparation.
14. Faganello, M. et al. *Phys. Rev. Lett.* **101**, 105001 (2008).
15. Laveder, D. et al. *Phys. Plasmas*. **9**, 293 (2002); Dreher, J. et al., *Phys. Plasmas* **12**, 052319 (2005).
16. Passot, T. & Sulem, P.L. *Phys. Plasmas* **14**, 082502 (2007).
17. Borgogno, D. et al. *Nonlin. Processes Geophys.* **16**, 275 (2009).
18. Hellinger, P. et al. *Geophys. Res. Lett.* **36**, L06103 (2009).