

MODÈLE DE VLASOV-FOKKER-PLANCK POUR LE PIÈGE MAGNÉTO-OPTIQUE

Rudy Romain, Daniel Hennequin, et Philippe Verkerk

*Laboratoire PhLAM, UMR CNRS 8523, Université de Lille1,
59655 Villeneuve d'Ascq cedex, FRANCE*

daniel.hennequin@univ-lille1.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons ici un modèle cinétique exhaustif décrivant la dynamique des atomes dans un MOT 1D, et nous discutons des analogies d'un tel système avec les plasmas. Nous montrons que la densité atomique est décrite par une équation de Vlasov-Fokker-Planck avec un second terme de relaxation et un terme source, couplée à deux équations différentielles décrivant la propagation des faisceaux piégeants dans le nuage d'atomes froids. Les analogies et les différences des nuages d'atomes froids avec les plasmas sont discutées à travers ce modèle.

MOTS-CLEFS : *piège magnéto-optique ; atomes froids ; instabilités ; plasmas*

Le piège magnéto-optique (MOT) est l'outil de base pour refroidir les atomes. Le développement de cette technique a mené à des résultats spectaculaires en physique quantique expérimentale, concernant par exemple les condensats de Bose-Einstein [1], les réseaux optiques [2] ou les molécules froides [3]. Mais un MOT est un objet complexe, qui peut notamment présenter des instabilités spatio-temporelles [4,5]. Plusieurs modèles avec des approches très différentes ont été proposés pour décrire cette dynamique et pour identifier les mécanismes engendrant ces instabilités. Malheureusement, aucun de ces modèles n'aboutit à une description satisfaisante de la dynamique observée expérimentalement.

Récemment, le MOT a été décrit comme un plasma faiblement amorti [5,6]. En effet, le nuage d'atomes froids dans un MOT est un objet dilué confiné avec des interactions à longue portée, comme dans un plasma [7,8]. Ce modèle prédit l'existence d'instabilités au delà d'un seuil relativement élevé, si bien que les instabilités ne devraient pouvoir être observées que dans des très gros MOTs. Cela semble en contradiction avec les observations rapportées en [9]. De plus, aucune comparaison directe avec les régimes temporels observés expérimentalement ne vient valider ce modèle. Plus récemment, des méthodes issues directement de la physique des plasmas ont permis une description plus complète menant à des prédictions intéressantes [10]. Mais comme dans les cas précédents, ces travaux partent de résultats intermédiaires certes bien établis, mais valides uniquement dans des cas bien spécifiques qui ne correspondent pas en général aux situations expérimentales. Au vu de ces travaux, il apparaît donc qu'il manque un modèle de référence capable de décrire correctement la dynamique des atomes dans un MOT. En plus de reproduire les observations expérimentales, un tel modèle aiderait à déterminer précisément les analogies qui peuvent exister entre un MOT et d'autres systèmes, comme par exemple les plasmas.

Nous présentons ici un modèle cinétique exhaustif décrivant la dynamique des atomes dans un MOT 1D. Dans l'espace des phases à deux dimensions, le nuage d'atomes froids est décrit par la densité dans l'espace des phases $\rho(x,p,t)$, x et p étant respectivement la position et l'impulsion, et t le temps. Pour décrire la dynamique des atomes froids, nous dérivons directement l'équation d'évolution de $\rho(x,p,t)$ à partir des principes de base de la physique atomique, dans le cas le plus général possible. Notre objectif étant de décrire la réalité expérimentale, nous évitons les approximations initiales trop restrictives. En particulier, nous ne nous plaçons pas dans la limite des faibles saturations, comme en [10].

Les équations d'évolution du système sont obtenues en deux étapes : nous supposons d'abord que nous connaissons les intensités des faisceaux piégeants en tous points du piège, et nous en

déduisons l'équation d'évolution de la densité dans l'espace des phases. Puis nous écrivons l'équation de propagation des faisceaux en supposant que nous connaissons la densité atomique dans l'espace des phases. Nous obtenons alors pour la densité l'équation d'évolution suivante :

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho + \frac{p}{m} \frac{\partial}{\partial x} \rho + \frac{\partial}{\partial p} (F \rho) - \frac{\partial^2}{\partial p^2} (D \rho) = -\frac{\rho}{\tau} + \lambda$$

où F est la force moyenne exercée sur les atomes, D le coefficient de diffusion en impulsion, τ est l'intervalle de temps moyen entre deux collisions avec les atomes chauds de la vapeur, et le terme source λ est dû aux collisions entre atomes chauds. Les trois premiers termes de cette équation sont caractéristiques d'un modèle cinétique de type Vlasov, excepté pour le troisième, car ici la force dépend de la vitesse des particules. Ce troisième terme est donc un terme de dérive, tandis que le quatrième est un terme de relaxation. Ces deux derniers termes forment donc une description de type Fokker-Planck.

Au final, notre nuage d'atomes froids est donc décrit par une équation de Vlasov-Fokker-Planck, et rejoint donc la grande diversité des systèmes décrits par ce type d'équations : les plasmas, les étoiles, les milieux granulaires, les électrons dans des anneaux de stockage, ... Dans ces systèmes, les termes de Fokker-Planck modélisent l'immersion des particules dans un bain thermique, qui correspond pour les atomes froids aux faisceaux laser. Mais dans le cas des atomes froids, un second bain, les atomes chauds de la vapeur, produit un deuxième terme de relaxation ainsi qu'un terme source (les termes de droite dans l'équation). En effet, un MOT standard est un système ouvert, où la population totale peut varier.

Cette équation de Vlasov-Fokker-Planck est couplée à deux équations différentielles décrivant la propagation des faisceaux piégeants dans le nuage d'atomes froids, et nous trouvons là une deuxième différence par rapport aux plasmas : les faisceaux laser ne sont pas un vrai bain thermique, puisque les atomes réagissent sur les faisceaux par l'intermédiaire de l'absorption. Contrairement à ce qui se passe dans les plasmas, les équations de propagation ne se résument pas à une équation de Poisson, en particulier en cas de saturation.

En conclusion, nous avons écrit une description générale du piège magnéto-optique, montrant les différences et les fortes ressemblances entre le nuage d'atomes froids et d'autres systèmes, comme notamment les plasmas. Un deuxième terme de relaxation et un terme source peuvent changer drastiquement la dynamique du nuage, mais en se plaçant dans des configurations choisies, comme par exemple un double piège dont l'un serait isolé de la vapeur chaude, on peut se rapprocher de la description des systèmes régis par des équations de Vlasov-Fokker-Planck standard. Les pièges magnéto-optiques apparaissent donc comme un outil très prometteur de simulation de ces systèmes.

RÉFÉRENCES

- [1] M. H. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Matthews, C. E. Wieman and E. A. Cornell, *Science* **269** 198-201 (1995)
- [2] L. Guidoni and P. Verkerk, *J. Opt. B : Quantum Semiclass. Opt.* **1** R23 (1999)
- [3] *Cold Molecules : Theory, Experiment, Applications*, edited by Roman Krems, Bretislav Friedrich and William C. Stwalley (CRC Press, Boca Raton, 2009)
- [4] D. Wilkowski, J. Ringot, D. Hennequin and J. C. Garreau, *Phys. Rev. Lett.* **85** 1839-1842 (2000)
- [5] G. Labeyrie, F. Michaud and R. Kaiser, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 023003 (2006)
- [6] T. Pohl, G. Labeyrie, and R. Kaiser, *Phys. Rev. A* **74**, 023409 (2006)
- [7] T.G. Walker, D.W. Sesko, and C. Wieman, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 408 (1990)
- [8] L. Pruvost, I. Serre, H. T. Duong, and J. Jortner, *Phys. Rev. A* **61**, 053408 (2000)
- [9] D. Hennequin, *Eur. Phys. J. D* **28** 135-147 (2004)
- [10] J. T. Mendonça, R. Kaiser, H. Terças, and J. Loureiro, *Phys. Rev. A* **78**, 013408 (2008)