

# Modélisation microscopique de la diffusion Raman

Dans les conditions typiques de densité et de température électroniques du Laser MégaJoule (LMJ), une estimation quantitative de la réflectivité Raman requiert un calcul précis du mouvement non linéaire de chaque électron du plasma, sous l'effet des ondes qui s'y propagent. Nous montrons ici comment tenir compte d'une telle non-linéarité, d'origine microscopique, pour décrire la propagation des ondes aussi simplement que si le plasma était un fluide, tout en estimant la réflectivité Raman aussi précisément qu'avec un code cinétique.

D. Bénisti • O. Morice • L. Gremillet CEA-DAM Île-de-France  
D. Strozzi Lawrence Livermore National Laboratory, USA

## La réponse électronique non linéaire...

Par diffusion Raman stimulée (DRS), l'interaction d'un laser avec un plasma génère une onde électromagnétique décalée en fréquence, qui peut notamment être rétrodiffusée, et une onde plasma électronique (OPE). Cette dernière, de nature électrostatique, peut conférer aux électrons un mouvement fortement non linéaire, notamment en les piégeant dans son puits de potentiel. Cette non-linéarité, d'origine microscopique, se répercute sur la densité électronique,  $\rho$ , que nous avons réussi à calculer de manière très précise en combinant les résultats d'un développement perturbatif avec ceux d'une théorie de type adiabatique.

## ... aboutit à une propagation non standard de l'onde plasma...

L'expression ainsi obtenue pour  $\rho$  permet de transformer l'équation de Poisson en l'équation d'enveloppe suivante pour l'amplitude,  $E_p$ , de l'onde plasma :

$$(\partial_t + v_g \partial_x + \nu) E_p = \Gamma_p E_d \quad (1)$$

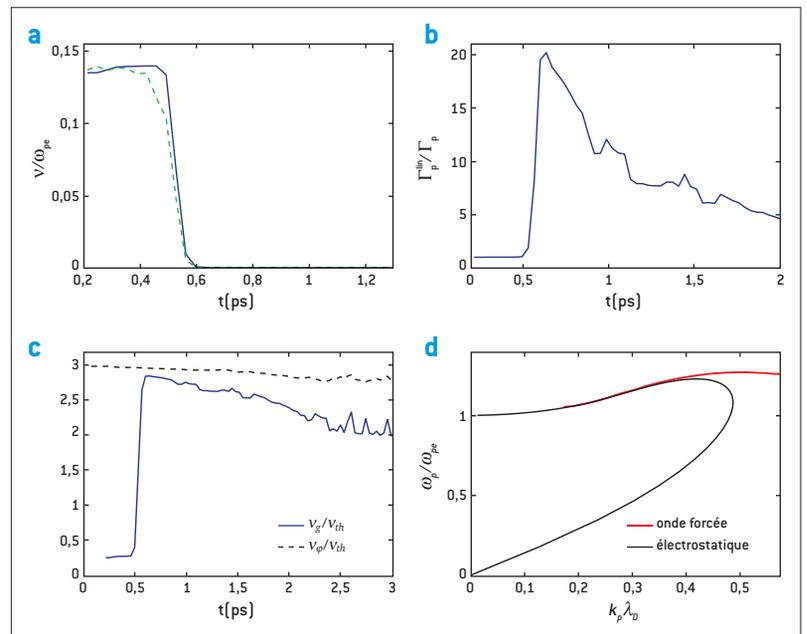
dont chacun des termes du membre de gauche est une fonctionnelle de  $E_p$ . Dans (1),  $E_d$  est le champ de forçage laser alors que  $\nu$  est un taux d'amortissement non collisionnel tenant compte de l'accélération globale des électrons par l'OPE [1]. Comme le montre la **figure 1a**,  $\nu$  finit par s'annuler lors de la croissance de la diffusion du Raman, après que les électrons piégés aient accompli une période d'oscillation dans le potentiel de l'onde et que leur bilan d'énergie avec l'OPE devient ainsi nul.

Cela entraîne une très forte diminution de  $\Gamma_p$ , illustrée sur la **figure 1b**, assurant que l'onde plasma croisse de manière continue.

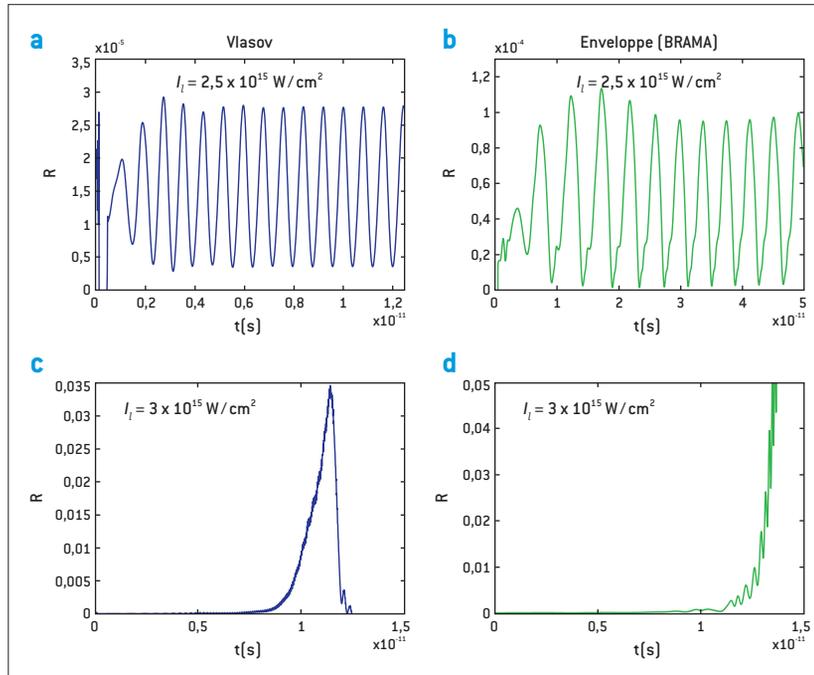
Plus surprenante est l'évolution de la vitesse de groupe  $v_g$  reportée sur la **figure 1c**, dont la valeur

se rapproche de celle de la vitesse de phase,  $v_\phi$ , dans le régime non linéaire. En particulier, dans ce régime,  $v_g \neq \partial\omega/\partial k$ . Ce résultat, sans équivalent en optique, est une conséquence de l'extinction non linéaire de  $\nu$  [2].

Enfin, comme le montre la **figure 1d** en tenant compte du forçage laser, nous trouvons des solutions à la relation de dispersion non linéaire  $\omega_p(k_p, E_p)$  sur une gamme de valeurs de  $k_p \lambda_D$ , où  $\lambda_D$  est la longueur de Debye, beaucoup plus large



**Figure 1.** Évolutions temporelles, lors de la croissance de la diffusion Raman, du taux d'amortissement non collisionnel normalisé à la fréquence plasma (a), de l'inverse de  $\Gamma_p$  normalisé à sa valeur linéaire (b), des vitesses de groupe [courbe bleue] et de phase [courbe en tirets noirs] de l'onde plasma normalisées à la vitesse thermique (c). Relation de dispersion non linéaire d'une onde plasma d'amplitude  $eE_p/K_p T_e = 0,1$  tenant compte du forçage laser [courbe rouge] et n'en tenant pas compte [courbe noire] (d).



**Figure 2.** Évolution temporelle de la réflectivité Raman pour un plasma de température 3 keV et dont la densité vaut 7 % de la densité critique lorsque l'intensité laser vaut  $2,5 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$  ou  $3 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$  estimée à l'aide d'une simulation Vlasov [figures (a) et (c)] ou en utilisant le code d'enveloppe BRAMA [figures (b) et (d)].

que celle prévue par les théories précédentes, purement électrostatiques. Nous concluons ainsi que la diffusion Raman peut croître sur des plages de température et de densité plus importantes que celles jusque-là soupçonnées. Ce résultat important pour la fusion par confinement inertiel (FCI), ainsi que tous ceux reportés sur la **figure 1**, sont en excellent accord avec ce qu'indiquent les simulations Vlasov de la DRS [3].

### ... qui modifie fortement la réflectivité Raman

L'altération non linéaire de la propagation de l'onde plasma, et en particulier la décroissance de son taux d'amortissement non collisionnel, peut induire de très fortes variations de la réflectivité Raman en fonction de l'intensité laser,  $I_l$ . Ainsi, les résultats numériques reportés sur la **figure 2** montrent qu'en augmentant  $I_l$  de 20 % on peut faire croître la réflectivité Raman de plus de 3 ordres de grandeur, alors qu'une théorie linéaire n'aurait prédit une augmentation que de quelques pour cent. De plus, lors de l'une des dernières campagnes expérimentales au National Ignition Facility, la réflectivité Raman sur le cône interne a atteint une valeur proche de 40 %, bien supérieure aux 0,5 % prédits par les codes s'appuyant sur une théorie linéaire de la DRS [4]. On voit alors toute l'importance d'une approche non linéaire !

En couplant l'équation d'enveloppe (1) de l'onde plasma à celles des champs laser et diffusé, et les

intégrant numériquement à l'aide du code d'enveloppe BRAMA [3], nous avons pu prédire le seuil de la diffusion Raman ainsi que sa croissance au-dessus du seuil aussi précisément qu'avec un code Vlasov, tout en étant au moins 10 000 fois plus rapide. C'est ce qu'illustre la **figure 2** dans le cas d'un plasma unidimensionnel et homogène.

Par ailleurs, il ne semble pas hors de portée de généraliser ces résultats à des situations plus pertinentes pour la FCI, puisque le code BRAMA résout des équations très semblables à celles actuellement utilisées dans les codes simulant la propagation d'un laser lissé dans une cavité de fusion [4]. On disposerait ainsi d'un outil très puissant permettant de prédire les configurations assurant que la diffusion Raman ne sera pas pénalisante pour le LMJ.

### RÉFÉRENCES

- [1] L. D. LANDAU, "On the vibrations of the electronic plasma", *Zh. Eksp. Teor. Fiz.*, **16**, p. 574-586 [1946].
- [2] D. BÉNISTI *et al.*, "Nonlinear group velocity of an electron plasma wave", *Phys. Plasmas*, **17**, 082301 [2010].
- [3] D. BÉNISTI *et al.*, "Nonlinear kinetic description of Raman growth using an envelope code and comparisons with Vlasov simulations", *Phys. Plasmas*, **17**, 102311 [2010].
- [4] D. HINKEL *et al.*, "Laser-plasma interaction analyses of National Ignition Campaign energetics experiments", *Bull. Am. Soc.*, **54**, p. 143 [2010].