

La structure des plasmas denses revisitée

J. CLÉROUIN - P. ARNAULT - N. DESBIENS - V. DUBOIS / CEA – DAM Île-de-France
 C. TICKNOR - L. COLLINS - J. KRESS / Los Alamos National Laboratory, États-Unis

De nouvelles expériences ont permis de mesurer la structure de plasmas denses, comprimés au-delà du solide et chauffés à quelques dizaines de milliers de kelvins. Cet article montre que la structure de ces plasmas est bien reproduite par un modèle simple de répulsion purement coulombienne à courte distance, mais reste en accord, à longue distance, avec les théories d'écrantage classiques.

Les plasmas sont omniprésents dans l'Univers et constituent 99 % de la matière. Ceux que l'on rencontre dans le cœur des étoiles, des planètes géantes ou encore dans les expériences de fusion par confinement inertiel relèvent des plasmas denses, car les interactions entre atomes ionisés y sont prédominantes.

Comme le gaz parfait pour les gaz, il existe un modèle limite pour les plasmas : le plasma à une composante (*one component plasma* en anglais, OCP). Rappelons qu'un plasma est constitué d'atomes de numéro atomique Z qui ont perdu un certain nombre Q d'électrons (ionisation). Les ions sont donc chargés positivement Q fois et sont immergés dans un fond électronique de densité

$n_e = Q \times n_i$, si n_i est la densité ionique en nombre. Si cette densité électronique est très grande, c'est-à-dire si la température de Fermi ($T_F \sim n_e^{2/3}$) est très supérieure à la température électronique T , on parle d'électrons totalement dégénérés et on peut ignorer les interactions électron-ion, car les électrons sont tous bloqués dans leurs cases quantiques (blocage de Pauli). Le plasma se réduit alors à sa seule composante ionique, d'où le modèle OCP à une composante. L'intérêt de ce modèle est de ne dépendre que d'un seul paramètre, le paramètre de couplage sans dimension $\Gamma = Q^2 e^2 / (a \cdot k_B \cdot T)$, où $a = (3/4 \cdot \pi \cdot n_i)^{1/3}$ est la distance moyenne entre particules, k_B la constante de Boltzmann et e la charge élémentaire. Quand ce paramètre varie, le système parcourt toutes les

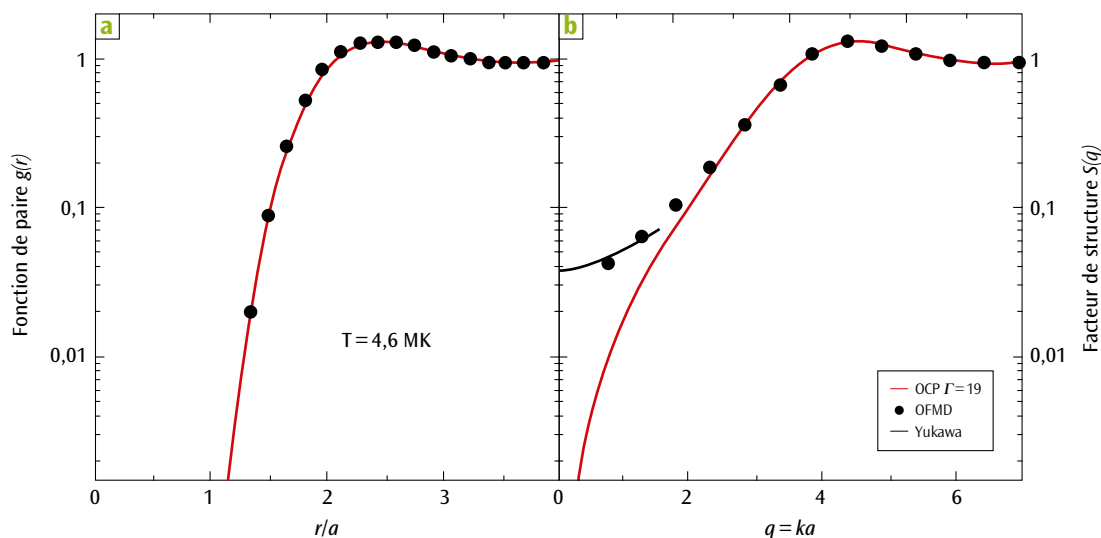


Figure 1. (a) Fonction de distribution de paire $g(r)$ et (b) facteur de structure $S(q)$ d'un plasma de tungstène à 40 g/cm^3 et $4,6 \text{ MK}$, calculé par le code de dynamique moléculaire sans orbitales OFMD (points noirs) et comparé au modèle de plasma à une composante OCP à $\Gamma = 19$ (courbe rouge). La courbe noire représente le comportement aux petits q ($q = k \times a$) pour le potentiel de Yukawa correspondant. La structure obtenue par simulation est très bien reproduite par un OCP analytique, sauf à longue distance (petit q) où l'écrantage réapparaît.

structures, depuis le gaz cinétique ($\Gamma \ll 1$) jusqu'au solide ($\Gamma \geq 178$), en passant par le liquide dense.

Bien sûr, le plasma à une composante OCP est un cas limite et, dès lors que la dégénérescence est partielle, il y a polarisation des électrons autour des ions et écrantage des interactions. Le calcul de cet écrantage se fait dans le cadre de la théorie de Debye, linéarisée autour de la densité électronique moyenne n_e , et aboutit au potentiel de Yukawa $Q^2 e^2 / r \cdot \exp[-r/\lambda_D]$. La longueur λ_D est appelée longueur de Debye.

Voilà donc la représentation des plasmas denses, telle qu'elle est enseignée dans les universités. Deux avancées majeures sont en train de bouleverser cette *doxa*:

- ▶ on sait maintenant simuler, avec les codes de dynamique moléculaire sans orbitales (OFMD), des systèmes denses dans une très large gamme de températures (jusqu'à quelques millions de kelvins) sans faire d'hypothèse sur l'ionisation;

- ▶ de nouvelles expériences ont été réalisées aux États-Unis, sur l'accélérateur de Stanford et sur l'installation laser Omega à Rochester. Ces expériences combinent des lasers pour comprimer la matière et des sources X pour la sonder. On obtient ainsi la structure ionique avec la figure de diffrac-

tion X et les caractéristiques électroniques du plasma (densité et température) avec la diffusion Thomson dans le domaine X.

Que ce soit dans les simulations ou dans les expériences, il apparaît que le plasma est bien plus structuré que ce qu'un potentiel de Yukawa prédit. À tel point que pour interpréter les expériences, certains auteurs ajoutent à ce potentiel une répulsion *ad hoc* en $(1/r)^4$, qui est prépondérante et qui, au final, produit des structures très proches d'un OCP.

Dans l'article [1], nous montrons que les structures obtenues par les simulations peuvent être reproduites par la structure d'un OCP convenablement choisi.

Sur la **figure 1a** est tracée la fonction de paire $g(r)$ qui caractérise la structure dans l'espace réel, calculée par le code OFMD, pour du tungstène comprimé à deux fois la densité normale et chauffé à 4,6 MK (points noirs). Le $g(r)$ est quasiment confondu avec celui généré par un OCP à $\Gamma = 19$ (courbe continue rouge). Par contre, le facteur de structure $S(q)$, qui mesure l'ordre dans l'espace réciproque, est en désaccord à petit q (longues distances) avec l'OCP. La courbe en noir, utilisant le potentiel de Yukawa, corrige ce désaccord.

Autrement dit, si un plasma est beaucoup plus structuré à courte distance que ce que les théories linéaires prédisent, celles-ci redeviennent valables à longue distance [1].

Expérimentalement, cela se vérifie aussi. Le $S(q)$ mesuré dans les expériences peut se modéliser très simplement par un facteur de structure OCP. Cette dernière observation est mise à profit dans un protocole permettant d'analyser les spectres de diffraction X à l'aide d'un générateur de facteur de structure OCP analytique [2] et d'une analyse bayésienne du signal expérimental [3] (**figure 2**), qui permet d'obtenir très rapidement les densité et température du plasma.

Ce travail a été en partie effectué dans le cadre de la collaboration DAM/NNSA Basic Science P184

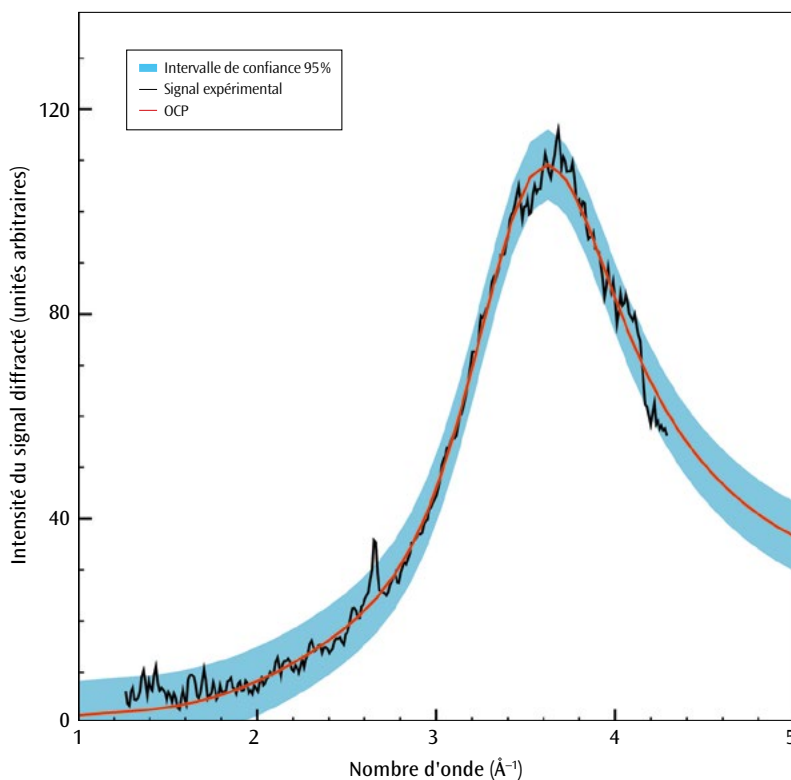


Figure 2. Pic de diffraction X de l'aluminium comprimé à 6 g/cm^3 et à 20 000 K. En noir, signal expérimental et, en rouge, ajustement obtenu avec le modèle OCP de plasma à une composante. L'ajustement bayésien permet d'obtenir la densité et la température du plasma avec un intervalle de confiance donné (ici 95 %, courbe bleue).

Références

- [1] J. CLÉROUIN, P. ARNAULT, C. TICKNOR, J. KRESS, L. COLLINS, "Unified Concept of Effective One Component Plasma for Hot Dense Plasmas", *Phys. Rev. Lett.*, **116**, 115003 (2016).
- [2] N. DESBIENS, P. ARNAULT, J. CLÉROUIN, "Parametrization of pair correlation function and static structure factor of the one component plasma across coupling regimes", *Phys. Plasmas*, **23**, 092120 (2016).
- [3] J. CLÉROUIN, N. DESBIENS, V. DUBOIS, P. ARNAULT, "Bayesian inference of x-ray diffraction spectra from warm dense matter with the one-component-plasma model", *Phys. Rev. E*, **94**, 061202(R) (2016).