

Energie des particules émises après explosion coulombienne de l'agrégat métallique (Na) soumis à un champ laser femtoseconde intense.

Energy of particles emitted after Coulomb explosion of metallic cluster (Na) irradiated by intense femtosecond laser field

Abderrazek Brichni*, Noureddine Boucerredj, Khaled Beggas & Kahina Ammiali

Laboratoire des semi-conducteurs. Département de Physique. Faculté des Sciences. Université Badji Mokhtar. B. P. 12, 23000 Annaba. Algérie.

Soumis le : 19.02.2014

Révisé le : 30.10.2014

Accepté le : 12.11.2014

دراسة المجاميع المعدنية للصدويوم (Na) التي تحتوي على 10.5^3 ذرة في المجموعة ، تحت تأثير حقول ليزرية فمتوثانية شديدة أدت إلى ظهور طاقات إثارة كبيرة التي يمكن أن تكون مصدر للإلكترونات ذات طاقات عالية، ايونات طاقوية عالية الشحنة و تفاعلات الانشطار. في هذا السياق و اعتمادا على نموذج نانوبلازما المعدل و المكيف لدراستنا قمنا بدراسة مدى تعلق و ارتباط مختلف وسائط نانوبلازما على الأطوال الموجية و شدة الليزر الفمتوثانية المستعمل. لقد وجدنا ان طاقة الالكترونات المنبعثة بعد انفجار المجاميع هي من رتبة 93 KeV و لقد استطعنا استخراج معادلة لوصف تغيرات سرعة التمدد للمجاميع المعدنية و لقد استنتجنا من هذا أن قيم الضغط الكولومبي صغيرة جدا مقارنة بالضغط الهيدروديناميكي و منه نستطيع القول أن الضغط الهيدروديناميكي هو المسئول عن حركية ديناميكية تمدد و انفجار المجاميع.

الكلمات المفتاحية: نانومواد - مجاميع المعدن - مصدر ايونات متعددة الشحنات - ليزرات فمتوثانية شديدة.

Résumé

L'étude des clusters métalliques de Sodium (Na), contenant 5.10^3 atomes par agrégat, soumis à des champs laser femtosecondes intenses a conduit à une forte énergie d'excitation qui peut être l'origine des électrons de fortes énergies, des ions énergétiques de hautes charges ou des processus de fragmentation. Dans ce contexte et en se basant sur le modèle nanoplasma adapté à notre étude, on a étudié la variation des différents paramètres du nanoplasma en fonction de la longueur d'onde et de l'intensité du laser femtoseconde utilisé. On a trouvé que l'énergie des électrons émis après explosion de l'agrégat est de l'ordre de 93 KeV. On a pu trouver une équation qui exprime les variations de la vitesse d'expansion de l'agrégat métallique du sodium.

On a trouvé que la pression coulombienne est moins importante que la pression hydrodynamique ; donc cette dernière est responsable de la dynamique d'expansion et d'explosion de l'agrégat.

Mots clés: Nanomatériaux - clusters métalliques - laser femtoseconde intense - sources d'ions multichargés.

Abstract

The study of metallic clusters of Sodium (Na), containing 5.10^3 atoms per cluster, subjected to intense femtosecond laser fields showed that the irradiation of these clusters leads to high excitation energy that can be the source of highly energetic electrons and ions and fragmentation process. In this context and based on the nanoplasma model adapted to our study, we have studied the dependence on the femtosecond laser wave lengths and intensities the different parameters of the nanoplasma. It was found that the energy of the emitted electrons after explosion of the cluster is of the order of 93KeV. We have found also an equation which expresses the variation of the expansion velocity of the metallic cluster. It was found that the Coulomb pressure is smaller than the hydrodynamic pressure, and then the dynamic pressure is responsible of the dynamics of expansion and explosion of the cluster.

Key words: Nanomaterials - metallic clusters - intense femtosecond laser - multi charged ions source.

*Auteur correspondant : a.brichni@gmail.c

1. INTRODUCTION

Ces dernières années, et depuis la découverte expérimentale du comportement des agrégats métalliques dans le contexte de l'interaction laser matière [1], l'irradiation de ces derniers par un champ laser intense a fait l'objet d'importantes études [2, 3]. La particularité des agrégats métalliques ou de gaz rare est leurs pouvoirs de propagation à travers un volume d'interaction et leurs taux d'absorption très élevé de l'énergie laser [4, 5, 6]. Des récentes expériences ont montré que l'interaction laser-matière donne naissance à des rayons X dur [7, 8, 9], des harmoniques d'ordre élevés [10] et l'émission des particules très énergétiques (d'énergie de l'ordre du KeV) [11]. Divers études ont été effectuées dans le but de bien comprendre et d'étudier l'interaction d'un court et intense champ laser avec la matière [12, 13]. L'étude faite par Mc Pherson et al [14] sur l'agrégat de deutérium a prouvé l'existence d'une fusion nucléaire de ce dernier. Actuellement, l'interaction cluster-champ laser intense connaît un immense intérêt [15, 16]; cet intérêt est apparu après le développement du laser femtoseconde qui rend possible la production des ions énergétiques de charges élevées par l'ionisation multi photonique des atomes et l'ionisation optique de petites molécules dans laquelle des ions d'énergies de l'ordre du KeV ont été produits après explosion des agrégats [17]. De ce fait, il est possible de modéliser et réaliser d'importantes composantes optiques qui peuvent être exploitées dans divers domaines d'application et plus précisément dans le domaine médical, (traitement efficace contre le cancer) [18, 19]. L'interaction laser-agrégat repose sur le principe suivant : l'atome parent est excité par le laser, ce qui conduit à l'ionisation des atomes de l'agrégat, donc on aura la formation d'un nuage électronique composé d'électrons libres. La réponse globale de l'agrégat est définie par le chauffage du nuage électronique. L'explosion finale de l'agrégat est causée par la charge globale et la haute énergie acquise par le cluster. Dans ce contexte, et dans le but d'étudier les différents processus ainsi que les mécanismes d'ionisation et d'explosion à l'intérieur du cluster; on a utilisé le modèle nanoplasma [12, 13] après l'avoir modifié (de l'étude de l'interaction laser intense-agrégats de gaz rares) et adapté (modification de l'enveloppe gaussienne du champ laser ainsi que l'expression du logarithme coulombien) à nos différentes études de

l'interaction champ laser intense-agrégats métalliques. Dans ce modèle on prend en considération un cluster de rayon de l'ordre de quelques nanomètres dans un champ électrique intense polarisé linéairement. Ce modèle peut traiter tous les processus d'ionisation, chauffage, émission d'électrons et le processus d'expansion du cluster [20, 21]. Dans cet article, on va étudier l'interaction d'un laser femtoseconde intense avec les agrégats de Na (5000 atomes) en utilisant le modèle nanoplasma et cela dans le but de mettre en évidence l'effet de la variation de la longueur d'onde et de l'intensité du laser sur les différents paramètres du nanoplasma. En premier lieu, on commence par une introduction générale sur l'interaction laser intense-agrégat, puis une brève description du modèle nanoplasma utilisé, ensuite on présentera les différents résultats obtenus via notre étude et enfin on terminera par une conclusion.

2. MODELE NANOPLASMA

Le modèle nanoplasma décrit l'interaction des agrégats métalliques et de gaz rare de taille élevée (jusqu'à 10^5 atomes par agrégat) avec une impulsion laser intense. Ce modèle permet de déterminer la dynamique de l'ionisation, la vitesse des électrons éjectés, la vitesse d'expansion de l'agrégat et permet aussi de décrire la dynamique de l'interaction laser-agrégat. Dans ce modèle, on suppose que le champ électrique interne est uniforme, et les électrons sont uniformément répartis à l'intérieur de l'agrégat. La longueur d'onde utilisée doit être plus grande que le rayon de l'agrégat considéré de sorte que tous les atomes ou ions dans le cluster reçoivent simultanément le même champ électrique uniforme du laser. Dans le cadre de notre étude on s'intéresse à l'interaction des agrégats métalliques avec un champ laser intense. Dans ce modèle, le champ laser externe est donné par l'équation (1):

$$E_{ext} = E_0 \sin(\tilde{\omega}t) f(t) e_z \quad (1)$$

Où E_0 représente l'amplitude du champ, e_z la direction de polarisation. $f(t)$ L'enveloppe du champ laser qui varie au cours du temps. Suite au mouvement des électrons, il apparaît un champ dépolarisant lors de la formation du nanoplasma. Les atomes de l'agrégat ressentent

alors un champ interne, solution de l'équation du champ à l'intérieur d'une sphère diélectrique entourée par un champ constant [22], donné par l'équation (2) :

$$E_{int} = \frac{3}{|v+2|} E_{ext} \quad (2)$$

Il dépend de la fonction diélectrique complexe ϵ donnée par le modèle de Drude [23] selon l'équation (3):

$$v = 1 - \frac{\tilde{S}_{pe}^2}{\tilde{S}(\tilde{S} + i\epsilon_{ei})} \quad (3)$$

Avec S la fréquence du laser. v_{ei} la fréquence de collision électron-ion. \tilde{S}_{pe} est la fréquence plasmon donnée par l'expression suivante [23] :

$$\tilde{S}_{pe} = \sqrt{\frac{n_e e^2}{v_0 m_e}} \quad (4)$$

L'expression de la fréquence de collision électron-ion décrite par la formule standard de Silin [24] :

$$\epsilon_{ei} = \frac{1}{2} \frac{n_i \langle Z^2 \rangle e^4 \ln \Lambda_1}{(f v_0 m_e)^2 (V_{kt_e}^2 + V_{osc}^2)^{\frac{3}{2}}} \quad (5)$$

La fréquence de collision électron-ion ajoutée par F. Megi [13] avec le terme d'amortissement collision électron-surface est donnée par :

$$\epsilon = \epsilon_{ei} + \frac{V}{R} \quad (6)$$

$$\epsilon_{ei} = \frac{1}{2} \frac{n_i \langle Z^2 \rangle e^4 \ln \Lambda_1}{(f v_0 m_e)^2 (V_{kt_e}^2 + V_{osc}^2)^{\frac{3}{2}}} + \frac{V}{R} \quad (7)$$

Avec n_i la densité d'ions. Z le nombre de charge des ions. V_{kt_e} vitesse thermique des électrons, V_{osc} vitesse d'oscillation des électrons dans le champ laser, v vitesse d'expansion, R rayon de l'agrégat. Cette expression possède l'avantage de rester valable pour toute intensité laser, à condition de choisir le logarithme coulombien modifié $\ln \Lambda_1$ donné par l'expression suivante :

$$\ln \Lambda_1 = \begin{cases} \frac{1}{4} \ln^2 \left(1 + \frac{m_e V_{osc}^2}{\hbar \tilde{S}} \right) & \text{si } \hbar \tilde{S} \gg kT_e \\ \frac{1}{4} \ln^2 \left(1 + \frac{V_{osc}^2}{V_{kt_e}^2} \right) + \ln \left(\frac{V_{osc}^2}{V_{kt_e}^2} + \exp \left(\frac{1}{3} \sqrt{\frac{f}{2}} \right) \right) & \text{si } \hbar \tilde{S} \ll kT_e \end{cases} \quad (8)$$

Avec T_e la température électronique et $\ln \Lambda$ le logarithme coulombien classique [25] tel que $\ln \Lambda = \min$

$$\left[\ln \left(2.58 \cdot 10^9 \cdot \frac{T_e^{\frac{3}{2}}}{\langle Z \rangle \sqrt{n_e}} \right); \ln \left(2.83 \cdot 10^{10} \cdot \frac{T_e}{\sqrt{n_e}} \right) \right] \quad (9)$$

Où T_e exprimé en eV et n_e en cm^{-2} .

3. RESULTATS ET DISCUSSIONS

Considérons des agrégats métalliques de sodium (Na) contenant $5 \cdot 10^3$ atomes par agrégat, irradiés par un court et intense champ laser d'intensité $I = 5 \cdot 10^{21} \text{ W/m}^2$, de longueur d'onde $\lambda = 800 \text{ nm}$, et de durée $\tau = 150 \text{ fs}$. Les mécanismes de l'interaction considérés sont : ionisation optique directe par l'intermédiaire de l'ionisation par effet tunnel et les collisions électron-ion. La variation temporelle du rayon de l'agrégat normalisé par sa valeur initiale R_0 est illustrée sur la figure 1. Au début, on voit une expansion très rapide de l'agrégat métallique du Na à cause du chauffage rapide de l'agrégat après absorption de l'énergie laser par les atomes et ions du cluster, ensuite la valeur du rayon tend vers des valeurs très grandes, ce qui indique l'explosion finale de l'agrégat. Le même effet a été observé dans le cas des agrégats de gaz rare [26].

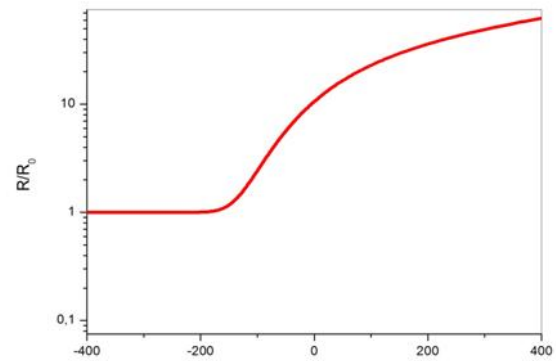


Figure 1: Variation du rayon de l'agrégat normalisé par la valeur initiale du rayon de l'agrégat R_0 pour l'agrégat de Na ($5 \cdot 10^3$ atomes, $\lambda = 800 \text{ nm}$, $\tau = 150 \text{ fs}$, et $I = 5 \cdot 10^{17} \text{ W/cm}^2$) en fonction du temps.

La figure 2, représente la variation de l'énergie totale des électrons en fonction du temps. À comparer avec les agrégats de gaz rare, la courbe nous laisse déduire que les agrégats métalliques offrent la possibilité d'atteindre des énergies très élevées (de l'ordre de 45 KeV

alors que pour un gaz rare elle est de l'ordre 10.58 KeV [27]).

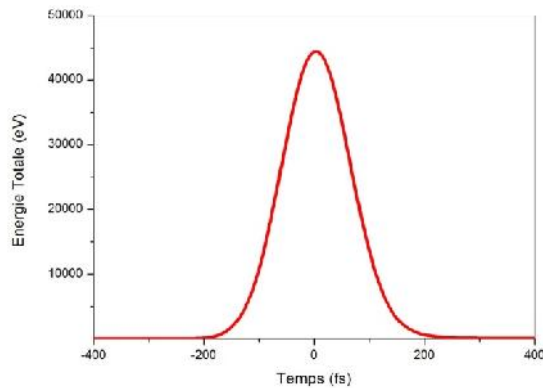


Figure 2: Variation de l'énergie totale en fonction du temps pour l'agrégat du sodium ($5 \cdot 10^3$ atomes, $\lambda = 800$ nm, $\tau = 150$ fs et $I = 5 \cdot 10^{17}$ W/cm²).

3-1. Expansion de l'agrégat

L'émission des électrons conduit à un défaut de charge positif dans l'agrégat. Cette perte de neutralité du nanoplasma produit une augmentation du volume de ce dernier, donc son expansion, comme c'est illustré sur la figure 3. En plus de la pression Coulombienne causée par les forces de répulsion électrostatique entre les ions, la pression due à l'énergie absorbée par l'agrégat (pression hydrodynamique) et la forte température électronique rendent le nanoplasma instable. L'accroissement de la charge totale de l'agrégat conduit à l'augmentation de la valeur de la pression coulombienne P_c à une valeur maximale de $2.72 \cdot 10^7$ Bar. Cette valeur est très petite devant la valeur maximale de la pression cinétique des électrons chauds.

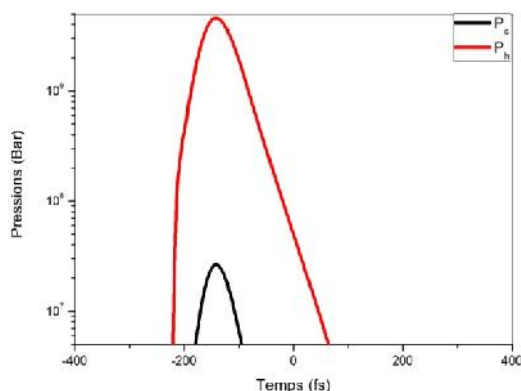


Figure 3: Variation des pressions coulombienne et hydrodynamique de l'agrégat du Na ($5 \cdot 10^3$ atomes, $\lambda = 800$ nm, $\tau = 150$ fs et $I = 5 \cdot 10^{17}$ W/cm²) en fonction du temps.

$P_h \approx 4.72 \cdot 10^9$ Bar (presque 100 fois plus que P_c). L'effet combiné des pressions Coulombienne et hydrodynamique conduit à l'explosion finale de l'agrégat. Sur la figure 4, on représente les variations de la pression hydrodynamique en fonction du rayon de l'agrégat. Cette courbe montre qu'au cours de l'interaction les électrons absorbent l'énergie laser et deviennent très chauffés et très énergétiques puis entrent en collision entre eux et avec les atomes neutres raison pour laquelle, la valeur de la pression hydrodynamique provenant de la transformation de l'énergie cinétique en énergie thermique augmente d'un seul coup pour atteindre une valeur maximale de l'ordre de $4.72 \cdot 10^9$ Bar. Après l'explosion de l'agrégat, la pression hydrodynamique décroît rapidement avec la variation du rayon jusqu'à ce qu'elle devienne nulle.

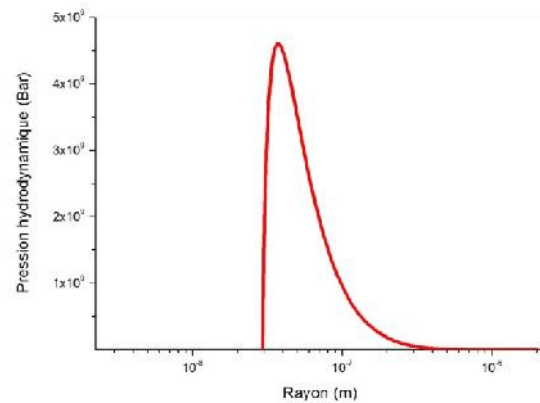


Figure 4: Variation de la pression hydrodynamique en fonction du rayon pour l'agrégat du sodium ($5 \cdot 10^3$ atomes, $\lambda = 800$ nm, $\tau = 150$ fs et $I = 5 \cdot 10^{17}$ W/cm²).

La figure 5, représente les variations de la vitesse d'expansion de l'agrégat du Na ($5 \cdot 10^3$ atomes) en fonction du rayon. On voit qu'au début, la vitesse d'expansion augmente d'une manière très rapide en suivant l'équation caractéristique :

$$\epsilon_{\text{exp}} = 3.85 \cdot 10^6 - 3.85 \cdot 10^6 \exp\left(\frac{-(R - 2.93 \cdot 10^{-8})}{2.96 \cdot 10^{-9}}\right) \quad (10)$$

Cela est dû à la grande mobilité des électrons après avoir absorbé l'énergie laser appliquée. La vitesse des électrons augmente toujours avec l'expansion de l'agrégat métallique du Na ; puis juste après l'explosion de l'agrégat la vitesse devient constante et les électrons deviennent très énergétiques et ont une vitesse de l'ordre de $3.83 \cdot 10^6$ m/s.

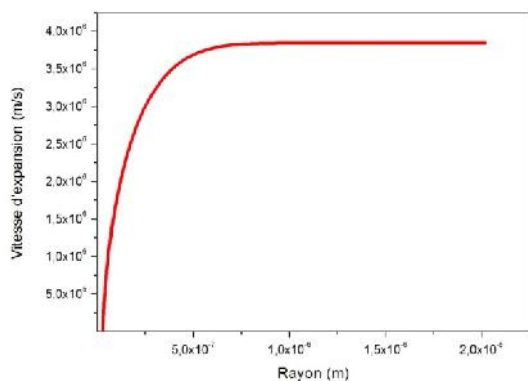


Figure 5: Variation de la vitesse d'expansion en fonction du rayon pour l'agrégat du sodium (5.10^3 atomes, $\lambda = 800$ nm, $\tau = 150$ fs et $I = 510^{17}$ W/cm²).

3-2. Influence de la longueur d'onde

Dans ce qui suit on va étudier l'influence des longueurs d'ondes sur la dynamique d'ionisation, d'expansion et d'explosion du nanoplasma formé après irradiation des agrégats du Na par un faisceau laser intense (intensité de l'ordre de 5.10^{21} W/m²). Dans la figure 6, on représente les variations de l'énergie totale des électrons en fonction du temps. En passant le point de la première résonance, les électrons absorbent beaucoup d'énergie du champ laser amplifié ce qui justifie l'augmentation rapide de l'énergie des électrons jusqu'à ce qu'elle atteigne une valeur maximale de l'ordre de 93 keV pour $\lambda = 1170$ nm deux fois plus grande à comparer avec la valeur obtenue lorsqu'on utilise une longueur d'onde égale à 800nm (≈ 45 KeV). Donc la longueur d'onde du laser a une grande influence sur l'énergie totale des électrons de l'agrégat métallique du sodium.

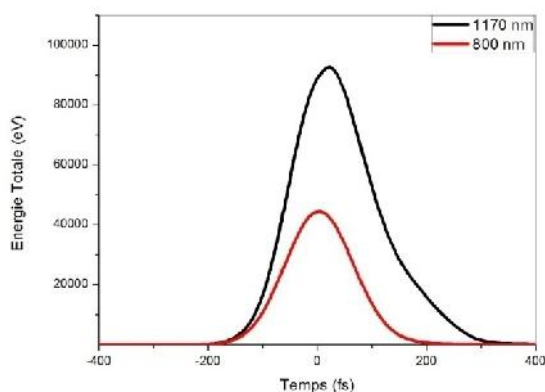


Figure 6: Variation de l'énergie totale en fonction du temps pour l'agrégat du sodium (5.10^3 atomes, $\tau = 150$ fs et $I = 510^{17}$ W/cm²).

La variation de la densité électronique normalisée par la densité critique n_{crit} pour deux longueurs d'ondes différentes est représentée sur la figure 7. Au début de la formation du nanoplasma après ionisation des atomes parents, la densité électronique normalisée par la densité critique augmente et lorsque le système passe par la première résonance, on a une forte amplification du champ laser d'où l'ionisation presque totale des atomes de l'agrégat et cela est justifiée par l'augmentation de la densité électronique jusqu'à ce qu'elle atteigne des valeurs maximales $2.6.10^{-2}$ pour $\lambda = 800$ nm et $5.6.10^{-2}$ pour $\lambda = 1170$ nm. La comparaison entre les deux courbes du rapport n_e/n_c pour les deux longueurs d'ondes montre que n_e/n_c est deux fois plus grand pour 1170 nm que pour 800 nm. Donc l'utilisation de grandes longueurs d'ondes permet d'obtenir des valeurs plus élevées du rapport n_e/n_c .

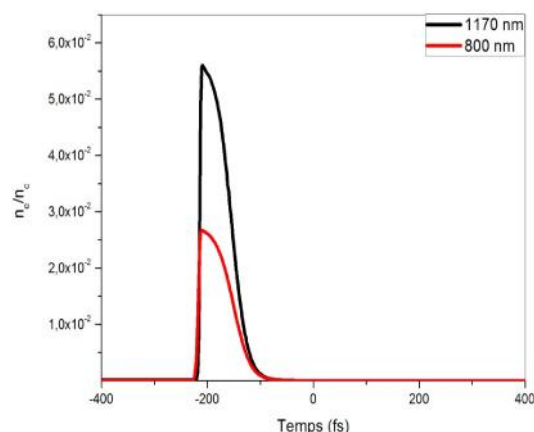


Figure 7: Variation de la densité électronique normalisée par la densité critique en fonction du temps pour l'agrégat du sodium (5.10^3 atomes, $\tau = 150$ fs et $I = 5.10^{17}$ W/cm²).pour deux longueurs d'ondes différentes.

La figure 8, représente les variations des pressions coulombienne et hydrodynamique de l'agrégat de sodium pour deux longueurs d'ondes différentes. On voit que la variation de la longueur d'onde n'a presque pas d'influence sur la pression coulombienne puisque pour les deux longueurs d'onde utilisées on obtient deux valeurs très compatibles. Ce qui concerne la pression hydrodynamique la différence est petite, et ses valeurs sont plus grandes que les valeurs des pressions coulombiennes; donc on peut dire que la pression hydrodynamique est responsable de la dynamique d'ionisation et d'explosion de l'agrégat.

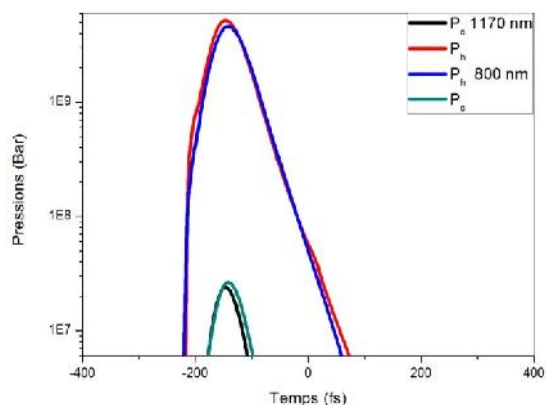


Figure 8: Variation des pressions Coulombienne et hydrodynamique de l'agrégat du Na (5.10^3 atomes, $I = 5.10^{17}$ W/cm², $\tau = 150$ fs) en fonction du temps pour deux valeurs différentes des longueurs d'ondes

3-3. Influence de l'intensité du laser

Dans cette section, on va étudier l'influence de l'intensité du laser sur la dynamique d'ionisation et d'explosion de l'agrégat. L'effet de la variation de l'intensité du laser sur l'énergie totale des électrons est illustré sur la figure 9. On remarque que pour une intensité égale à 5.10^{21} w/m², l'énergie totale atteint une valeur maximale de l'ordre de ($E_{tot} = 46$ KeV), presque 10 fois plus grande que pour une intensité de 5.10^{20} w/m² ($E_{tot} = 4.6$ KeV). On constate que, la valeur de l'énergie totale des électrons augmente avec l'augmentation de l'intensité du laser.

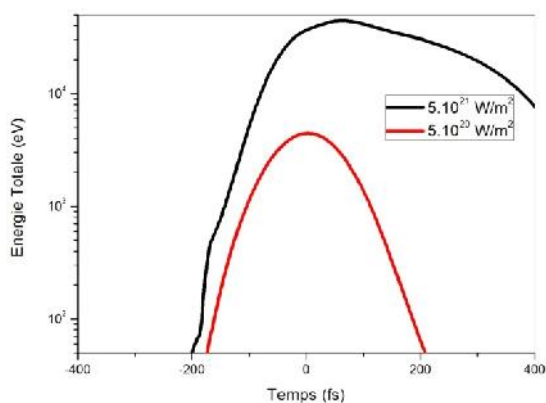


Figure 9: Variation de l'énergie totale en fonction du temps pour l'agrégat du sodium (5.10^3 atomes, $\tau = 150$ fs et $\lambda = 800$ nm) pour deux intensité différentes.

La figure 10 représente la densité électronique normalisée par la densité critique en fonction du temps pour différentes valeurs de l'intensité laser. D'après la courbe, les temps de la première et la deuxième résonance sont

différents. On voit que les deux résonances pour la plus grande intensité se passent avant celle de l'intensité la plus faible. Lorsque l'intensité augmente, le chauffage des électrons se passe dans un temps plus court et la densité électronique augmente. Donc on peut dire que l'amplification des champs internes, la forte absorption de l'énergie laser et l'explosion finale de l'agrégat dépendent de l'intensité du champ laser appliqué.

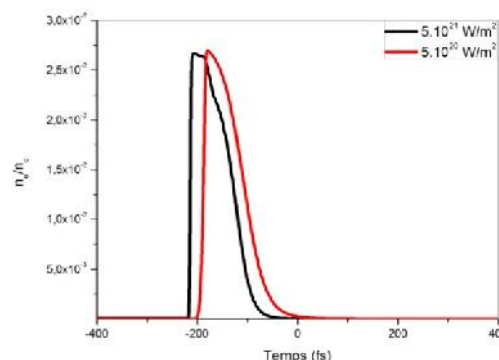


Figure 10: Variation de la densité électronique normalisée par la densité critique en fonction du temps pour l'agrégat du sodium (même paramètre que la fig.9).

Les variations des pressions hydrodynamiques et coulombiennes en fonction du temps pour différentes intensités du laser sont représentées sur la figure 11. Due aux forces de répulsion entre les ions après ionisation des atomes parents ; La valeur maximale de la pression coulombienne $P_c = 2.72.10^7$ Bar dans le cas de l'intensité du laser $I = 5.10^{20}$ W/m², presque la même valeur que pour l'intensité $I = 5.10^{21}$ W/m²; alors que les valeurs des pressions cinétiques sont : $P_h = 2.47.10^9$ Bar pour $I = 5.10^{20}$ W/m² et $P_h = 4.75.10^9$ Bar pour $I = 5.10^{21}$ W/m². Ces valeurs sont plus grandes que les valeurs des pressions coulombiennes; donc on peut dire que la pression hydrodynamique est responsable de la dynamique d'ionisation et d'explosion de l'agrégat.

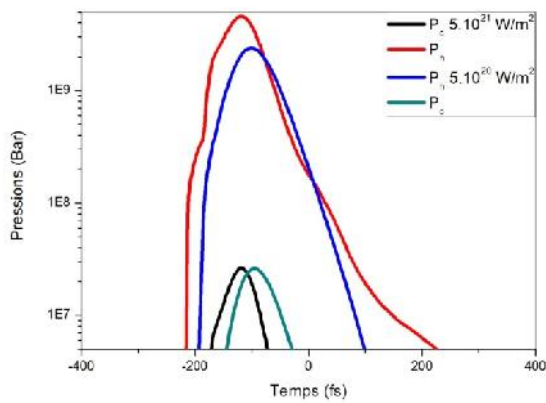


Figure 11: Variation des pressions Coulombienne et hydrodynamique de l'agrégat du Na (5.10^3 atomes, $\lambda = 800$ nm, $\tau = 150$ fs) en fonction du temps, pour des intensités différentes.

4. CONCLUSION

A travers ce travail, on a étudié la dynamique d'ionisation, d'expansion et d'explosion de l'agrégat de Na soumis à un champ laser femtoseconde intense par un modèle appelé le modèle nanoplasma. On a trouvé que l'irradiation des agrégats métalliques (Na) par un champ laser femtoseconde intense produit un chauffage rapide du cluster par les différents processus de collisions, conduit à une expansion très rapide du cluster et produit aussi des électrons et des ions très énergétiques qui conduisent à l'émission des électrons chauds. On a trouvé que la pression coulombienne est moins importante que la pression hydrodynamique; donc la pression hydrodynamique est responsable de la dynamique d'ionisation et d'explosion de l'agrégat. Le fait d'utiliser une intensité élevée du laser et des grandes longueurs d'onde permet d'obtenir des valeurs plus grandes de l'énergie totale $E_{tot} \approx 45$ KeV pour $\lambda_1 = 800$ nm, et pour $\lambda_2 = 1170$ nm $E_{tot} \approx 93$ KeV; et pour une intensité de $I_1 = 5.10^{20}$ W/m², $E_{tot} \approx 4,6$ KeV, et pour $I_2 = 5.10^{21}$ W/m², $E_{tot} \approx 46$ KeV. Donc la variation de la longueur d'onde et de l'intensité du laser a une grande influence sur l'énergie totale des électrons de l'agrégat métallique du sodium. Le rapport de la densité électronique sur la densité critique dépend des longueurs d'ondes utilisées. La pression hydrodynamique est toujours plus importante que la pression coulombienne. On remarque une légère variation de P_h lors de l'utilisation des longueurs d'ondes différentes, par contre la

variation est bien évidente lorsque on utilise de grandes intensités lasers.

REFERENCES

- [1] Jörg Köhn., Ronald Redmer and Thomas Fennel, 2012. Collision-enhanced plasmonic electron acceleration in small metal clusters, *New Journal of Physics* 14, 055011.
- [2] S. Micheau., H. Jouin and P. Pons., 2008. Modified nanoplasma model for laser-cluster interaction, *Phys. Rev. A* 77, 053201.
- [3] A. McPherson., T. S. Luck., B. D. Thompson., K. Boyer and C. K. Rhods., 1993. *Appl. Phys. B: Lasers. Opt.*, Vol. 57, 337.
- [4] T. Ditmire., R. A. Smith., J. W. G. Tisch and M. H. R. Hutchinson., 1997. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 78, 3121.
- [5] P. Hilse., M. Moll and M. Schlages., 2008. Laser-cluster-interaction in a nanoplasma model with inclusion of lowred ionization energies, *arXiv. Physics. Atm.-clus.* Vol. 1, 0809.3058.
- [6] B. Schütte., F. Campi., M. Arbeiter., Th. Fennel., M. J. J. Vrakking and A. Rouzée, 2014. Tracing Electron-Ion Recombination in Nanoplasmas Produced by Extreme-Ultraviolet Irradiation of Rare-Gas Clusters, *Phys. Rev. Lett.* 112, 253401.
- [7] A. McPherson., T. S. Luck, B. D. Thompson., A. B. Borosov., O. B. Shiryayev., X. Chen, K. Boyer and C. K. Rhodes., 1994. *Phys. Rev. Lett.* Vol. 72, 1810.
- [8] M. D. Perry and G. Mourou., 1994. *Sciences*, 264, 917.
- [9] Mathias Arbeiter and Thomas Fennel, 2011. Rare-gas clusters in intense VUV, XUV and soft x-ray pulses: signatures of the transition from nanoplasma-driven cluster expansion to Coulomb explosion in ion and electron spectra, *New Journal of Physics* 13, 053022.
- [10] T. D. Donnelly., T. Ditmire., K. Neuman., M. D. Perry and R. W. Falcone., 1996. *Phys. Rev. Lett.* Vol. 76, 2472.
- [11] Y. L. Shao., T. Ditmire., J. W. G. Tisch., E. Springate., J. P. Marangos and M. H. R. Hutchinson., 1996. *Phys. Rev. Lett.* Vol. 77, 3343.
- [12] T. Ditmire., T. Donnelly., A. M. Rubenchik., R. W. Falcone and M. D. Perry., 1996. Interaction of intense laser pulses with atomic clusters, *Phys. Rev. A*, vol. 53, 3379.
- [13] F. Megi et al., 2003. On the importance of damping phenomena in clusters irradiated by intense laser field, *J. of Phys. B.*, vol. 36, N° 2, 273-282.
- [14] A. Mc Pherson., T. S. Luk et al., 1994. Physical parameter dependance of the X-Ray generation in intense laser pulse, *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 72, 1810.
- [15] M.G.B. Ashiq., M.A.Saeed., Nooriddin Ibrahim., M.Shahid., 2012. *Journal of intense pulsed lasers and applications in advanced physics*, Vol. 2, No.1., p. 1 – 3.

- [16] T. Raitza., H. Reinholz., G. Röpke., L. Morosov., E. Suraud., 2009. *Contrib. Plasma Phys.* Vol. 49,(7-8), 496.
- [17] K. Codling and L., J. Frasinski., 1994. *Contemp. Phys.*, Vol. 35, 243-255.
- [18] M. G. B. Ashiq., M. A. Saeed., Nooriddin Ibrahim., M. Shahid, 2012. *Journal Of Intense Pulsed Lasers And Applications In Advanced Physics*, Vol. 2, No. 1, p. 1 – 3.
- [19] K. Ravindranadh., M. C., 2013. *Journal Of Intense Pulsed Lasers And Applications In Advanced Physics*, Vol. 3, No. 4, p. 47 – 50.
- [20] UIF Salmann and J. M. Rost., 2002. Ionization of clusters in strong X-Ray laser pulses, *Phys. Rev. Lett.* Vol. 89, N° 14.
- [21] M. Belkacem et al., 2006. Coulomb explosion of simple metal clusters in intense laser fields, *Phys. Rev. A.*, Vol. 73, 0151201(R).
- [22] J.D. Jackson., John Wiley and Sons., 1975. *Classical Electrodynamics*.
- [23] Neil W. Achkroft, N. David Mermin, 1976. *Solid State Physics*, Chapter 1, page 18.
- [24] V. P. Silin, *Zh. Eksp. 1965, Sov. Phys. JETP* **20**, 1510.
- [25] T. W. Johnston et J.M. Dawson., 1973., Correct values for high-frequency power absorption by inverse bremsstrahlung in plasmas., *Phys. Fluids*, 16:722.
- [26] T. Ditmire et al. 1997, Explosion of atomic clusters heated by high-intensity femtosecond laser pulses, *PHYSICAL REVIEW A*, Vol 57, No 1.
- [27] N. Boucerredj, A. Brichni, K. Beggas, 2012. *Journal of Intense Pulsed Lasers and Applications in Advanced Physics*, Vol. 2, No. 1, p. 17- 21.