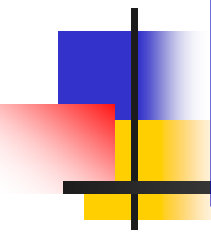


ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУР РАН



**ДИНАМИКА НАГРЕВА И ИОНИЗАЦИИ
МЕТАЛЛИЧЕСКОГО КЛАСТЕРА ИНТЕНСИВНЫМ
ФЕМТОСЕКУНДНЫМ ЛАЗЕРНЫМ ИМПУЛЬСОМ**

Костенко О.Ф., Андреев Н.Е.

ОИВТ РАН, Москва, Россия

Научно-координационная сессия "Исследования неидеальной плазмы"

4-5 декабря 2007, ОИВТ РАН, Москва



Мотивация

- [1] Костенко О.Ф., Андреев Н.Е. *Нагрев и ионизация металлических кластеров полем интенсивного фемтосекундного лазерного импульса* // Физика плазмы. 2007. Т. 33. № 6. С. 556 – 562.
- [2] Kostenko O., Andreev N. *Inverse bremsstrahlung heating of large metal clusters by intense femtosecond laser field* // Interaction of Short Petawatt Laser Pulses with Plasma - Theory and Simulations. Laserlab Europe Workshop, Darmstadt, October 14 - 17, 2007.
- [3] Костенко О.Ф., Андреев Н.Е. *Образование высокоэнергетических ионов при разлете нагретого и ионизованного фемтосекундным лазерным импульсом металлического кластера* // Тезисы XXII Международной конференции «Воздействие интенсивных потоков энергии на вещество», Эльбрус – 2007. С. 29.
- Кластер железа $R = 25$ нм, $I_0 = 1.4 \times 10^{18}$ Вт/см², $\tau_{1/2} = 100$ фс, $\lambda = 1.24$ мкм
- $T_e = 3$ кэВ, Li- и Be-подобные ионы железа, $E_{ion} = 4.8$ МэВ



Содержание

Учет эффектов, существенных на начальной стадии нагрева и ионизации металлического кластера:

- вырождение электронов
- неидеальность плазмы
- понижение энергии ионизации
- рекомбинация электронов
- модель диэлектрической проницаемости вырожденной плазмы

Нагрев кластера

- Динамика температуры электронов T_e определялась из закона сохранения энергии:

$$I(t)Q_a(T_e, Z) = \frac{dU_e}{dt} + \frac{dU_i}{dt},$$

где $I(t)$ – интенсивность лазерного излучения.

- Сечение поглощения однородного кластера определяется из теории Ми:

$$Q_a = -\frac{2\pi}{k_0^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) \left[\operatorname{Re}(a_n^r) + \operatorname{Re}(b_n^r) + |a_n^r|^2 + |b_n^r|^2 \right]$$

- Энергия электронов с учетом вырождения:

$$U_e = V \frac{\sqrt{2}}{\pi^2} T_e^{5/2} F_{3/2} \left(\frac{\mu}{T_e} \right)$$

Модель ионизации

- Мощность ионизации:

$$\frac{dU_i}{dt} = VI(Z) \frac{dN_e}{dt},$$

где $I(Z)$ – средний потенциал ионизации с учетом его понижения.

- Динамика среднего заряда:

$$\frac{dZ}{dt} = \left(1 - \frac{Z}{Z_{eq}} K_{eq} \right) W$$

- Скорость ударной ионизации W определялась путем усреднения произведения скорости электронов и сечения Лотца по распределению Ферми-Дирака с учетом принципа Паули для образующихся электронов

Модель равновесной функции

- Средний равновесный заряд ионов $Z_{eq}(T_e)$ вычислялся с помощью уравнения Саха для вырожденной плазмы:

$$\frac{N_{i-1}^*}{N_i^*} = \frac{g_{i-1}}{g_i} \exp\left(\frac{I_{i-1} + \mu}{T_e}\right) \equiv K_{eq}^i$$

- Равновесная концентрация ионов N_{j-1}^* кратности $(j-1)$ считалась равной нулю, если соответствующий потенциал ионизации $I_{j-1} \leq 0$
- Равновесная функция $K_{eq}(Z)$ выбиралась в виде:

$$K_{eq}(Z) = \min\left\{1, \frac{g(Z)}{g(Z+1)} \exp\left(\frac{I(Z) + \mu}{T_e}\right)\right\}$$

Понижение энергии ионизации

- Модель гибридного экранирующего потенциала

$$\Phi(r) = \Phi_{is}(r)\theta(r_b - r) + \Phi_D(r)\theta(r - r_b)$$

- Параметр неидеальности на границе между потенциалами $r = r_b$:

$$\frac{Z_{eff}}{r_b T_{eff}} = 1,$$

где Z_{eff} - эффективный заряд ионного остова и $T_{eff} = (T_e^2 + T_{Fe}^2)^{1/2}$

- Понижение энергии ионизации $I_i = I_{0i} - \Delta I_i$:

$$\Delta I_i = \frac{3Z_{eff}(i)}{2k^2 r_0^3} \left[\left[(kr_0)^3 + 1 \right]^{2/3} - 1 \right]$$

где r_0 - радиус атомной ячейки, $k^{-1} = r_D = T_{eff}^{1/2} / \omega_p$ - дебаевский радиус

Модель диэлектрической проницаемости

- Линейная диэлектрическая проницаемость определялась из уравнения Больцмана с интегралом столкновений в приближении времени релаксации:

$$\varepsilon(\omega) = 1 + \frac{4}{3\pi\omega} \int_0^{\infty} \frac{p^4 dp}{\omega + i\nu_e(p)} \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon},$$

где функция распределения Ферми-Дирака

$$f_0(\varepsilon) = \frac{1}{1 + \exp[(\varepsilon - \mu)/T_e]}$$

- Химический потенциал связан с плотностью электронов

$$N_e = \frac{1}{4\pi^3} \int f_0(p) d^3 p$$

Модель частоты столкновений электронов

- Кулоновская частота столкновений электронов

$$\nu(p) = \frac{4\pi N_{ion} Z^2 L}{p^3}$$

ограничивалась условием

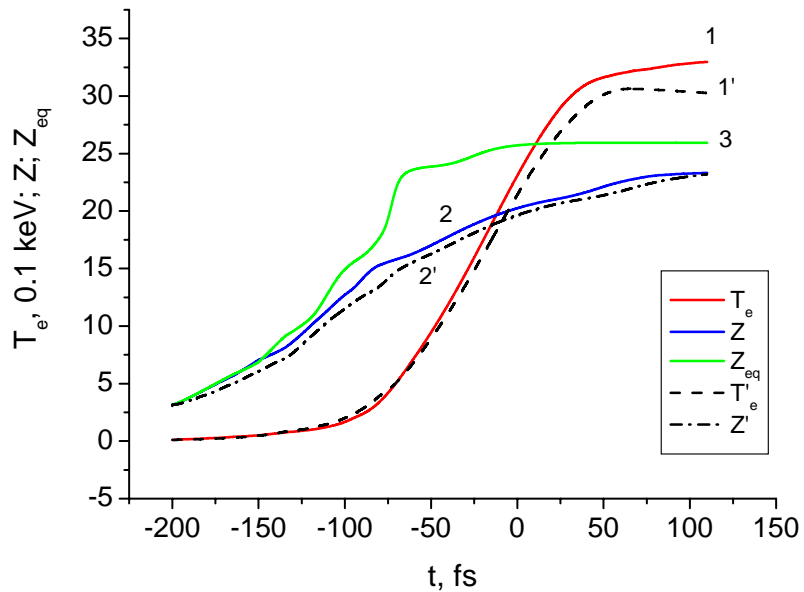
$$\nu_e(p) = \min \left\{ \frac{p}{r_0}, \frac{p^2}{2\pi}, \nu(p) \right\}$$

(длина свободного пробега электрона должна быть больше радиуса атомной ячейки и длины волны электрона)

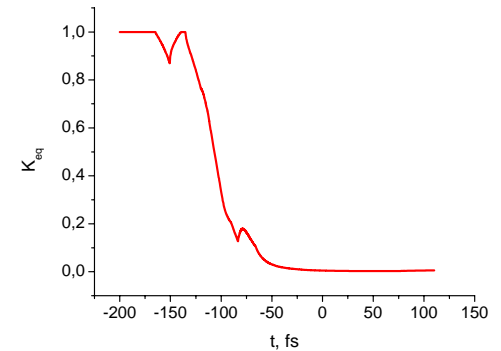
- Использовался кулоновский логарифм с радиусом экранирования $r_b + r_D$, ограниченный условием $L \geq 2$

Y.T. Lee, R.M. More // Phys. Fluids. 1984. V. 27. N 5. P. 1273.

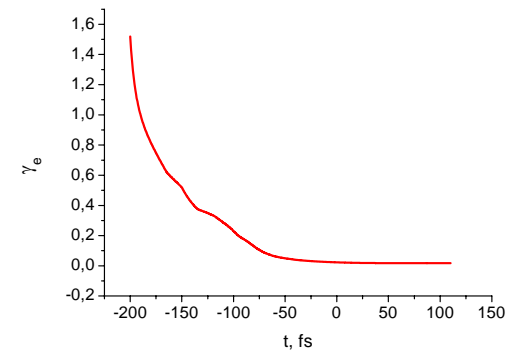
Результаты вычислений



Динамика температуры электронов 1- T_e , среднего заряда ионов 2- Z и равновесного среднего заряда 3- $Z_{eq}(T_e)$ при пиковой интенсивности 10^{18} Вт/см^2 (максимум импульса – при $t = 0$)
 1'- T'_e и 2'- Z' соответствуют работе [1]

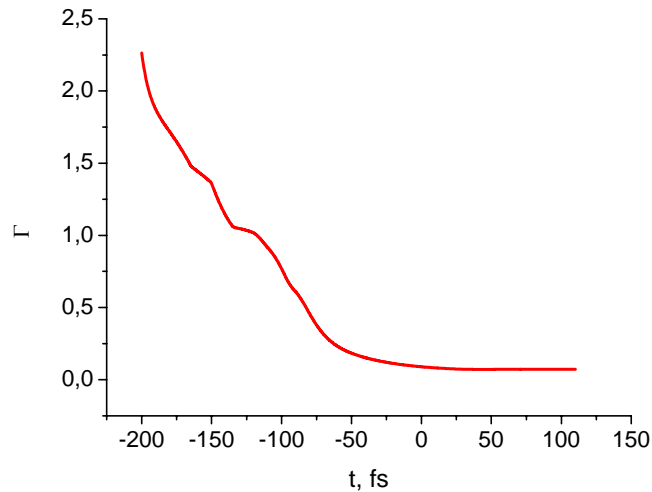


Зависимость от времени равновесной функции

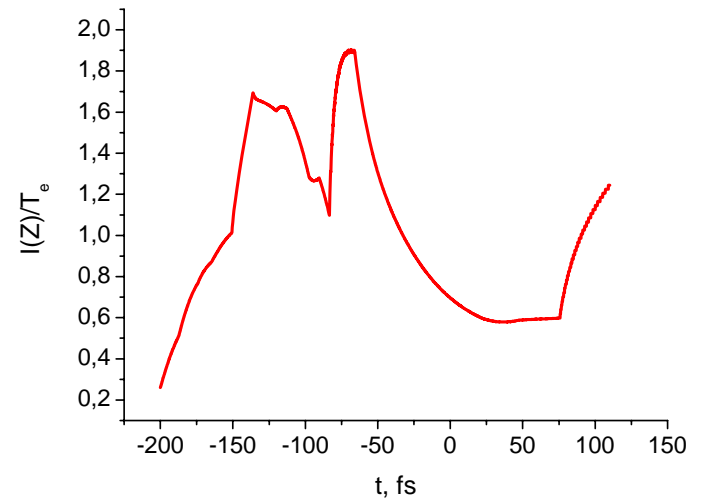


Зависимость от времени параметра вырождения
 $\gamma_e = E_{Fe} / T_e$

Результаты вычислений



Зависимость от времени
параметра неидеальности
 $\Gamma = Z/(r_0 T_{eff})$



Зависимость от времени отношения
среднего потенциала ионизации к
температуре электронов



Спасибо за внимание



Model analysis

- When the cluster expands at the ion sound velocity, its characteristic inhomogeneity scale length L exceeds the skin depth but is less than the radius. In this case, we have $L/\lambda \approx 2 \times 10^{-2}$. Note that, for this value of the L/λ and for $v/\omega > 1$, the coefficient of absorption of p -polarized radiation by a plane metal target corresponds to that in the case of a target with a sharp boundary [H.M. Milchberg et al. // J. Opt. Soc. Am. B. V. 6, 1351 (1989)]