

04

Пороговый температурный эффект при нагреве углеродной частицы в плазме

© Л.И. Огнев

РНЦ „Курчатовский институт“, Институт ядерного синтеза, Москва
E-mail: ognev@nfi.kiae.ru

Поступило в Редакцию 13 марта 2007 г.

Методом численного моделирования нагревания углеродной частицы в водородной плазме обнаружена пороговая зависимость характера нагрева от начальной температуры частицы. Показано, что при начальной температуре выше пороговой происходит быстрый разогрев. Если же начальная температура ниже пороговой, то нагрев частицы сильно замедляется. Важную роль в этом процессе играет термоэлектронная эмиссия, приводящая в „горячем“ режиме к положительному заряду частицы за счет выхода электронов с ее поверхности. В „холодном“ режиме заряд углеродной частицы в плазме отрицателен, что приводит к задержке потока электронов из плазмы на частицу. Предложен метод экспериментального наблюдения эффекта.

PACS: 52.27.-h

Поведение углеродных пеллет, вбрасываемых в горячую плазму, может использоваться как в диагностических целях [1], так и с точки зрения исследования устойчивости стенок термоядерного реактора [2]. В данной работе исследуется влияние начальной температуры углеродной пеллеты на характер процесса ее нагрева в однородной водородной плазме с учетом термоэлектронной эмиссии, на временах, предшествующих образованию экранирующего углеродного облака [3]. Показано, что начальная температура частицы может определять характер временного хода нагрева или остывания частицы, а при определенных условиях приводит к появлению двух различных квазистационарных тепловых режимов [4]. Физически такой эффект связан с торможением электронного потока при отрицательном заряде частицы и возможностью появления положительного заряда при высоких температурах вследствие интенсивной термоэлектронной эмиссии [5].

Изменение потенциала ϕ частицы под действием потока электронов и ионов однородной плазмы на ее поверхность и тока термоэлектронной

эмиссии, учитываемого по формуле Ричардсона [5], в приближении шаровидной формы описывается уравнением

при $\varphi < 0$

$$Cd\varphi/dt = [en_e V_e \exp(e\varphi/kT_e) + en_i V_i + AT^2 \exp(-W/kT)] 4\pi R^2,$$

при $\varphi \geq 0$

$$Cd\varphi/dt = [en_e V_e + en_i V_i \exp(-e\varphi/kT_e) + AT^2 \exp(-W/kT) \exp(-e\varphi/kT_e)] 4\pi R^2, \quad (1)$$

где C — электрическая емкость частицы, T — температура пылевой частицы, R — ее радиус, T_e, n_e, V_e — температура, плотность и скорость электронов в плазме (аналогичные величины с индексом i соответствуют положительно заряженным ионам), W — энергия выхода электронов с поверхности, A — постоянная Ричардсона [5]. Экспоненциальные множители в квадратных скобках в обоих уравнениях определяют торможение электронов и положительно заряженных ионов плазмы при подлете к поверхности частицы с учетом знака потенциала частицы. Предполагается, что электроны и ионы могут только тормозиться на подлете, но не „высасываться“ из плазмы при изменении знака потенциала поверхности — этому препятствует дебаевская экранировка поля частицы в плазме.

Изменение со временем тепловой энергии мишени в окружении однородной плазмы определяется потоком высокоэнергетичных электронов и ионов из плазмы на поверхность частицы, тогда как потери энергии связаны с тепловым излучением, испарением вещества, а также термоэлектронной эмиссией. Характерное время выравнивания температуры шарика с радиусом $R \sim 10^{-4}$ м $\tau_T \sim R^2/4\kappa^2 \sim 10^{-3}$ с (здесь κ — коэффициент теплопроводности).

Пренебрегая временем выравнивания температуры в объеме шарика, эти процессы можно описать уравнением

при $\varphi < 0$

$$\begin{aligned} \frac{4}{3} \pi R^3 \rho C_V \frac{dT}{dt} = & \left\{ \frac{3}{2} k(T_e - T) en_e V_e \exp(e\varphi/kT_e) \right. \\ & + \frac{3}{2} k(T_i - T) en_i V_i - \sigma T^4 - \left[H + \frac{3}{2} kT \right] NC_{snd} \exp(-H/kT) \\ & \left. - \left[W + \frac{3}{2} kT \right] / e AT^2 \exp(-W/kT) \right\} 4\pi R^2, \end{aligned}$$

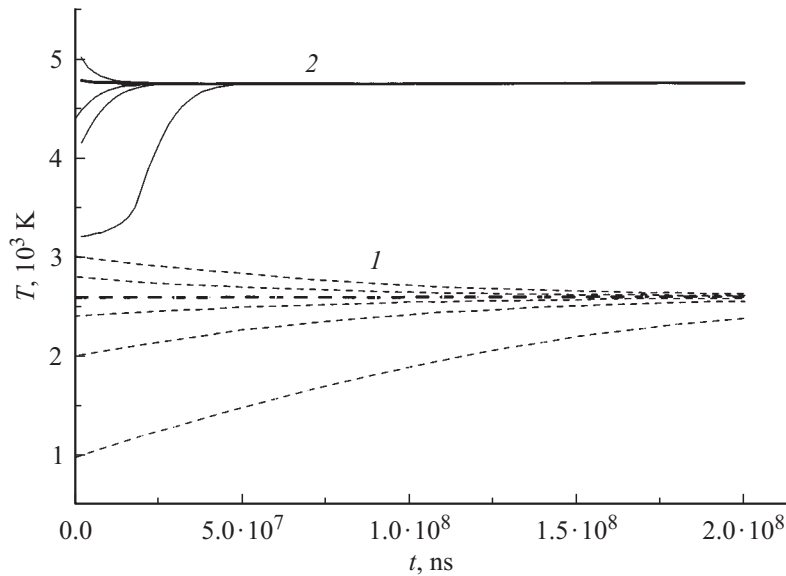


Рис. 1. Временная динамика температуры углеродной пылевой частицы, вброшенной в однородную плазму с электронной и ионной температурами $T_e = T_i = 10 \text{ eV}$ и плотностью электронов и ионов $n_e = n_i = 10^{19} \text{ m}^{-3}$. Кривые группы 1 соответствуют начальным температурам частицы $1-3 \cdot 10^3$, группы 2 — соответствующим начальным температурам $3.2-5.4 \cdot 10^3 \text{ K}$. Установившийся потенциал частицы в „горячем“ режиме (2) равен $+1.8 \text{ V}$ и „холодном“ (1) режиме -36.9 V .

при $\varphi \geq 0$

$$\frac{4}{3} \pi R^3 \rho C_V \frac{dT}{dt} = \left\{ \frac{3}{2} k(T_e - T) n_e V_e + \frac{3}{2} k(T_i - T) n_i V_i \exp(-e\varphi/kT_i) - \sigma T^4 - \left[H + \frac{3}{2} kT \right] N C_{snd} \exp(-H/kT) - \left[W + \frac{3}{2} kT \right] / e A T^2 \exp(-W/kT) \exp(-e\varphi/kT_e) \right\} 4\pi R^2, \quad (2)$$

где ρ и C_V — плотность и теплоемкость вещества мишени, σ — постоянная Стефана–Больцмана, H и N — энергия сублимации и плотность атомов мишени, C_{snd} — скорость звука в веществе [6].

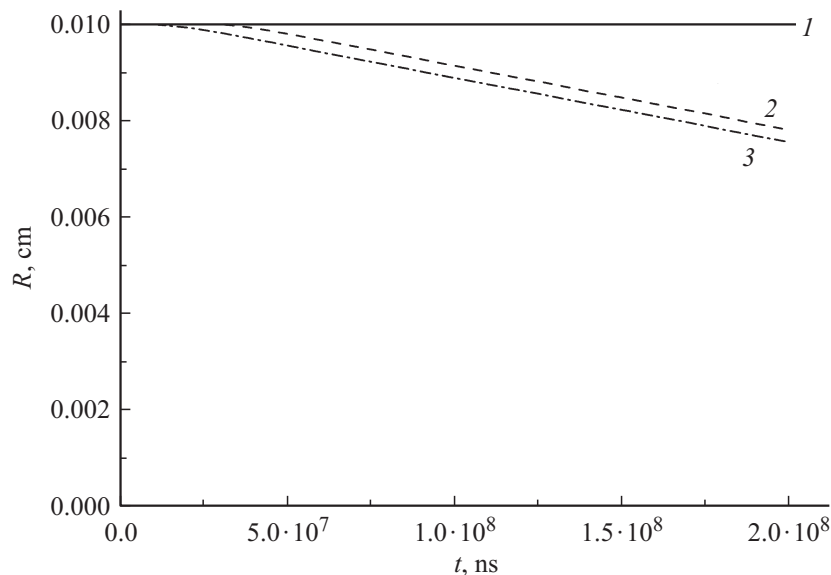


Рис. 2. Временная динамика радиуса частицы R при начальных температурах $T_0 = 3000$ К (1), 3200 К (2), 3600 К (3).

Изменение радиуса шарообразной частицы R определяется из уравнения

$$dR/dt = -3C_{snd} \exp(-H/kT). \quad (3)$$

Поскольку характерное время установления потенциала мишени $\tau_\phi \sim e(n_e V_e - n_i V_i) 4\pi R^2 / C \sim 10^{-9}$ с при выбранных параметрах плазмы $T_e = T_i = 0.1-10$ eV и $n_e = n_i = 10^{19}$ м⁻³ на несколько порядков меньше, чем время установления температуры τ_T , то можно полагать установление потенциала мгновенным и считать производную равной нулю $d\phi/dt = 0$. В этом приближении можно находить потенциал из второго уравнения при постоянном значении температуры, а затем, подставляя в первое, рассматривать временную динамику температуры шара в однородной плазме. Метод позволяет также учитывать зависимость параметров плазмы от времени при условии ее локальной однородности.

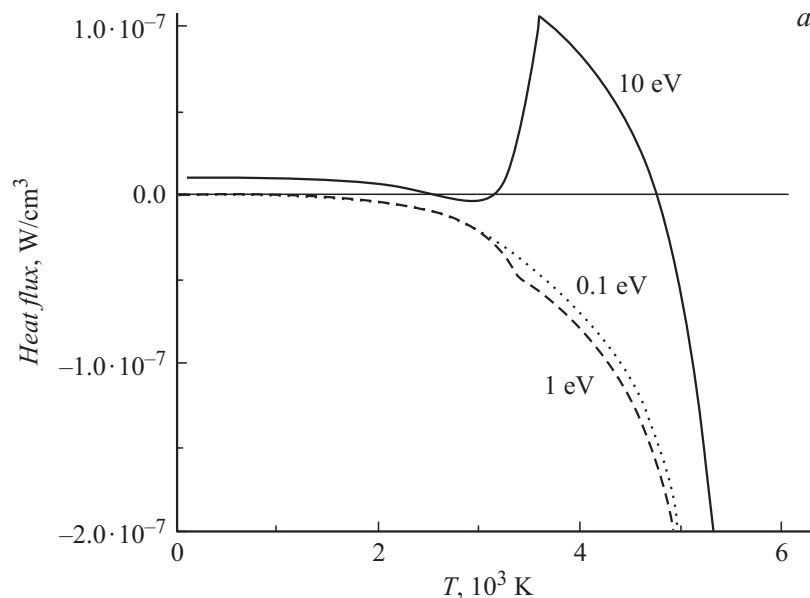


Рис. 3. Зависимость теплового потока на поверхность частицы из плазмы от температуры поверхности при электронных температурах $T_e = T_i = 0.1-10 \text{ eV}$ (a), $T_e = T_i = 10 \text{ eV}$ (b) и плотности электронов и ионов $n_e = n_i = 10^{19} \text{ m}^{-3}$ (a), $n_e = n_i = 10^{18}-10^{20} \text{ m}^{-3}$ (b).

Результаты моделирования динамики температуры углеродного шарика с начальным радиусом 10^{-4} m , вброшенного в водородную плазму с плотностью $n_e = n_i = 10^{19} \text{ m}^{-3}$ и температурой $T_e = T_i = 10 \text{ eV}$, при различных начальных температурах поверхности показаны на рис. 1. Константы для вещества шарика взяты из [7,8]. Как видно из рисунка, характер изменения температуры определяется начальным разогревом поверхности шарика. При начальных температурах $T_0 \leq 3000 \text{ K}$ температура шарика стремится принять квазистационарное значение $T = 2600 \text{ K}$. При этом потенциал частицы остается отрицательным и равен -36.9 V . Если начальная температура $T_0 \geq 3200 \text{ K}$, то при тех же параметрах плазмы происходит быстрый разогрев частицы и температура стремится к квазистационарному значению $T = 4760 \text{ K}$ и с положительным потенциалом $+1.8 \text{ V}$.

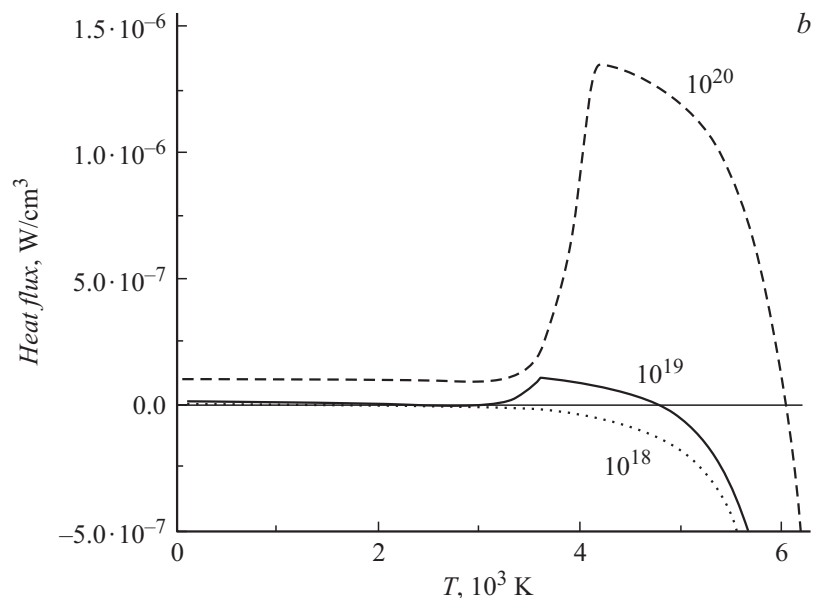


Рис. 3 (продолжение).

Расчет изменения радиуса углеродного шарика в рамках полной модели (1–3), но без учета образования экранирующего облака [3] приведен на рис. 2.

Зависимость теплового потока на поверхность частицы из плазмы от температуры поверхности при различных электронных температурах и плотности показана на рис. 3. Видно, что в случае $T_e = T_i = 10$ eV знак теплового потока меняется между точками $2600 \text{ K} \leq T_0 \leq 3100 \text{ K}$ и затем еще один раз при $T_0 \geq 4760 \text{ K}$ (рис. 3, *a*). В области с отрицательным тепловым потоком будет происходить охлаждение пылинки, что отражает стремление температуры к нижнему „квазиравновесному“ значению [4] (см. динамику температуры частиц на рис. 1). При более низких значениях температуры плазмы $T_e = T_i = 0.1$ и 1.0 eV может иметь место только одно нижнее „холодное“ состояние с температурой 1000 – 1500 K. Зависимость теплового потока от температуры поверхности при различных плотностях плазмы и $T_e = 10$ eV показана на рис. 3, *b*.

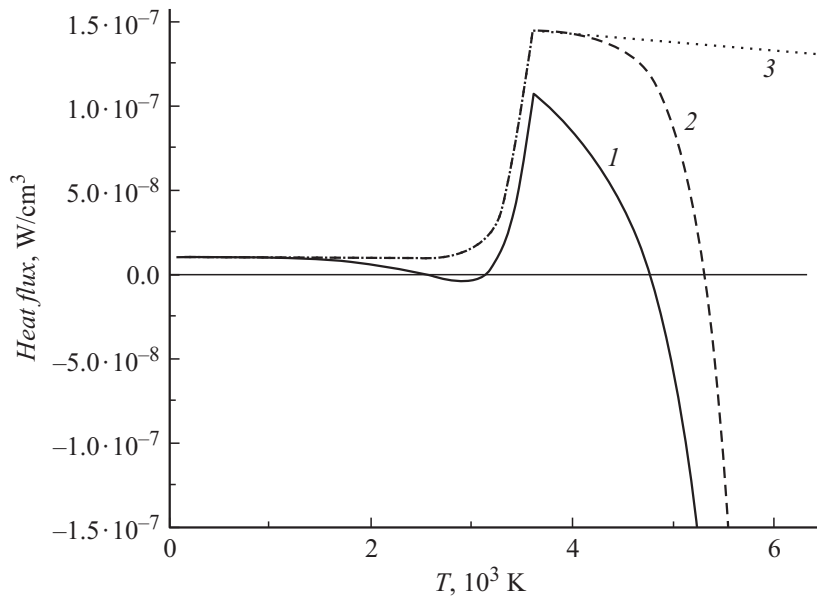


Рис. 4. Вклад различных процессов в тепловой поток на поверхность частицы в однородной плазме при электронной температуре $T_e = 10 \text{ eV}$ и плотности электронов и ионов $n_e = n_i = 10^{19} \text{ m}^{-3}$. 1 — учтены все рассмотренные механизмы передачи энергии, 2 — отброшены радиационные потери, 3 — отброшено охлаждение за счет сублимации и радиационных потерь.

На рис. 4 показан вклад различных процессов в тепловой поток на поверхность частицы в однородной плазме при электронной температуре $T_e = 10 \text{ eV}$ и плотности электронов и ионов $n_e = n_i = 10^{19} \text{ m}^{-3}$. На кривой 1 учтены все рассмотренные механизмы передачи энергии, 2 — отброшены радиационные потери, 3 — отброшено охлаждение за счет сублимации. Видно, что смена знака теплового потока в области 3000 К связана с радиационными потерями. А потери тепла, связанные с сублимацией вещества мишени, становятся существенными при температурах выше 4000 К. Поэтому разогрев мишени в сторону „горячего“ квазистационарного состояния будет приводить к быстрому испарению мишени с образованием экранирующего облака [3] и свечения пеллеты [2]. Однако нижнее „холодное“ состояние может

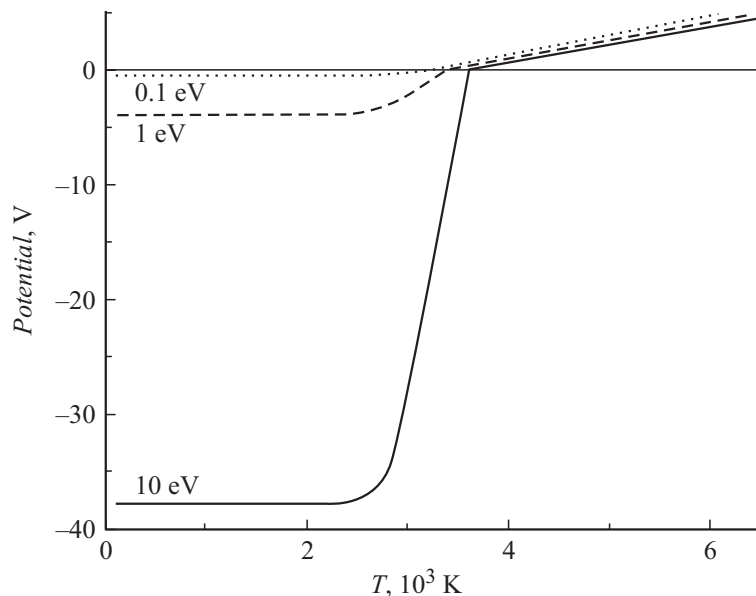


Рис. 5. Зависимость потенциала мишени от температуры поверхности в однородной плазме при электронных температурах $T_e = T_i = 0.1-10$ eV и плотности электронов и ионов $n_e = n_i = 10^{19} \text{ m}^{-3}$.

существовать достаточно продолжительное время, и на этом различии можно основывать экспериментальную методику по экспериментальному наблюдению эффекта. При более низких температурах плазмы $T_e \leq 10$ eV реализуется только „холодный“ режим.

Зависимость потенциала мишени от температуры поверхности в однородной плазме при электронных температурах $T_e = T_i = 0.1-10$ eV и плотности электронов и ионов $n_e = n_i = 10^{19} \text{ m}^{-3}$ показана на рис. 5. Видно, что с ростом температуры происходит смена знака потенциала на поверхности шарика, вызванная термоэлектронной эмиссией. При этом температура, при которой потенциал меняет знак, соответствует положению зубца на кривой плотности теплового потока.

Автор благодарен Ю.В. Мартыненко за постановку задачи и плодотворные обсуждения.

Проект поддержан грантом РФФИ 06-08-08139 ОФИ.

Список литературы

- [1] *Кутеев Б.В., Сергеев В.Ю., Цендин Л.Д.* // Физика плазмы. 1984. Т. 10. В. 6. С. 1172–1179.
- [2] *Сергеев В.Ю., Скоков В.Г., Тимонин В.М., Кутеев Б.В., Мартыненко В.Ю., Бурхени Р.* // ЖТФ. 2006. Т. 76. В. 11. С. 66–71.
- [3] *Morozov D.Kh., Gervids V.I., Senichenkov I.Yu., Veselova I.Yu., Rozhansky V.A., Schneider R.* // Nuclear Fusion. 2004. V. 44. P. 252–259.
- [4] *Ognev L.I.* Temperature bistability of charged dust particles in plasma. Preprint IAE-6442/6. 2006. Moscow. <http://ru.arxiv.org/abs/physics/0612107>
- [5] *Добрецов Л.Н., Гомоюнова М.В.* Эмиссионная электроника. М., 1966.
- [6] *Анисимов С.И., Имас Я.С., Романов Г.С., Ходыко Ю.В.* Действие излучения большой мощности на металлы. М.: Наука, 1970. 272 с.
- [7] *Таблицы физических величин* / Под ред. И.К. Кикоина. Справочник. М.: Атомиздат, 1976. 1008 с.
- [8] *Свойства элементов* / Под ред. Г.В. Самсонова. Справочник. Ч. I. Физические свойства. 2-е изд. М.: Металлургия, 1976. 600 с.