

01;04

Два режима теплообмена металлической макрочастицы в неравновесной плазме

© А.В. Козырев, А.Н. Шишков

Институт сильноточной электроники СО РАН, Томск

E-mail: kozyrev@to.hcei.tsc.ru

Поступило в Редакцию 23 января 2002 г.

На основании теоретической модели процесса энергообмена сферических капель с неравновесной плазмой показано, что в определенном диапазоне параметров плазмы могут реализовываться два различных режима поддержания квазистационарной температуры капли. В одном из них поток энергии из плазмы на каплю уравнивается охлаждением за счет термоэмиссии электронов, во втором — за счет интенсивного испарения материала капли. Между этими двумя режимами, имеющими определенные квазистационарные температуры, располагается область температур, которой соответствуют неустойчивые состояния. Конкретная реализация того или другого режима определяется начальной температурой капли.

Вопрос о температуре макрочастиц в плазме ввиду его важности для многих приложений неоднократно обсуждался в научной литературе. В работе [1] при расчете температуры макрочастиц в неравновесной плазме вакуумной дуги не учитывались процессы термоэмиссии, и поэтому температуры частиц оказались заниженными. В теоретических работах [2,3] учитывались термоэмиссионные процессы на поверхности макрочастиц, но равновесная аргоновая плазма в этих исследованиях имела сравнительно невысокую степень ионизации, а расчетные температуры не позволяли говорить об интенсивном испарении макрочастиц. В работе [4] впервые экспериментально установлено, что металлические капли, покидающие катодное пятно вакуумной дуги, интенсивно испаряются и превращаются в плазменные сгустки уже в непосредственной близости от поверхности катода. Цель данной работы — провести предварительный теоретический анализ возможности такого явления.

В данной работе рассматривается теплообмен макрочастицы в неравновесной прикатодной металлической плазме вакуумной дуги, когда концентрация заряженных частиц существенно превышает

10^{15} cm^{-3} . Как показано в работе [2], при расчете теплообмена капли и окружающей плазмы существенное значение играет то обстоятельство, что горячая капля может испускать электроны термоэмиссии. Если этот процесс становится интенсивным, то существенно меняется потенциал капли относительно плазмы. От величины последнего экспоненциально сильно зависит поток плазменных электронов на каплю, а значит, и поток тепловой энергии. В результате эмитирующая капля может разогреваться до более высоких температур, чем это имеет место для неэмитирующей капли. При этом термоэмиссионное охлаждение наряду с охлаждением за счет испарения атомов становится основным каналом отвода тепловой энергии с капли. Таким образом, можно выделить два режима теплообмена капли с плазмой: обычный режим со сравнительно большим отрицательным плавающим потенциалом капли, когда основным каналом потерь энергии с капли является тепловое излучение; и эмиссионный режим с низким по сравнению с тепловой энергией электронов kT_e значением плавающего потенциала, когда основным каналом теплоотвода является поток испаренных атомов и эмитированных электронов.

В данной статье авторы обращают внимание на то, что в неравновесной плазме переход от обычного режима к эмиссионному осуществляется в определенном диапазоне концентрации плазмы и носит характер гистерезиса.

Рассмотрим неподвижную сферическую каплю, помещенную в достаточно плотную неравновесную плазму с известной концентрацией ионов n_0 , средним зарядом ионов Z и температурой $T_e > T_i$. Радиус капли R будем полагать достаточно малым по сравнению с длиной свободного пробега частиц плазмы, но много большим радиуса экранирования полей $r_D = \sqrt{\epsilon_0 k T_e / q^2 n_0}$ (ϵ_0 — электрическая постоянная, q — элементарный заряд). В этом случае каплю можно рассматривать как ленгмюровский зонд, а стационарные параметры не будут зависеть от радиуса капли [3].

В модели рассчитывались безразмерный стационарный плавающий потенциал капли $\psi_d = q|\phi_d|/kT_e$, определяемый балансом потоков заряженных частиц, и стационарная температура капли T_d , определяемая балансом потоков энергии. В расчете принимались во внимание тепловые потоки энергии частиц из плазмы, тепловые эффекты при испарении атомов материала капли и электронов эмиссии, выделение энергии при рекомбинации ионов на поверхности капли, излучательные потери энергии.

Выражения для потоков электронов Γ_e^{pl} и ионов Γ_i^{pl} из плазмы на стенку хорошо известны [5]. В общем случае они довольно сложным образом зависят как от потенциала капли, так и от параметров плазмы. В предельных случаях хорошо „работают“ простые приближенные выражения:

$$\begin{aligned}\Gamma_e^{pl} &= 4\pi R^2 Z n_0 \sqrt{8kT_e/\pi m} \cdot f_e(\psi_d), \\ \Gamma_i^{pl} &= 4\pi R^2 n_0 \sqrt{8kT_i/\pi M} \cdot f_i(\psi_d).\end{aligned}\quad (1)$$

Здесь m, M — масса электрона и иона соответственно, а $f_e = \exp(-\psi_d)/4$ и $f_i \approx 0.3\sqrt{T_e/T_i}$ при $\psi_d \gg 1$, и $f_e \approx \exp(-\psi_d)/2$ и $f_i \approx 1/2$ при $0 < \psi_d < 1$. Анализ показывает, что в неравновесной плазме плавающий потенциал эмитирующей капли своего знака не меняет, что подтверждается результатами работы [2].

В отличие от [2], при расчете потока электронов термоэмиссии Γ_e^{em} нами учитывался эффект Шоттки (понижение работы выхода материала в сильном электрическом поле) и эффект виртуального катода, когда ток термоэмиссии ограничивается полем пространственного заряда. В последнем случае учитывалось влияние потенциала виртуального катода на поток электронов из плазмы Γ_e^{pl} . При высоких температурах капли, когда ток электронов термоэмиссии эффективно ограничивается пространственным зарядом, вблизи поверхности образуется двойной электрический слой. Расчет показал, что в этом случае плотность тока эмиссии полностью определяется величиной ионного тока из плазмы и может быть рассчитана с помощью простой формулы:

$$\Gamma_e^{em} \approx \sqrt{M/m} \cdot \Gamma_i^{pl}.\quad (2)$$

Таким образом, в случае низких температур капли T_d , когда у нее относительно большой потенциал ψ_d , поток эмиссии Γ_e^{em} подчиняется формуле Ричардсона–Дешмана, а при высоких температурах, когда потенциал ψ_d сильно понижается, поток электронов термоэмиссии определяется выражением (2). Именно из-за этого ограничения тока термоэмиссионное охлаждение не может стабилизировать температуру капли и роль эффективного теплоотвода выполняет процесс испарения материала капли. Кстати, наличием виртуального катода можно объяснить отмеченное в работе [3] отличие наблюдаемой эффективной работы выхода вольфрама ($\simeq 6$ eV), помещенного в плотную плазму, от общепринятого значения (4.5 eV).

Запишем приближенные выражения для используемых в рассматриваемой модели потоков энергии — греющего потока тепловой энергии из плазмы W^{in} и охлаждающего каплю потока энергии W^{out} :

$$W^{in} \approx \Gamma_e^{pl}(\psi_d) \cdot (\varphi_e + 2kT_e) + \Gamma_i^{pl}(\psi_d) \cdot (\varphi_a + I_Z - Z\varphi_e + Zq\phi_d + 2kT_i), \quad (3)$$

$$W^{out} \approx \Gamma_e^{em}(T_d) \cdot (\varphi_e + 2kT_d) + \Gamma_a^{ev}(T_d) \cdot (\varphi_a + 2kT_d) + W^{rad}(T_d). \quad (4)$$

Здесь φ_e — эффективная работа выхода электронов, вычисленная с учетом эффекта Шоттки, φ_a — энергия испарения одного атома, I_Z — энергия Z -кратной ионизации атома. Поток испаренных атомов $\Gamma_a^{ev}(T_d)$ рассчитывался, исходя из известной для данного материала температурной зависимости давления насыщенного пара, а радиационный поток энергии $W^{rad}(T_d)$ полагался пропорциональным T_d^4 .

Было проанализировано решение совместной системы уравнений баланса заряда капли и ее энергии относительно неизвестных величин ψ_d и T_d :

$$\Gamma_e^{pl}(\psi_d) = \Gamma_i^{pl}(\psi_d) + \Gamma_e^{em}(T_d), \quad W^{in}(\psi_d) = W^{out}(\psi_d, T_d). \quad (5)$$

Эта система всегда имеет по крайней мере одно решение. Причем для низких и высоких температур капли эти решения соответствуют известным режимам [2]. Новый тип возможных решений появляется в промежуточной области температур T_d , в которой происходит плавное уменьшение величины плавающего потенциала капли. Здесь, как правило, имеется три возможных решения системы (5).

Продемонстрируем это на примере расчета температуры вольфрамовой капли, помещенной в плазму с параметрами, близкими к плазме вакуумной дуги. На рис. 1 показаны рассчитанные зависимости потоков энергии и плавающего потенциала капли. Видно, что имеется три точки пересечения кривых $W^{in}(T_d)$ и $W^{out}(T_d)$, которым отвечает некоторая „равновесная“ температура капли.

Нетрудно увидеть, что средняя точка соответствует неустойчивому равновесию. Так, при небольшом отклонении от средней „равновесной“ точки баланс энергии нарушается необратимым образом. Если происходит спонтанное понижение температуры, то поток энергии из плазмы $W^{in}(T_d)$ становится меньше потока энергии от капли $W^{out}(T_d)$ и капля будет продолжать охлаждаться. И наоборот, при спонтанном повышении температуры $W^{in}(T_d) > W^{out}(T_d)$ и температура еще сильнее

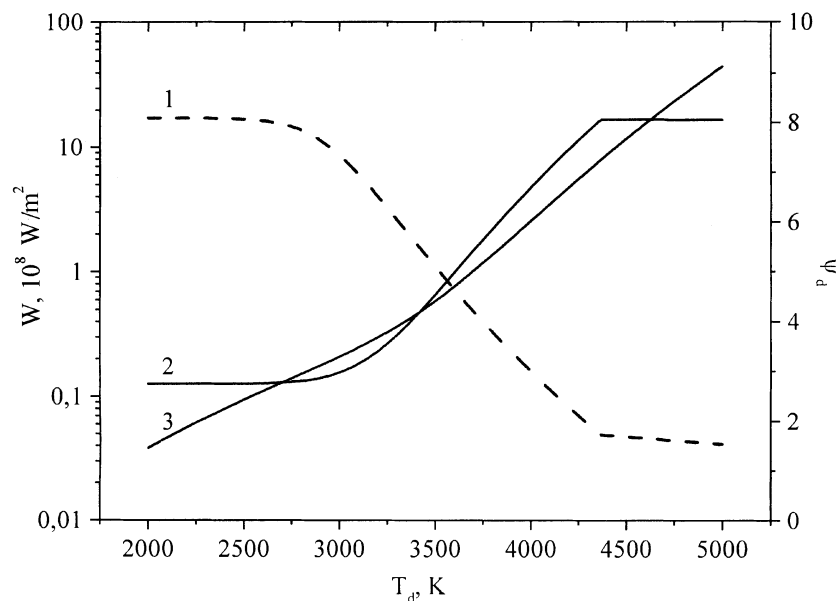


Рис. 1. Пример расчета плавающего потенциала ψ_d (кривая 1) и квазистационарных потоков энергии W^{in} (кривая 2), W^{out} (кривая 3) сферической вольфрамовой капли, помещенной в плазму вакуумной дуги с параметрами $n_0 = 3.5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, $Z = 2$, $kT_e = 4 \text{ eV}$ в зависимости от температуры T_d .

повысится. Две другие равновесные точки являются устойчивыми по отношению к флуктуациям температуры и поэтому могут соответствовать физически реализуемым состояниям.

На рис. 2 представлены рассчитанные таким образом зависимости „равновесной“ температуры вольфрамовой капли как функции концентрации плазмы. Средний участок зависимости $T_d(n_0)$ соответствует неустойчивым, а верхняя и нижняя ветвь кривой — устойчивым решениям. Из рисунка видно, что неоднозначность стационарной температуры капли может наблюдаться лишь в ограниченном диапазоне концентраций плазмы. Формально выбор того или иного стационарного решения системы уравнений (5) определяется положением начальной температуры: если она выше „неустойчивой точки“, то стационарная температура реализуется на верхней ветви, если ниже, — на ниж-

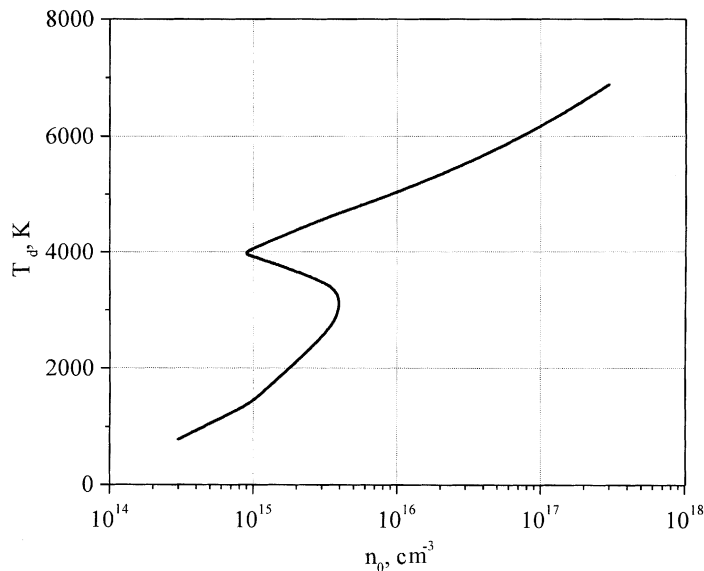


Рис. 2. Расчетная зависимость квазистационарной температуры вольфрамовой капли T_d от концентрации окружающей плазмы n_0 .

ней ветви кривой. С физической точки зрения указанная на рис. 2 зависимость имеет большое значение для оценки скорости испарения макрокапель вакуумной дуги, летящих из области катодного пятна.

Поскольку капли летят из области высокой концентрации, то при достаточно малой скорости движения капель их температура должна стремиться к стационарным решениям, лежащим в окрестности верхней ветви зависимости $T_d(n_0)$, вплоть до сравнительно низких концентраций плазмы $n_0 \simeq 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. Даже если начальная температура капли была не очень высока, медленно движущаяся капля все равно нагреется до температуры $T_d > 4000 \text{ K}$, причем столь высокая температура будет поддерживаться на протяжении достаточно длительного времени. В результате вдали от катодного пятна медленные капли могут иметь существенно меньший размер, чем в момент своего рождения.

И наоборот, сравнительно быстрые капли, пролетая область высокой концентрации плазмы, могут не успеть сильно разогреться, и поэтому

их квазистационарная температура будет иметь значения в окрестности нижней устойчивой ветви кривой $T_d(n_0)$. Скорость испарения таких сравнительно холодных капель будет существенно ниже, и их размер не должен заметно измениться по сравнению с начальным.

Система уравнений (5) была применена для расчета температуры капель из различных материалов. При этом оказалось, что большинство металлов, в том числе медь и углерод (графит), имеет качественно ту же зависимость $T_d(n_0)$, что и для вольфрама. Лишь легкоиспаряемые металлы, такие как галлий, не имеют участка с неоднозначным решением для температуры. Это и понятно, так как у таких металлов теплоотвод за счет испарения стабилизирует температуру капли прежде, чем появляется поток термоэлектронов, способный уменьшить плавающий потенциал капли, а значит и увеличить поток тепловой энергии из плазмы.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 99-02-18163).

Список литературы

- [1] *Voxman R., Goldsmith S.* // J. Appl. Phys. 1981. V. 52 (1). P. 151–161.
- [2] *Гнедовец А.Г., Узлов А.А.* // ТВТ. 1991. Т. 29. № 6. С. 1184–1191.
- [3] *Xi Chen, Ji Chen, Yandan Wang* // J. Phys. D: Appl. Phys. 1994. V. 27. P. 1637–1645.
- [4] *Batnikov A.V., Vogel N.I., Popov S.A.* et al. // IEEE Trans. on Plasma Sci. 2002. V. 29 (в печати).
- [5] *Термомиссионные преобразователи и низкотемпературная плазма* / Под ред. Б.Я. Мойжеса и Г.Е. Пикуса. М.: Наука, ГРФМЛ, 1973. Гл. 6. 480 с.