

04:09

Экранирование потока испаренного материала слоем Ленгмюра, формирующимся при контакте горячей плазмы с металлом

© В.М. Кожевин, М.В. Горохов А.А. Борматов

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург
E-mail: vmk@ptec.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 21 января 2017 г.

Проводится анализ условий, при которых эффект экранирования потока испаренных атомов слоем Ленгмюра, обусловленный ионизацией атомов в этом слое, может существенно повлиять на динамику плазмы, контактирующей с поверхностью. Показано, что учет эффекта экранирования потока испаренных атомов слоем Ленгмюра необходим во многих случаях, в частности при моделировании процессов динамики лазерного факела.

DOI: 10.21883/PJTF.2017.14.44818.16711

Эрозия материалов под воздействием горячей плазмы на поверхность материальных стенок является одной из ключевых проблем, возникающих при конструировании установок для многочисленных приложений, в частности установок термоядерного синтеза [1], а также в лазерных технологиях нанесения тонкопленочных покрытий из различных материалов [2]. Соответственно, как при конструировании таких установок, так и при выборе режимов их эксплуатации, важно иметь возможности проведения корректных оценок, позволяющих определить скорость деградации облучаемых материалов, определяемую испарением материала, а также выбросом микрокапель и кластеров с их поверхности.

В данной работе проводится анализ влияния слоя Ленгмюра, формирующегося в зоне контакта горячей плазмы и стенки, на процессы инжекции испаренного вещества в плазму. Отметим, что в моделях, используемых в настоящее время для анализа этих процессов, акцент делается на подробном описании динамики плазмы [1], при этом факт

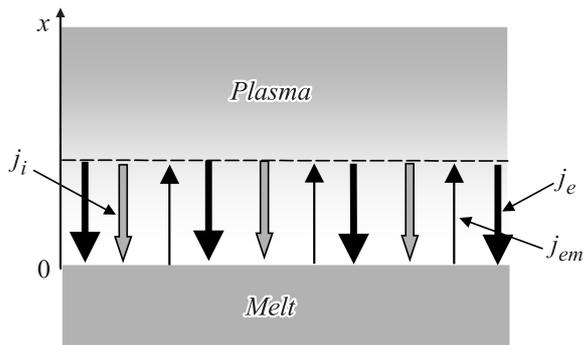


Рис. 1. Поток электронов и ионов через слой Ленгмюра.

наличия слоя Ленгмюра нигде не учитывается и не оговаривается правомерность использования такого допущения. Скорее всего, это связано с тем, что для горячей плазмы толщина слоя Ленгмюра составляет всего лишь несколько нанометров, что много меньше длины свободного пробега ионов и атомов, обусловленной ион-нейтральными столкновениями. Соответственно, предполагается, что слой Ленгмюра можно считать прозрачным для потоков атомов, ионов и энергии. Однако этот вывод становится неоднозначным, если принять во внимание, что, как будет показано ниже, вероятность ионизации испаренных атомов в слое Ленгмюра может оказаться достаточно большой.

Важность учета эффектов ионизации связана прежде всего с тем, что ионы, возникшие в слое Ленгмюра, начинают ускоряться под воздействием сильного электрического поля в направлении, обратном скорости их первоначального движения, и могут возвращаться на стенку. Таким образом, возникает эффект экранирования плазмы от потока испаренных атомов слоем Ленгмюра. Ниже приводится описание аналитической модели, позволяющей оценить долю испаренных атомов, возвращающихся на стенку, и анализируются условия, при которых учет эффекта экранирования потока испаренных атомов становится важным.

Отметим, что ионизация атомов в слое Ленгмюра может осуществляться как вследствие столкновений электронов, пересекающих слой, с испаренными атомами, так и в процессе фотоионизации этих атомов, инициированной интенсивными радиационными потоками из плазмы.

Однако в данной работе мы ограничимся рассмотрением ионизации электронным ударом и не будем учитывать эффекты, обусловленные фотоионизацией атомов. Отметим, что учет фотоионизации приводит к повышению частоты ионизации атомов в слое Ленгмюра и усилению эффекта экранирования. При рассмотрении процесса ионизации атомов, обусловленной их столкновением с электронами, необходимо учитывать два типа противоположно направленных электронных потоков, пересекающих слой Ленгмюра (рис. 1), а именно, поток электронов, эмитируемый из плазмы, и поток электронов, эмитируемый с поверхности проводящей стенки. Плотность электронного тока, эмитируемого из плазмы в слой Ленгмюра, равна [3]

$$j_e = en_{pl} \left(\frac{kT_e}{2\pi m_e} \right)^{1/2} \exp\left(-\frac{eU}{kT_e}\right), \quad (1)$$

где T_e и n_{pl} — температура электронов и плотность плазмы, e и m_e — заряд и масса электрона, U — падение потенциала на слое. Ток термоэлектронной эмиссии с поверхности проводящей стенки описывается формулой Ричардсона–Дэшмана с поправкой Шоттки к работе выхода [4,5]

$$j_{em} = A_R T^2 \exp\left(-\frac{w - \Delta w}{kT}\right), \quad (2)$$

где A_R — постоянная Ричардсона, T и w — температура и работа выхода расплава, $\Delta w = e\sqrt{eE/4\pi\epsilon_0}$ — поправка Шоттки к работе выхода, E — напряженность электрического поля на поверхности материальной стенки, ϵ_0 — электрическая постоянная.

Использование формул (1) и (2) позволяет вычислить частоту ионизации атомов в слое Ленгмюра из равенства $ev_i = \sigma_e j_e + \sigma_{em} j_{em}$, где σ_e и σ_{em} — сечения ионизации атомов электронами, эмитируемыми из плазмы с поверхности проводящей стенки соответственно. В общем случае следует учитывать зависимость сечений ионизации от энергии электронов, которая в свою очередь для каждого из потоков определяется прежде всего распределением потенциала по объему слоя и разбросом начальных энергий этих электронов. Рассмотрим особенности распределения потенциала по толщине слоя Ленгмюра, влияющие на распределение скоростей электронов. Прежде всего отметим, что основное падение потенциала происходит вблизи стенки. Типичное

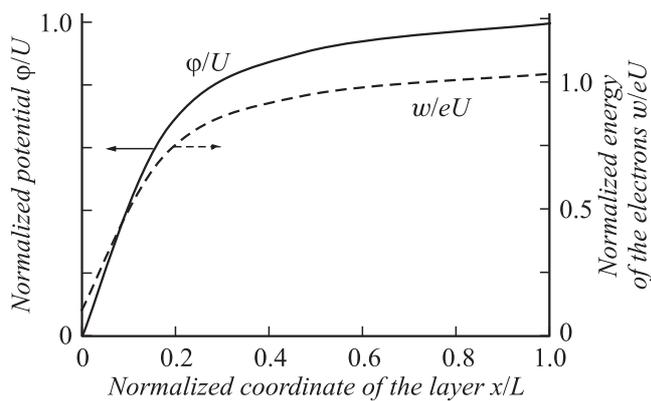


Рис. 2. Нормализованные распределения потенциала и энергии электронов по сечению слоя Ленгмюра. Пунктирная кривая относится как к энергии электронов, эмитированных из плазмы, так и к энергии электронов, эмитированных с поверхности материальной стенки. Стенка соответствует $x = 0$, а L — толщина слоя.

изменение потенциала показано на рис. 2. Учитывая, что вылетающие из плазмы электроны, энергия которых меньше eU , отражаются от слоя, получаем, что при $eU \gg kT_e$ основная часть электронов практически не проникает в слой и не влияет на эффекты, связанные с процессом ионизации атомов в слое. Таким образом, в первом приближении можно считать, что энергия электронов, эмитированных из плазмы, в зоне слабого изменения потенциала равна eU . Аналогичный вывод можно сделать и по отношению к электронам, эмитированным с поверхности стенки, поскольку они разгоняются вблизи стенки до энергии, близкой к eU , и в дальнейшем их энергия не меняется.

В предположении постоянства энергии электронов частота ионизации атомов, записываемая в виде $\nu_i = \sigma(j_e + j_{em})/e$, определяется плотностями тока электронов и в соответствии с (1) и (2) зависит от параметров пристеночной плазмы, температуры и работы выхода расплава, а также от параметров слоя Ленгмюра U и E . При этом важно, что частота ионизации наиболее чувствительна к параметрам U и E , поскольку последние определяют величины аргументов в экспоненциальных множителях плотностей токов.

Отметим, однако, что зависимость суммы плотностей токов от U исчезает при использовании условия $j_i = j_e - j_{em}$ [6], означающего равенство нулю суммарного тока в слое Ленгмюра. Здесь j_i — плотность тока ионов, которая равна

$$j_i = en_{pl} \left(\frac{kT_e}{m_i} \right)^{1/2}, \quad (3)$$

где m_i — масса иона. В этом случае частота ионизации атомов становится чувствительной только к j , т. е. к напряженности электрического поля E на поверхности стенки

$$v_i = \sigma(j_i + 2j_{em})/e. \quad (4)$$

Для расчета напряженности этого электрического поля обычно используется классическая формула Маккоуна [7], которая с учетом условия $j_i = j_e - j_{em}$ имеет вид

$$E^2 \approx \frac{2}{\varepsilon_0} \sqrt{\frac{mU}{e}} \left(j_i - 2\sqrt{\frac{m_e}{m_i}} j_{em} \right). \quad (5)$$

С другой стороны, из уравнения Пуассона для распределения потенциала в слое $\Delta\varphi = -q/\varepsilon_0$, где q — плотность заряда в слое, получаем, что напряженность электрического поля E определяется полным зарядом слоя над единичной поверхностью стенки

$$\varepsilon_0 E = \int_0^L q dx, \quad (6)$$

где L — толщина слоя, которая зависит от температуры плазмы T_{pl} и плотности плазмы на границе со слоем и составляет несколько длин Дебая $\lambda_D = \sqrt{\varepsilon_0 k T_{pl} / e^2 n_{pl}}$. Важно отметить, что соотношение (6) остается справедливым и при учете процесса ионизации атомов в слое, поскольку акт ионизации атомов не увеличивает полный заряд слоя. Соответственно мы можем использовать формулу (2) даже в случае, когда эффект ионизации атомов становится значительным.

Формула (5) совместно с условием баланса токов и при учете зависимостей (2) и (3) может рассматриваться как система уравнений

для поиска двух неизвестных U и E . Однако получающаяся при таком подходе система двух трансцендентных уравнений имеет лишь численное решение. Приближенное аналитическое решение может быть получено в случае пренебрежения вторым членом в правой части формулы (5), когда она приобретает существенно более простой вид $\varepsilon_0 E^2 \approx n_{pl} \sqrt{e U k T_e}$ и поправка Шоттки к работе выхода Δw , играющая ключевую роль при вычислении плотности тока эмиссии, записывается в виде

$$\Delta w = \frac{e^{13/8} (U k T_e n_{pl}^2)^{1/8}}{2^{3/4} \sqrt{\pi} \varepsilon_0^{3/4}}. \quad (7)$$

Как видно из (7), зависимость Δw от разности потенциалов U является слабой, и в типичном интервале изменения разности потенциалов от 5 до 100 В зависимость $U^{1/8}$ с точностью около 15% можно заменить постоянной величиной $1.5 \text{ В}^{1/8}$. Соответственно, ток эмиссии в этом случае определяется только параметрами приграничной плазмы и стенки

$$j_{em} = A_R T^2 \exp\left(-\frac{w}{kT} + \frac{e^{13/8} (1.5 k T_e n_{pl}^2)^{1/8}}{2^{3/4} \sqrt{\pi} \varepsilon_0^{3/4} kT}\right). \quad (8)$$

Коэффициент экранирования атомов слоем Ленгмюра равен доле атомов, ионизованных в этом слое. Исходя из уравнения непрерывности для атомов $v_a dn_a/dx = -v_i$, где v_a и n_a — скорость атомов и их плотность, этот коэффициент можно записать в виде

$$K_{sc} = 1 = \exp(-v_i L / v_a). \quad (9)$$

Расчеты, проведенные с учетом того, что объединение формул (3), (4) и (8) позволяет вычислить частоту ионизации атомов, показали, что при $\sigma \approx 10^{-20} \text{ м}^2$, $v_a \approx 300 \text{ м/с}$, $w = 4.5 \text{ эВ}$, $T = 3000 \text{ К}$ и $T_e = 10 \text{ эВ}$, которые типичны для большого числа экспериментов, коэффициент K_{sc} становится близким к единице, когда плотность плазмы превосходит $8 \cdot 10^{19} \text{ см}^3$. Кроме того, сравнение плотности ионного тока с током эмиссии подтвердило правомерность пренебрежения током эмиссии в формуле (5) при плотности плазмы меньшей $3 \cdot 10^{20} \text{ см}^3$. Отметим, что этот диапазон плотностей пристеночной плазмы характерен для многих экспериментов по лазерной абляции металлов.

Таким образом, проведенные оценки позволили определить условия, при которых большая часть потока испаренных атомов экранируется слоем Ленгмюра. Однако следует отметить, что масса пристеночной плазмы и скорость эрозии материала стенки за счет испарения определяются не только долей потока испаренных атомов, достигшего границы плазмы, но и интенсивностью обратного потока ионов из плазмы. Соответственно близость коэффициента K_{sc} к единице является необходимым, но не единственным условием для определения важности учета эффекта экранирования потока испаренных атомов; требуется также, чтобы поток испаренных атомов был сравним с потоком ионов из плазмы.

Оценим соотношение этих потоков для условий экспериментов по лазерной абляции металлов. Поток испаренных атомов равен $\Gamma_a = n_w D$, где n_w — плотность расплава на поверхности стенки, а D — скорость фронта плоской волны испарения, распространяющейся внутрь расплава. Как показано в [8], при лазерной абляции металлов эта скорость пропорциональна плотности потока энергии лазерного пучка q равна $D \approx 5 \cdot 10^{-8} q$, где $[q] = \text{GW}/\text{cm}^2$. При проведении сравнения потока атомов с потоком ионов на стенку, определяемым по формуле (3), нами учтено, что в соответствии с результатами работы [9] плотность ионов на границе плазмы также пропорциональна параметру q и может быть записана в виде $n_{pl} \approx q n_w / 20$. Из полученных формул следует, что потоки атомов и ионов сравнимы, если температура электронов вблизи стенки составляет несколько электрон-вольт, что типично для экспериментов по лазерной абляции металлов.

Таким образом, результаты исследований, проведенных в данной работе, указывают на необходимость учета эффекта экранирования потока испаренных атомов слоем Ленгмюра во многих случаях, в частности при моделировании процессов динамики лазерного факела.

В.М. Кожевин благодарит за поддержку Министерство образования и науки РФ, субсидия 14.613.21.0014, уникальный идентификатор проекта RFMEFI61314X0014.

Список литературы

- [1] *Hassanein A.* // *Probl. Atom. Sci. Technol.* 2006. V. S6 (12). P. 130–134.
- [2] *Blank D.H.A., Dekkers M.* et al. // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2014. V. 47. P. 034006.

- [3] Рожанский В.А. Теория плазмы: Учебное пособие. СПб.: Лань, 2012. 320 с.
- [4] Crowell C.R. // Solid-State Electron. 1965. V. 8 (4). P. 395–399.
- [5] Orloff J. // Handbook of Charged Particle Optics. CRC Press, 2008.
- [6] Bellis Isak L. // Laser Part. Beams. 2007. V. 25. P. 53–63.
- [7] Maskeown S.S. // Phys. Rev. 1929. V. 34. P. 611–614.
- [8] Анисимов С.И., Трибельский М.И., Эпельбаум Я.Г. // ЖЭТФ. 1980. Т. 78. В. 4. С. 1597–1605.
- [9] Анисимов С.И. // ЖЭТФ. 1968. Т. 54. С. 339–342.