

06;13

Влияние вторичной эмиссии электронов на зарядку капель расплавов металлов в электронном потоке

© В.М. Кожевин, М.В. Горохов, Д.А. Явсин, С.А. Гуревич

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург

E-mail: vmk@pltec.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 30 мая 2013 г.

Проводится анализ процесса зарядки капель расплавов металлов в потоке электронов до порога Рэлея. Показано, что выбор энергетического спектра используемого электронного потока определяется прежде всего вторичной эмиссией электронов. Сформулированы требования к параметрам потока электронов, при выполнении которых осуществляется эффективная зарядка капель расплава металла и не происходит перегрева капель, приводящего к их разряжению вследствие термоэлектронной эмиссии.

Растущий интерес к получению материалов для новых практических применений стимулирует проведение работ по разработке новых технологий их получения. В частности, интенсивно разрабатываются новые технологии для создания аморфных металлов (металлических стекол), обладающих высокой коррозионной стойкостью, прочностью и каталитической активностью. При этом в настоящее время лишь малая часть металлических материалов может быть переведена в аморфное состояние, поскольку для аморфизации металлов требуется очень быстрое охлаждение их расплавов. Например, для перевода меди в аморфное состояние скорость охлаждения объемного расплава должна превышать 10^{13} K/s, что невозможно осуществить при использовании традиционных технологий.

Ситуация коренным образом изменяется в случае, когда металлические покрытия формируются из капель нанометрового размера. В этом случае требуемая скорость охлаждения снижается до 10^8 K/s. Необходимым условием получения аморфных металлических наночастиц является дробление расплавов до наночапель, которое, в свою очередь, может быть осуществлено лишь в случае зарядки капель расплавов до предела неустойчивости, называемого пределом Рэлея. Процессы зарядки и

дробления капель расплава металлов были реализованы в специальных режимах абляции металлических мишеней импульсно-периодическим лазером с большой скважностью [1]. Как показали исследования, полученные металлические наноструктурированные покрытия обладают уникальными физико-химическими свойствами [2]. Однако применение этих покрытий для практических целей сдерживается недостаточно высокой производительностью разработанного метода. В то же время имеется возможность существенно повысить производительность формирования наночастиц при использовании технологии, в которой дробление расплавов металла до наночапель происходит в непрерывном режиме. Так, например, в работе [3] показано, что этот процесс можно реализовать при зарядке микрокапель расплавов до предела Рэлея в стационарном потоке электронов.

Анализ основных эффектов, определяющих эффективность деления капель, непрерывно заряжаемых в потоке электронов, был проведен в работе [4]. Результаты этого анализа позволяют сформулировать основные требования к параметрам потока электронов, используемого для зарядки, деформации и деления капель. Однако эти требования являются завышенными как с точки зрения выбора материала наночастиц, так и при определении необходимых параметров потока электронов. Появление дополнительных ограничений связано с тем, что в работе [4] рассматривался процесс зарядки капель лишь в потоке моноэнергетических электронов. В таком потоке коэффициент вторичной эмиссии электронов σ , который существенно зависит от типа материала и энергии электронов [5], всегда должен быть меньше единицы. В то же время отказ от требования моноэнергетичности потока электронов позволяет ослабить эти ограничения.

Рассмотрим основные особенности зарядки капель в потоке электронов с широким распределением по энергии. Типичная зависимость коэффициента вторичной эмиссии от энергии падающих электронов для металлов схематически приведена на рис. 1 штрихпунктирной кривой. Эта зависимость для большинства материалов хорошо описывается набором параметров σ_m , ε_m , ε_1 , ε_2 (рис. 1). Величины этих параметров для ряда металлов приведены в таблице. Как видно из этой таблицы, для большого числа металлов при энергии первичных электронов от $\varepsilon_1 \approx 0.1-0.2 \text{ keV}$ до $\varepsilon_2 \approx 1-5 \text{ keV}$ коэффициент вторичной эмиссии σ превосходит единицу. Соответственно при использовании моноэнергетических пучков электронов с энергией в интервале $\varepsilon_1 < \varepsilon < \varepsilon_2$

Основные параметры, описывающие зависимость коэффициента вторичной эмиссии электронов от энергии первичных электронов

Металл	σ_m	$\varepsilon_m, \text{keV}$	$\varepsilon_1, \text{keV}$	$\varepsilon_2, \text{keV}$
Co	0.55	0.2	—	—
Al	0.88	0.35	—	—
Fe	1.3	0.4	0.15	1.2
Ni	1.3	0.65	0.2	2.2
Cu	1.3	0.8	0.2	2.8
Ag	1.45	0.9	0.15	4.2
Pd	1.75	0.6	0.15	3.2
Au	1.8	1.0	0.15	5.2
Pt	1.8	1.0	0.15	5.7

капли заряжаются положительно. Отметим, что при положительной зарядке капля их потенциал не превышает 100 V, поскольку при более высоком потенциале вторичные электроны, энергия которых обычно не превосходит 100 eV, тормозятся и возвращаются на каплю [6]. В то же время величина потенциала капля, заряженных до предела Рэля $U_k = Q_R/4\pi\varepsilon_0 R_d = 2(\alpha r/\varepsilon_0)^{1/2} \approx 1 \text{ kV}$ (здесь ε_0 — вакуумная постоянная, α — поверхностное натяжение расплава металла, R — радиус капля), например для капля микронного размера, составляет $\approx 1 \text{ kV}$, что существенно больше максимального потенциала положительно заряженных капля. Таким образом, если капли микронного размера заряжаются положительно, их деление невозможно.

При остальных значениях энергии падающих электронов, а именно при $\varepsilon < \varepsilon_1$ и $\varepsilon > \varepsilon_2$, коэффициент вторичной эмиссии становится меньше единицы и капля заряжается отрицательно. Оценку возможности сообщения каплям отрицательного заряда следует проводить с учетом того, что энергия электронов, осаждаемых на капли, заряженные до потенциала U , снижается на величину eU и торможение электронов в потенциале капля изменяет величину коэффициента вторичной эмиссии. Схематически это показано на рис. 1, где демонстрируется, что увеличение потенциала капля U эквивалентно сдвигу кривой коэффициента вторичной эмиссии вправо на eU , т.е. переходу от кривой $\sigma(\varepsilon)$ к кривой $\sigma(\varepsilon, U)$ при сохранении величины энергии падающих электронов.

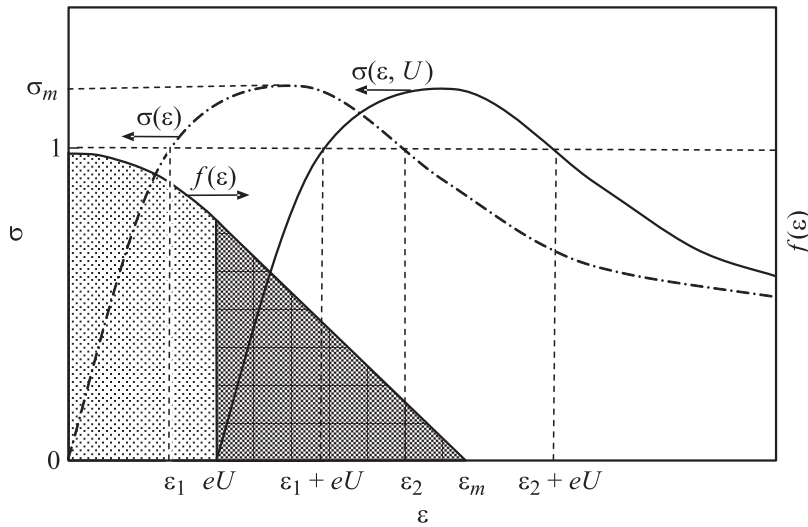


Рис. 1. Зависимость коэффициента вторичной эмиссии электронов от энергии первичных электронов и схема зарядки капле пучком электронов с параболическим распределением по энергии.

Как видно из рис. 1, коэффициент вторичной эмиссии для моноэнергетических пучков может быть меньше единицы в двух случаях. В первом случае система неравенств $eU < \epsilon < eU + \epsilon_1$ должна выполняться при заданной энергии ϵ во всем диапазоне изменения потенциала от нуля до U_R . Однако это невозможно, поскольку при $R > 0.1 \mu\text{m}$ потенциал U_R превосходит ϵ_1/e (см. таблицу).

Во втором случае должно удовлетворяться неравенство $\epsilon > eU + \epsilon_2$ и, как видно из рис. 1, при энергии электронов в пучке, превосходящей $\epsilon^{\text{min}} = \epsilon_2 + eU$, может быть осуществлена зарядка капель до предела Рэля. В этом случае все электроны достигают поверхности капель, что приводит к резкому возрастанию теплового потока на каплю [4], и использование моноэнергетических пучков электронов может привести к перегреву капель, сопровождающемуся резким возрастанием термоэлектронной эмиссии, и к остановке процесса деления капель вследствие их разрядки.

Альтернативный режим зарядки капель с существенно меньшим потоком энергии на поверхность капли может быть реализован при помещении их в поток электронов с низкой средней энергией, но с широким энергетическим спектром. Основное требование, предъявляемое к виду энергетического спектра, состоит в том, что при любом значении потенциала капли, меньшем U_R , число падающих электронов с $\sigma < 1$ должно превосходить число падающих электронов с $\sigma > 1$. Рассмотрим условия выполнения этого требования в частном случае параболического распределения электронов по энергии, приведенного на рис. 1. Функция распределения электронов по энергии описывается в этом случае выражением $f(\varepsilon) \propto (1 - \varepsilon^2/\varepsilon_{cm}^2)$. Отметим, что из-за торможения электронов в потенциале заряженной капли лишь часть из них достигает поверхности капли (на рис. 1 доля этих электронов обозначена более темной штриховкой). Учитывая, что максимальная энергия электронов для этого распределения равна ε_{cm} , запишем средний коэффициент вторичной эмиссии в виде $\bar{\sigma} = \int_{eU}^{\varepsilon_{cm}} \sigma(\varepsilon - eU) f(\varepsilon) d\varepsilon / \int_{eU}^{\varepsilon_{cm}} f(\varepsilon) d\varepsilon$. Аппроксимируя зависимость коэффициента вторичной эмиссии от энергии функцией $\sigma(\varepsilon) = \sigma_m (1 - (1 - \varepsilon/\varepsilon_m)^2)$, после интегрирования получаем, что

$$\begin{aligned} \bar{\sigma}(u, \theta_m) \approx \sigma_m \left\{ (1-u) [1 - (1 + \theta_m u)^2] + \theta_m (1-u^2)(1 + \theta_m u) \right. \\ \left. + \frac{(1-u^3)}{3} [(1 + \theta_m u)^2 - 1 - \theta_m^2] - \theta_m \frac{(1-u^4)}{2} (1 + \theta_m u) \right. \\ \left. + \theta_m^2 \frac{(1-u^5)}{5} \right\} / \left[1 - u - \frac{1-u^3}{3} \right], \end{aligned} \quad (1)$$

где $u = eU/\varepsilon_{cm}$, а $\theta_m = \varepsilon_{cm}/\varepsilon_m$. Отметим, что параметр θ_m есть отношение максимальной энергии электронов к энергии, при которой $\sigma = \sigma_m$.

Из (1) легко получить, что при параболическом распределении электронов по энергии интегральный коэффициент вторичной эмиссии максимален в начальный момент зарядки капель, когда $u \rightarrow 0$, и равен

$$\bar{\sigma}(0, \theta_m) = \sigma_m (0.75 \theta_m - 0.2 \theta_m^2). \quad (2)$$

На рис. 2 показаны зависимости $\bar{\sigma}(0, \theta_m)$ для металлов, представленных в таблице, за исключением Co и Al, у которых коэффициент вторичной эмиссии меньше единицы для всех энергий и интегральный

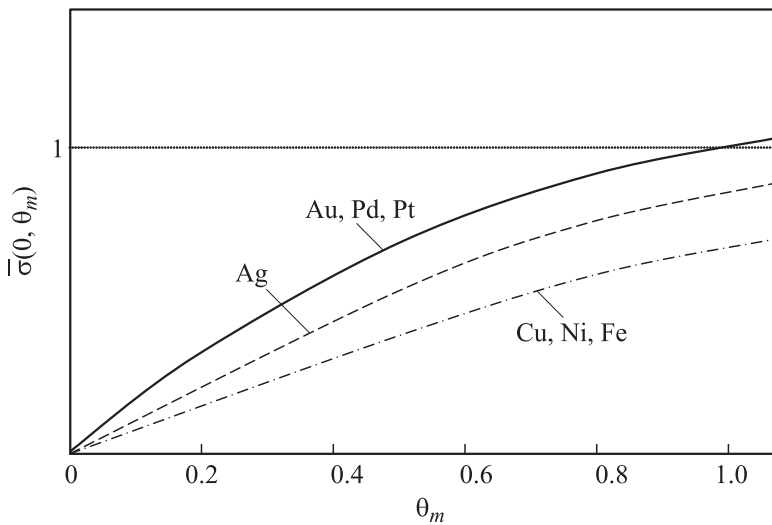


Рис. 2. Зависимость максимального значения интегрального коэффициента вторичной эмиссии от параметра $\theta_m = \epsilon_{cm}/\epsilon_m$.

коэффициент $\bar{\sigma}$ заведомо меньше единицы. Как видно из рис. 2, у большинства металлов даже максимальная величина интегрального коэффициента, реализующаяся при зарядке нейтральных капель, не превышает единицу. При всех потенциалах капель этих материалов, средний по энергии коэффициент вторичной эмиссии меньше единицы. Исключение составляют лишь металлы с максимальной величиной σ_m , такие как Au, Pd и Pt, у которых $\bar{\sigma}(0, \theta_m)$ превышает единицу при выполнении условия $\theta_m \geq 1$. Поэтому для этой группы металлов важно понять, при каких значениях u коэффициент $\bar{\sigma}(u, \theta_m)$ превышает единицу.

На рис. 3 представлены зависимости $\bar{\sigma}(u, \theta_m)$ для Au, Pd и Pt при трех фиксированных значениях θ_m из этого интервала. Из анализа этих зависимостей получаем, что условие $\bar{\sigma}(u, \theta_m) > 1$ реализуется только в начальной стадии зарядки капель (при $u < 0.3$). Поскольку условие $\bar{\sigma} > 1$ выполняется лишь на коротком начальном участке зарядки капель, то проблема может быть решена за счет использования дополнительного блока их предварительной зарядки, в котором энергия

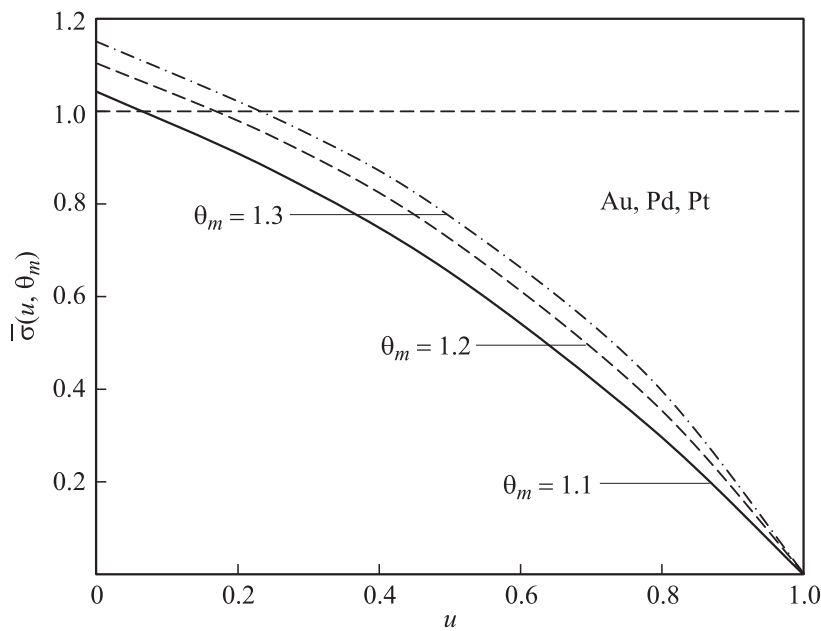


Рис. 3. Зависимости $\bar{\sigma}(u, \theta_m)$ для Au, Pd и Pt при трех фиксированных значениях θ_m .

электронов существенно меньше eU_R и соответственно меньше ε_m . Если параметры этого блока выбраны так, что при прохождении через него капли заряжаются до потенциала $U \approx U_R/3$, то, как видно из рис. 3, их дальнейшая зарядка в блоке деления проходит при выполнении условия $\bar{\sigma}(u, \theta_m) < 1$.

Таким образом, переход от моноэнергетических пучков к потокам с параболическим распределением электронов по энергии позволяет так организовать процесс зарядки капель всех рассматриваемых в данной работе металлов, что вторичная эмиссия электронов с капли всегда будет меньше потока электронов на каплю.

Важно также, что нагрев капель в этом режиме гораздо менее интенсивен, чем при использовании моноэнергетического пучка электронов. Снижение теплового потока на каплю происходит по двум причинам. Во-первых, средняя энергия электронов, падающих на каплю в потоке с

параболическим распределением электронов по энергии, существенно меньше 1 keV. Во-вторых, при повышении потенциала капля лишь малая доля электронов достигает их поверхности, а у тех электронов, которые осаждаются на каплю, энергия существенно меньше 1 keV, поскольку она снижается на величину eU .

Данная работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ (ГК № 16.513.11.3137).

Список литературы

- [1] *Kozhevina V.M., Yavsin D.A., Kouznetsov V.M., Busov V.M., Mikushkin V.M., Nikonov S.Yu., Gurevich S.A.* // *J. Vac. Sci. Techn.* В. 2000. V. 18. N 3. P 1402.
- [2] *Ростовицкова Т.Н., Смирнов В.В., Кожевин В.М., Явсин Д.А., Гуревич С.А.* // *Российские нанотехнологии.* 2007. Т. 2. N 1. С. 29–42.
- [3] *Горохов М.В., Кожевин В.М., Явсин Д.А., Анкудинов А.В., Ситникова А.А., Гуревич С.А.* // *ЖТФ.* 2012. Т. 82. В. 6. С. 135–140.
- [4] *Кожевин В.М., Горохов М. В., Явсин Д.А., Гуревич С.А.* // *Письма в ЖТФ.* 2013. Т. 39. В. 3. С. 18–25.
- [5] *Фоменко В.С.* Эмиссионные свойства материалов. К.: Наукова думка, 1981. 338 с.
- [6] *Бизюков А.А., Ромащенко Е.В., Серeda К.Н., Чибисов А.Д.* // *Физика плазмы.* 2009. Т. 35. № 6. С. 547–550.