

В настоящее время рассчитанные ЭОС проходят конструкторскую разработку и будут изготавливаться в Лаборатории экспериментальной физики СПб. ГТУ. Габаритные размеры ЭОС вместе с детектором Мотта выбраны так, чтобы их можно было разместить в типовой вакуумной камере диаметром  $\sim 250$  мм (например, УСУ-4 на фланце ДУ 200).

### Список литературы

- [1] *Dunning F.V., Gray L.G., Ratliff J.M. et al. // Rev. Sci. Instr. 1987. Vol. 58. N 9. P. 1706-1708.*
- [2] *Кесслер И. Поляризованные электроны. М.: Мир, 1988.*
- [3] *Зырянов Г.К. Эмиссия поляризованных электронов. Л., 1991.*
- [4] *Овсянникова Л.П., Пасовец С.В., Фишкова Т.Я. // ЖТФ. 1992. Т. 62. Вып. 12. С. 161-166.*

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе  
Санкт-Петербург  
С.-Петербургский государственный  
технический университет

Поступило в Редакцию  
28 декабря 1992 г.

03:07  
© 1993 г.

*Журнал технической физики, т. 63, в. 9, 1993*

## ИСПАРЕНИЕ КАПЛИ ЖИДКОГО МЕТАЛЛА ПОД ДЕЙСТВИЕМ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

*С.В. Божожкин, Е.А. Тараканов*

Процессы нагрева и испарения капель под действием падающего на них электромагнитного излучения посвящен целый ряд работ [1-6]. Обычно процесс испарения капли рассматривается в два этапа [3]. На первом этапе находится время нагревания капли до некоторой конечной температуры, после достижения которой изменение температуры поверхности капли практически прекращается. На втором этапе находится соответствующее время испарения частицы, в течение которого вся поглощаемая энергия электромагнитного излучения идет на испарение.

Целью данной работы является получение соотношений, позволяющих определить конечную температуру капли, время нагревания капли до этой температуры, а также время испарения капли в зависимости от интенсивности падающего излучения.

Для простоты рассмотрим процесс испарения металлической капли ртути в вакуум под действием падающего на нее электромагнитного излучения частоты  $\nu \sim 10^9$  Гц и интенсивностью  $I \leq 10^4$  Вт/см<sup>2</sup>. Диффузному режиму испарения капли, когда вблизи поверхности капли существенную роль играет пограничный слой, содержащий частицы окружающего каплю газа и пара, посвящены работы [7-9]. Рассмотрим поглощение электромагнитных волн ртутью. Если падающее на ртуть электромагнитное излучение имеет частоту  $\nu = 5 \cdot 10^9$  Гц,  $\omega = 2\pi\nu$  — круговая частота, то в таком частотном диапазоне  $\omega\tau \ll 1$ , поэтому для коэффициента поглощения электромагнитного излучения  $K_a$  справедлива формула Хагена-Рубенса [10], где  $\tau$  — транспортное время релаксации, связанное с проводимостью  $\sigma$  соотношением  $\sigma = e^2 n \tau / m_e$ ,  $n$  — концентрация

электронов,  $\omega_p$  — плазменная частота. Подставляя параметры ртути [11], получим, что для таких частот коэффициент поглощения излучения  $K_a \sim 1.46 \cdot 10^{-3}$ .

Точное решение математической задачи о нагреве шара постоянным источником тепла при граничных условиях второго рода приведено в [12]. Анализируя соответствующее решение, можно сделать вывод о том, что температура поверхности шара, за исключением случая малых времен, растет линейно со временем, поэтому систему уравнений, описывающих нагрев и испарение капли в приближении однородной по объему температуры, имеет вид

$$\frac{4\pi}{3} \rho_0 c_0 R^3 \frac{dT}{dt} = 4\pi R^2 I K_a - 4\pi R^2 L [J(T) - J(T_0)], \quad (1)$$

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{4\pi}{3} R^3 \rho_0 \right) = -4\pi R^2 M [J(T) - J(T_0)]. \quad (2)$$

Здесь  $T$  — температура поверхности,  $R$  — радиус капли, которые в момент времени  $t = 0$  равны своим начальным значениям  $R(0) = R_0$ ,  $T(0) = T_0$ ;  $\rho_0$  и  $c_0$  — плотность и теплоемкость жидкой ртути;  $I$  — интенсивность падающего излучения;  $K_a$  — коэффициент поглощения;  $L$  — скрытая теплота парообразования в расчете на один атом;  $M$  — масса атома ртути;  $J(T)$  — поток частиц с поверхности капли.

При решении данной задачи мы пренебрегаем тепловым излучением капли, а также кинетической энергией частиц газовой фазы по сравнению с энергией связи частиц  $L$  в конденсированном состоянии  $k_0 T \ll L$ , где  $k_0$  — постоянная Больцмана. Поскольку мы рассматриваем испарение капли в вакуум, то поток частиц с поверхности определяется давлением насыщающих паров (коэффициент испарения для прототы равен единице)

$$J(T) = \frac{1}{4} \sqrt{\frac{8k_0 T}{\pi M}} \frac{p_0}{k_0 T} \exp \left[ -\frac{L}{k_0 T} \left( 1 - \frac{T}{T_b} \right) \right], \quad (3)$$

где  $p(0)$  — атмосферное давление,  $T_b$  — температура кипения ртути.

Конечная температура нагрева капли  $T = T_c$ , при которой устанавливается стационарное значение температуры ( $dt/dt = 0$ ), определяется из решения трансцендентного уравнения (1) и в пределе  $k_0 T_c \ll L$  имеет вид

$$\frac{L}{k_0 T_c} = \left[ 1 + \frac{\ln \left( \ln \left( \frac{1}{\varepsilon} \right) \right)}{2 \ln \left( \frac{1}{\varepsilon} \right) - 1} \right] \ln \left( \frac{1}{\varepsilon} \right), \quad (4)$$

где величина  $\varepsilon \ll 1$  при заданной интенсивности падающего излучения  $I$  определяется выражением

$$\varepsilon = \left( 1 + \frac{I K_n}{L J(T_0)} \right) \cdot \sqrt{\frac{L}{k_0 T_0}} \exp \left( -\frac{L}{k_0 T_0} \right). \quad (5)$$

Относительная погрешность корней по формуле (5) по сравнению с точным решением трансцендентного уравнения (1) при  $dT/dt = 0$  не превышает величины 0.05%.

Подставляя соответствующие параметры ртути  $T_b = 630.16$  К,  $M = 3.33 \cdot 10^{-22}$  г,  $L = 0.634$  эВ,  $T_0 = 300$  К,  $K_a = 1.64 \cdot 10^{-3}$ ,  $LJ(T_0) = 2.9 \cdot 10^{-2}$  Вт/см<sup>2</sup>, получаем, что для интенсивности падающего излучения  $I = 10^n$  Вт/см<sup>2</sup>, где показатель  $n = 1, 2, 3, 4, 5$ , конечные температуры нагрева капли  $T_c$  соответственно равны 305.15, 324.22, 358.87, 405.23, 466.06 К.

Для численного решения системы дифференциальных уравнений (1,2) удобно ввести безразмерное время  $\tau = t/t_0$ , где величина  $t_0 = \rho_0 c_0 R_0 T_c / 3(IK_a + LJ(T_0))$ . Численный анализ решения уравнений (1), (2) в шкале таких безразмерных времен  $\tau$  показывает, что нагрев капли до конечной температуры  $T_c$  представляет собой быстрый процесс, протекающий за времена  $\tau \ll 1$ , причем радиус капли  $R$  меняется за это время лишь на величину, меньшую, чем 4%, после чего начинается медленный процесс испарения капли, при котором радиус капли уменьшается со временем по линейному закону. Для времени испарения капли  $t_v$ , при котором  $R(t_v) = 0$ , справедливо выражение

$$t_v = \frac{\rho_0 R_0 L}{M [IK_n + LJ(T_0)]} \left\{ 1 - \sqrt{\frac{T_c}{T_0}} \exp \left[ -\frac{L}{k_0 T_c} \left( \frac{T_c}{T_0} - 1 \right) \right] \right\}. \quad (6)$$

Подставляя параметры капли ртути, имеющей начальный радиус  $R_0 = 0.2$  см, плотность  $\rho_0 = 13.6$  г/см<sup>3</sup>, получаем, что при мощности электромагнитного излучения  $I = 10^3$  Вт/см<sup>2</sup> такая капля испарится за время  $t_v = 569$  с.

Таким образом, зная мощность падающего излучения  $I$ , по формулам (4), (5) можно определить конечную температуру нагрева капли  $T_c$ , которая дает возможность определить время испарения капли  $t_v$  по формуле (6).

#### Список литературы

- [1] Ивановский М.Н., Сорокин В.П., Субботин В.И. Испарение и конденсация металлов. М.: Атомиздат, 1976.
- [2] Анисимов С.И., Имас Я.А., Романов Г.С., Ходько Ю.В. Действие излучения большой мощности на металлы. М.: Наука, 1970.
- [3] Попова Л.В., Сутугин А.Г. // Физика и химия обраб. матер. 1985. № 3. С. 17–20.
- [4] Астафьева Л.Г., Пришивалко А.П., Лейко С.Т. // Физика и химия обраб. матер. 1991. № 2. С. 64–69.
- [5] Углов А.А., Гнедовец А.Г. // Физика и химия обраб. матер. 1988. № 2. С. 28–36.
- [6] Гольберг С.М., Трибельский М.И. // ЖТФ. 1985. Т. 55. № 5. С. 848–857.
- [7] Пустовалов В.К. // ИЖФ. 1986. Т. 50. № 5. С. 718–724.
- [8] Кузнецов П.В., Курочкин В.И. // ЖТФ. 1987. Т. 57. № 3. С. 556–559.
- [9] Баженов В.В., Бонч-Бруевич А.М., Бузькин О.Г. и др. // ЖТФ. 1987. Т. 57. Вып. 2. С. 279–285.
- [10] Займан Дж. Принципы теории твердого тела. М.: Мир, 1974.
- [11] Вуклович М.П., Иванов А.И., Фокин Л.Р., Яковлев А.Т. Теплофизические свойства ртути. М.: Изд-во стандартов, 1971. № 5.
- [12] Лыков А.В. Теория теплопроводности. М.: Высшая школа, 1967.