

ТЕМПЕРАТУРНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ НА КАТОДНОМ ЭМИТТЕРЕ ПРИ ФОРМИРОВАНИИ ВЫСОКОЧАСТОТНОЙ ВАКУУМНОЙ ДУГИ

А.В. Недоля, Е.И. Пиваев, И.Н. Титов

Запорожский национальный университет

Украина

Поступила 22.10.2009

Предложена модель тепловых процессов на катодном эмиттере с учетом зависимости теплопроводности от температуры, которая позволяет рассчитать распределение температурного поля, учитывая размер самого эмиттера и время протекания тока. Модель позволяет изучить характер влияния эффекта Ноттингама на тепловые процессы на катодном острие и определить оптимальные режимы катодно-дугового осаждения для данных материалов.

Ключевые слова: вакуумная дуга, катодный эмиттер, нелинейная теплопроводность, эффект Ноттингама.

Запропонована модель теплових процесів у катодному емітері з урахуванням залежності теплопровідності від температури, яка дозволяє визначити розподіл температурного поля, враховуючи розмір самого емітера і час протікання струму. Модель дозволяє вивчити характер впливу ефекту Ноттінгама на теплові процеси на катодному вістрі та визначити оптимальні режими катодно-дугового осадження для вибраних матеріалів.

Ключові слова: вакуумна дуга, катодний емітер, нелинейная теплопроводность, эффект Ноттінгама.

The model of thermal processes in the cathode emitter, which is offered, considers dependence of heat conductivity on temperature and allows calculating distribution of a temperature field, considering the size of the emitter and time of current generation. The model allows to study behaviour of influence of Nottingham effect on thermal processes on cathode an edge and to reveal optimum modes of cathode-arc deposition for the several materials.

Keywords: vacuum arc, cathode emitter, nonlinear heat conductivity, effect of Nottingham.

ВВЕДЕНИЕ

При исследовании катодных процессов, значительный прогресс достигнут в установлении природы дугового разряда, механизмов его функционирования и параметров, которые влияют на характер его протекания. Процессы на катоде при возникновении вакуумной дуги играют основную роль в функционировании дугового разряда [1].

Существующие модели, которые описывают тепловые процессы на катоде [2 – 7], не в полной мере соответствуют полученным экспериментальным результатам. Одной из проблем, требующей решения, является создание модели, которая учитывала бы распределение температуры на катоде при возникновении вакуумной дуги и в явном бы виде учитывала зависимость теплопроводности и теплоемкости от температуры для разных материалов катода. Это позволило бы оптимизировать технологические параметры для получения потоков плазмы с наперед заданными характеристиками, что, в свою очередь, влияет на свойства наносимых покрытий. Не-

согласованность экспериментальных данных с существующими моделями, может быть вызвано тем фактом, что зависимость коэффициента теплопроводности и теплоемкости от температуры не учитывается. В то же время учет зависимостей $\lambda(T)$ и $c(T)$ значительно усложняет поиск аналитического решения задачи теплопроводности, которая становится нелинейной.

Поэтому, целью работы является разработка такой модели распределения температурного поля на катоде из различных металлов, которая бы в явном виде учитывала зависимость теплоемкости и коэффициента теплопроводности от температуры, а также влияние эффекта Ноттингама на тепловой баланс эмиттера в процессе его разогрева.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Для многих металлов зависимость теплоемкости и коэффициента теплопроводности от температуры можно представить в виде следующих линейных уравнений

$$C(T) = C_0(1 + \alpha T), \quad \lambda(T) = \lambda_0(1 + \beta T). \quad (1)$$

С учетом (1) задача о распределении температурного поля в эмиттере описывается нелинейным уравнением теплопроводности:

$$\rho C_0(1 + \alpha T) \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda_0(1 + \beta T) \frac{\partial T}{\partial z} \right) + j_0^2 \kappa_0 T \left(\frac{T_e}{\sin T_e} \right)^2, \quad (2)$$

где j_0 – плотность автоэлектронного тока с ка-тода, ρ – плотность материала эмиттера, T_e – температура эмиссионной границы, $\kappa = \kappa_0 T$ – удельное сопротивление, изменяющееся по линейному закону.

Уравнение теплопроводности (2) необходимо дополнить граничными условиями: у основания эмиттера

$$\lambda_0(1 + \beta T(0, t)) \frac{\partial T(0, t)}{\partial z} = \quad (3)$$

$$= -\frac{2k}{e} j_0 \left(\frac{(\pi/2)(T_e/T^*)}{\sin((\pi/2)(T_e/T^*))} \right) \cos \left(\frac{\pi T_e}{2 T^*} \right);$$

на конце эмиттера

$$T(H, t) = T_0; \quad (4)$$

и начальным условием

$$T(z, 0) = T_0; \quad (5)$$

где k – постоянная Больцмана, e – заряд электрона, H – высота эмиттера, T^* – температура инверсии [5].

Температура инверсии определяется соотношением:

$$T^* = 5,67 \cdot 10^{-5} \frac{E}{\sqrt{\phi}}, \quad (6)$$

где E – напряженность электрического поля вблизи вершины острия (В/см), ϕ – работа выхода (эВ).

Граничное условие (3) на эмиссионной поверхности обусловлено тем, что средняя энергия электронов проводимости может отличаться от энергии, которую уносят эмитирующие электроны. Это обстоятельство вместе с Джоулевым источником тепла может приводить к дополнительному разогреву или охлаждению катода. Впервые на важность этого эффекта обратил внимание Ноттингам [8]. Поэтому соотношение (6) и граничное условие (3) являются аналитической записью эффекта Ноттингама.

РАСЧЕТЫ В РАМКАХ ПРЕДЛОЖЕННОЙ МОДЕЛИ

Введем безразмерные величины: время

$$\tau = \frac{j_0^2 \kappa_0}{\rho C_0} t; \quad \text{координату } x = j_0 \sqrt{\frac{\kappa_0}{\lambda_0}} z; \quad \text{темпе-}$$

ратуру $\tilde{T} = \frac{\pi T}{2 T^*}$; температуру эмиттера

$$\tilde{T}_e = \frac{\pi T_e}{2 T^*}; \quad \text{начальную температуру } \tilde{T}_0 = \frac{\pi T_0}{2 T^*};$$

высоту эмиттера $\tilde{H} = H \cdot j_0 \sqrt{\frac{\kappa_0}{\lambda_0}}$. Тогда постановка задачи примет вид:

$$(1 + \tilde{\alpha} \tilde{T}) \frac{\partial \tilde{T}}{\partial \tau} = \frac{\partial}{\partial x} \left[(1 + \tilde{\beta} \tilde{T}) \frac{\partial \tilde{T}}{\partial x} \right] + \tilde{T} \left(\frac{\tilde{T}_e}{\sin \tilde{T}_e} \right)^2; \quad (7)$$

$$(1 + \tilde{\beta} \tilde{T}|_{x=0}) \frac{\partial \tilde{T}}{\partial x} \Big|_{x=0} =$$

$$= -\frac{\pi k}{e \sqrt{\kappa_0 \lambda_0}} \left(\frac{\tilde{T}_e}{\sin \tilde{T}_e} \right)^2 \cos \tilde{T}_e; \quad (8)$$

$$\tilde{T} \Big|_{x=\tilde{H}} = \tilde{T}_0; \quad (9)$$

$$\tilde{T} \Big|_{\tau=0} = \tilde{T}_0, \quad (10)$$

где $\tilde{\alpha} = \frac{2}{\pi} T^* \alpha$; $\tilde{\beta} = \frac{2}{\pi} T^* \beta$. Принимая, что

$\tilde{\alpha} = A \tilde{\beta}$, запишем (7) в следующем виде:

$$\frac{\partial \tilde{T}}{\partial \tau} + A \tilde{\beta} \tilde{T} \frac{\partial \tilde{T}}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \tilde{T}}{\partial x^2} + \tilde{\beta} \tilde{T} \left(\frac{\partial \tilde{T}}{\partial x} \right)^2 + \tilde{\beta} \tilde{T} \frac{\partial^2 \tilde{T}}{\partial x^2} + \tilde{T} \left(\frac{\tilde{T}_e}{\sin \tilde{T}_e} \right)^2. \quad (11)$$

Решение уравнения (11) ищем методом последовательных приближений

$$\tilde{T} = \sum_{n=0}^{\infty} \tilde{\beta}^n \Theta_n \approx \Theta_0 + \tilde{\beta} \Theta_1 + \tilde{\beta}^2 \Theta_2 + \dots, \quad (12)$$

где $\Theta = \tilde{T} - \tilde{T}_0$.

При решении задачи ограничиваемся вторым приближением (учитываем слагаемые $\sim \tilde{\beta}^2$). В нулевом приближении крайняя задача формулируется следующим образом:

$$\frac{\partial \Theta_0}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \Theta_0}{\partial x^2} + \Theta_0 \left(\frac{\tilde{T}_e}{\sin \tilde{T}_e} \right)^2;$$

$$\Theta_0(x, 0) = \Theta_0(\tilde{H}, \tau) = \tilde{T}_0;$$

$$\frac{\partial \Theta_0(0, \tau)}{\partial \tau} = -\frac{\pi k}{e\sqrt{\kappa_0 \lambda_0}} \left(\frac{\tilde{T}_e}{\sin \tilde{T}_e} \right)^2 \cos \tilde{T}_e. \quad (13)$$

В первом приближении краевая задача

имеет вид:
$$\frac{\partial \Theta_1}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \Theta_1}{\partial x^2} + \Theta_1 \left(\frac{\tilde{T}_e}{\sin \tilde{T}_e} \right)^2 -$$

$$- A \Theta_0 \frac{\partial \Theta_0}{\partial \tau} + \Theta_0 \left[\left(\frac{\partial \Theta_0}{\partial x} \right)^2 + \frac{\partial^2 \Theta_0}{\partial x^2} \right];$$

$$\Theta_1(x, 0) = \Theta_1(\tilde{H}, \tau) = 0;$$

$$\frac{\partial \Theta_1(0, \tau)}{\partial x} = -\Theta_0(0, \tau) \frac{\partial \Theta_0(0, \tau)}{\partial x}. \quad (14)$$

Для второго приближения задача имеет

вид:
$$\frac{\partial \Theta_2}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \Theta_2}{\partial x^2} + \Theta_2 \left(\frac{\tilde{T}_e}{\sin \tilde{T}_e} \right)^2 -$$

$$- A \left(\Theta_0 \frac{\partial \Theta_1}{\partial \tau} + \Theta_1 \frac{\partial \Theta_0}{\partial \tau} \right) + \Theta_0 \left(\frac{\partial^2 \Theta_1}{\partial x^2} + 2 \frac{\partial \Theta_0}{\partial x} \frac{\partial \Theta_1}{\partial x} \right) +$$

$$+ \Theta_1 \left(\frac{\partial^2 \Theta_0}{\partial x^2} + \left(\frac{\partial \Theta_1}{\partial x} \right)^2 \right)$$

$$\Theta_2(x, 0) = \Theta_2(\tilde{H}, \tau) = 0;$$

$$\frac{\partial \Theta_2(0, \tau)}{\partial x} = \quad (15)$$

$$= - \left(\Theta_0(0, \tau) \frac{\partial \Theta_1(0, \tau)}{\partial x} + \Theta_1(0, \tau) \frac{\partial \Theta_0(0, \tau)}{\partial x} \right).$$

Решения краевых задач (13) – (15) имеют

вид:
$$\Theta_0(x, \tau) = \tilde{T}_0 + \delta(\tilde{H} - x) +$$

$$+ \left\{ \left(\frac{8\delta\tilde{H}}{\pi^2} - \frac{4\gamma}{\pi} \left(\frac{\tilde{T}_0 + 2\delta\tilde{H}}{\pi} \right) \right) e^{-\left(\frac{\pi^2}{4\tilde{H}^2} - \gamma \right) \tau} + \right.$$

$$\left. + \frac{4\gamma}{\pi} \left(\frac{\tilde{T}_0 + 2\delta\tilde{H}}{\pi} \right) \right\} \cos \frac{\pi x}{2\tilde{H}} +$$

$$\frac{\pi^2}{4\tilde{H}^2 - \gamma}$$

$$+ \left\{ \left(\frac{8\delta\tilde{H}}{9\pi^2} - \frac{4\gamma}{9\pi^2} \left(\frac{-\tilde{T}_0 + 2\delta\tilde{H}}{\pi} \right) \right) e^{-\left(\frac{9\pi^2}{4\tilde{H}^2} - \gamma \right) \tau} + \right.$$

$$\left. + \frac{4\gamma}{3\pi} \left(\frac{-\tilde{T}_0 + 2\delta\tilde{H}}{3\pi} \right) \right\} \cos \frac{3\pi x}{2\tilde{H}},$$

где $\Theta_1(x, \tau) = \delta(\tilde{H} - x)h(\tau);$

$$\Theta_2(x, \tau) = \delta(x - \tilde{H})h(\tau)(\tilde{H}(\tilde{T}_0 + \delta\tilde{H}) + h(\tau)),$$

$$h(\tau) = \tilde{T}_0 + \delta\tilde{H} + \frac{4\gamma}{\pi} \left(\frac{\tilde{T}_0 + 2\delta\tilde{H}}{\pi} \right) \frac{4\gamma}{3\pi} \left(\frac{-\tilde{T}_0 + 2\delta\tilde{H}}{\pi} \right) +$$

$$\frac{\pi^2}{4\tilde{H}^2 - \gamma} + \frac{9\pi^2}{4\tilde{H}^2 - \gamma}$$

$$+ \left\{ \frac{8\delta\tilde{H}}{9\pi^2} - \frac{4\gamma}{9\pi^2} \left(\frac{\tilde{T}_0 + 2\delta\tilde{H}}{\pi} \right) \right\} e^{-\left(\frac{\pi^2}{4\tilde{H}^2} - \gamma \right) \tau} +$$

$$+ \left\{ \frac{8\delta\tilde{H}}{9\pi^2} - \frac{4\gamma}{9\pi^2} \left(\frac{-\tilde{T}_0 + 2\delta\tilde{H}}{3\pi} \right) \right\} e^{-\left(\frac{9\pi^2}{4\tilde{H}^2} - \gamma \right) \tau};$$

$$\gamma = \left(\frac{\tilde{T}_e}{\sin \tilde{T}_e} \right)^2,$$

$$\delta = \frac{\pi k}{e\sqrt{\kappa_0 \lambda_0}} \left(\frac{\tilde{T}_e}{\sin \tilde{T}_e} \right)^2 \cos \tilde{T}_e = \frac{\pi k \gamma}{e\sqrt{\kappa_0 \lambda_0}} \cos \tilde{T}_e.$$

Окончательное решение краевой задачи (7) запишем в виде:

$$T(z, t) = T_0 + \frac{2}{\pi} T^* \cdot (\Theta_0(z, t) + \tilde{\beta} \Theta_1(z, t) + \tilde{\beta}^2 \Theta_2(z, t)).$$

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Для апробации модели были выбраны две группы металлов, которые отличаются характером зависимости теплопроводности от температуры. К первой группе относились металлы (Ti, Zr, Ta), у которых теплопроводность линейно растет с температурой, ко второй группе – металлы (Mo, W), у которых теплопроводность линейно уменьшается с ростом температуры. Результаты расчетов в рамках предложенной модели приведены на рис. 1 – 5.

Детальный анализ температурных распределений для катодных эмиттеров показывает, что вид температурной зависимости разогрева эмиттера от времени протекания тока для Ti имеет постоянный характер на различных расстояниях от основания эмиттера (рис. 1), что указывает на незначительное влияние эффекта Ноттингама на тепловые процессы на титановом катоде. Это связано со сравнительно низкими температурами плавления и испарения Ti и соответственно низкой температурой инверсии и малым вкладом эмитирующих электронов в эти процессы.

Аналогичные расчеты для циркония указывают на слабую линейную зависимость температуры эмиттера от времени протекания тока (рис. 2).

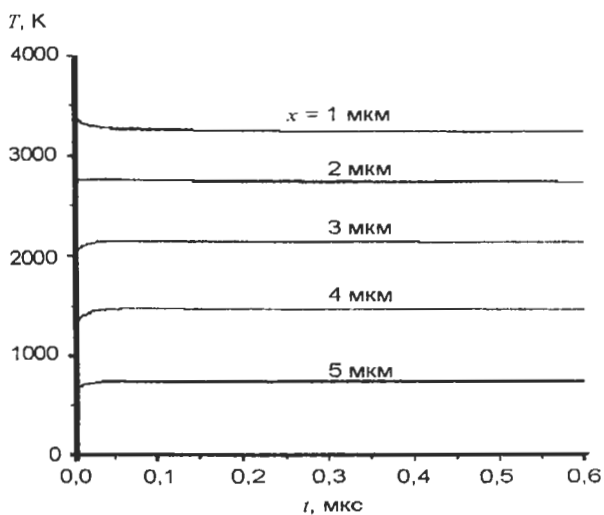


Рис. 1. Динамика разогрева Ti эмиттера на различных расстояниях от его основания.

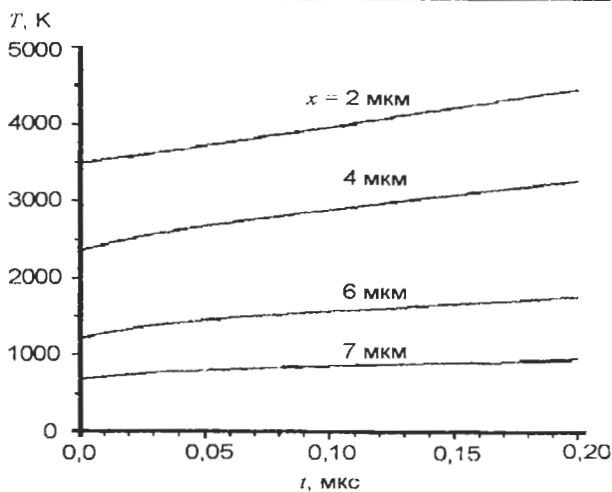


Рис. 2. Динамика разогрева Zr эмиттера на различных расстояниях от его основания.

Рассчитанные данные для Zr имеют промежуточные значения между Ti и Ta, для которого влияние эффекта Ноттингама более значительное (рис. 3).

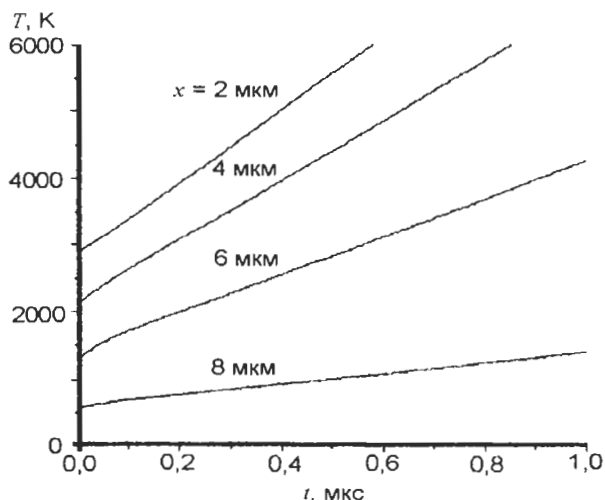


Рис. 3. Динамика разогрева Ta эмиттера на различных расстояниях от его основания.

Температурная зависимость от времени протекания тока на разных расстояниях от основания эмиттера для вольфрамового и молибденового катодов имеет нелинейный характер уже при малых временах; при этом в случае вольфрама эта нелинейность выражена более значительно (рис. 4 – 5).

ВЫВОДЫ

1. Предложена математическая модель, описывающая тепловые процессы в катодном эмиттере и учитывающая линейную зависимость теплоемкости и коэффициента теплопроводности от температуры, влияние эффекта Ноттингама, которая поз-

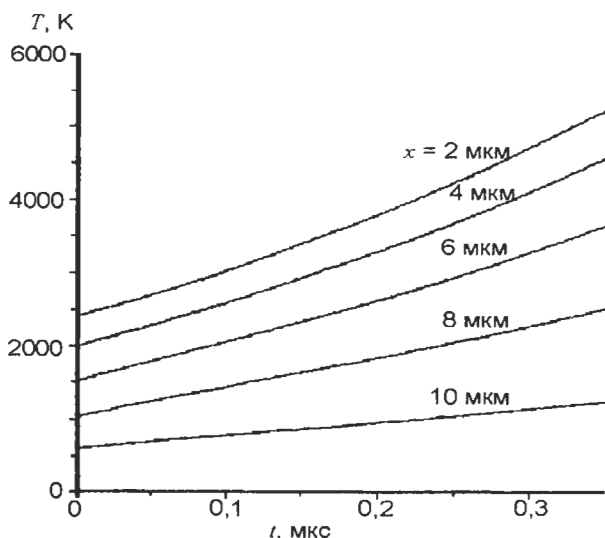


Рис. 4. Динамика разогрева Мо эмиттера на различных расстояниях от его основания.

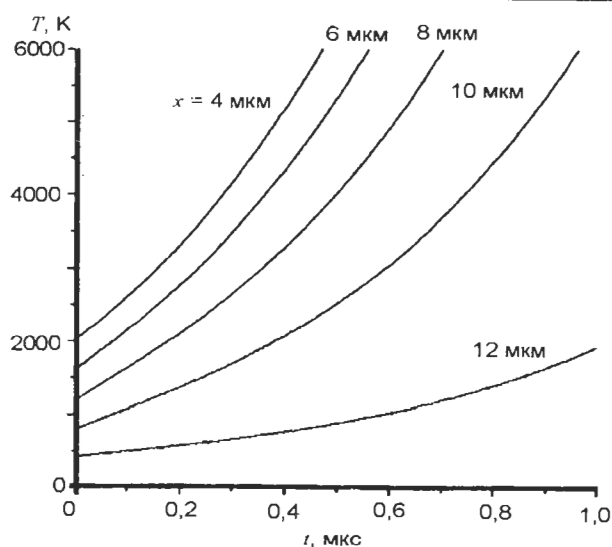


Рис. 5. Динамика разогрева W эмиттера на различных расстояниях от его основания.

воляет рассчитать температурное поле в эмиттере.

2. Рассчитаны температурные поля для металлов, теплопроводность которых линейно возрастает (Ti, Zr, Ta) и линейно убывает (Mo, W) с ростом температуры.
3. Результаты расчетов показывают, что в случае титанового катода температурная зависимость от времени протекания тока на разных расстояниях от основы эмиттера имеет постоянный характер, а в случае циркониевого катода температура слабо возрастает по линейному закону. Что касается танталового катода, то температурная зависимость от времени протекания тока имеет заметно выраженный характер, степень проявления которого уменьшается с увеличением расстояния от основы эмиттера. Такая динамика разогрева эмиттера связана с различным вкладом эффекта Ноттинггама в тепловые процессы на эмиттере вследствие отличия температур плавления и испарения, а также, с количеством эмитируемых электронов для разных металлов.
4. Температурная зависимость на эмиттерах для Mo и W каодов имеет выраженный нелинейный характер уже при малых вре-

менах протекания тока, при этом, в случае вольфрама эта нелинейность более значительна.

5. Модель позволяет оценивать характер влияния эффекта Ноттинггама на тепловые процессы на катодном эмиттере и оптимизировать режимы катодно-дугового осаждения материалов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Месяц Г.А. Экситоны в вакуумном разряде: пробой, искра, дуга. – М.: Наука, 2000. – 424с.
2. Литвинов Е.А., Месяц Г.А., Шубин А.Ф.//Изв. ВУЗов, Физика. – 1970. – № 4. – С. 147-151.
3. Литвинов Е.А., Шубин А.Ф.//Изв. ВУЗов, Физика. – 1974. – № 11. – С. 90-93.
4. Бугаев С.П., Литвинов Е.А., Месяц Г.А., Прокурковский Д.И.//УФН. – 1975. – Т. 115, № 1. – С. 101-120.
5. Бугаев С.П., Литвинов Е.А., Месяц Г.А., Прокурковский Д.И.//УФН. – 1983. – Т. 139, № 2. – С. 265-302.
6. Цыдыпов Б.Д.//Письма в ЖТФ. – 2005. – Т. 31, № 18. – С. 87-92.
7. Кристя В.И.//Поверхность. – 2009. – № 4. – С. 38-40.
8. Nottingham W.B.//Phys. Rev. – 1941. – Vol. 59, No. 11. – P. 907-908.