

04; 11

КИНЕТИКА ИМПУЛЬСНОГО НАГРЕВА ОСТРИЙНЫХ АВТОКАТОДОВ РЕАЛЬНОЙ ГЕОМЕТРИИ ЭМИССИОННЫМ ТОКОМ ВЫСОКОЙ ПЛОТНОСТИ

Д. В. Глазанов, Л. М. Баскин, Г. Н. Фурсей

Теоретически исследована кинетика разогрева острейного аксиально-симметричного автокатаода собственным эмиссионным током с учетом влияния поля температуры на распределение плотности тока и мощности источников тепловыделения. Обнаружено, что в объеме острия вблизи его вершины формируется область повышенной по сравнению со значениями на поверхности температуры. Пространственное распределение температуры при этом близко к сферически-симметричному. Если начальная плотность тока превышает некоторое критическое значение, то температура в объеме эмиттера, эмиссионный ток и мощность объемного тепловыделения лавинообразно растут во времени. Накопление энергии в привершинной области острия в этом случае ведет к его взрывному разрушению. При этом время развития тепловой неустойчивости t_a , которое принималось в качестве времени задержки до взрыва эмиттера, радиус кривизны его вершины r_0 и начальная плотность тока j_0 удовлетворяют соотношению $j_0^2 t_a^3 r_0^4 \approx \text{const}$.

Проведено сравнение результатов расчетов с экспериментальными данными.

Введение

Как известно, при значениях напряженности электрического поля, для которых прозрачность барьера на границе металл—вакуум близка к единице, величина плотности тока автоэлектронной эмиссии (АЭЭ) могла бы достигать $\sim 10^{11}$ А/см². Однако практически достигаемые предельные плотности тока $j_{\text{пр}}$ оказываются на несколько порядков меньше [1]. Это связано с нестабильностью АЭЭ при отборе высоких плотностей тока, приводящей к электрическому взрыву эмиттера и переходу АЭЭ во взрывную эмиссию. Нестабильность АЭЭ может быть вызвана целым рядом причин: ионной бомбардировкой эмиттера [2], поверхностной самодиффузией и перестройкой его поверхности [3], деформацией автокатаода в сильном поле [4], разогревом его собственным эмиссионным током. Однако в конечном счете именно тепловые процессы приводят к взрывообразному разрушению эмиттера и формированию плазмы взрывной эмиссии. В наносекундном диапазоне длительностей импульса напряжения величину $j_{\text{пр}}$ определяют в основном тепловые процессы.

В связи с этим весьма важен теоретический анализ процесса разогрева автокатаода протекающим током. Впервые такой анализ был проведен Дайком [5], который для одномерной модели эмиттера вычислил величину $j_{\text{пр}}$ в стационарном случае. Несмотря на неадекватность физической модели (пренебрегалось эффектом Ноттингама, зависимостью удельного сопротивления ρ от температуры), значительный произвол в выборе среднего значения ρ позволил достигнуть удовлетворительного согласия с экспериментальными значениями $j_{\text{пр}}$.

Зависимость теплофизических характеристик материала катода от температуры при решении одномерной нестационарной задачи о его нагреве была учтена в [6]. Однако эффект Ноттингама, являющийся основным источником

тепловыделения, по крайней мере на ранних стадиях развития процесса не учитывался.

Нестационарная задача о нагреве эмиттера (для одномерной модели острия) с учетом эффекта Ноттингама впервые была решена в [7]. Показано, что в широком диапазоне значений начальной плотности тока j_0 выполняется соотношение

$$j_0^2 t_{\text{зап}} = \text{const.} \quad (1)$$

В качестве времени запаздывания до взрыва $t_{\text{зап}}$ выбирался момент времени, когда плотность тока эмиссии в $(\pi/2) \cdot 1.1$ раз превышала j_0 . При расчетах предполагалось, что удельное сопротивление линейно зависит от абсолютной температуры $\rho = \rho_0 T$. Характерной чертой расчетной зависимости $j(t)$ является существование участка насыщения тока эмиссии, которое авторы [7] связывают со стабилизацией температуры поверхности на уровне, близком к температуре инверсии эффекта Ноттингама.

Численные расчеты для аналогичной модели, проведенные в [8], не обнаружили участка насыщения. Отмечается существование характерного времени, за которое эмиссионный ток возрастает до бесконечности. Это время и принималось за $t_{\text{зап}}$. При этом также выполняется соотношение (1), но со значением константы, несколько отличающимся от приведенного в [7]. Следует отметить, что возрастание j до бесконечности, обнаруженное в [8], связано с выбором зависимости j от температуры поверхности T_{Γ} , с наличием особенности при $T_{\Gamma} = 2T_{\text{И}}$, что не вполне корректно.

Миттерауэр [9] численно решил задачу для острия, форма которого аппроксимировалась вытянутым эллипсоидом вращения. При этом процессы теплопроводности учитывались только в осевом направлении, а распределения температуры и плотности тока считались равномерными в каждом сечении, перпендикулярном оси, т. е. рассмотренная в [9] модель является одномерной.

Таким образом, трехмерная задача о разогреве острейного автокатода реальной геометрии собственным эмиссионным током с учетом истинного объемного и поверхностного распределений температуры и мощности источников тепловыделения, а также влияния поля температуры на распределение плотности тока в эмиттере до настоящего времени не была решена. В настоящей работе приведены основные результаты численного решения такой задачи для аксиально-симметричного острия. Некоторые результаты были ранее изложены в [10].

Постановка задачи

Система уравнений, описывающая тепловые процессы в автоэмиссионном катоде, учитывающая взаимное влияние поля температуры и распределения плотности тока в эмиттере, включает уравнение теплопроводности

$$\delta C(T) \frac{\partial T}{\partial t} = \nabla [\lambda(T) \nabla T] + F(r, t) \quad (2)$$

и уравнение неразрывности для плотности тока в объеме острия

$$\text{div } j(r, t) = 0. \quad (3)$$

Здесь $T = T(r, t)$ — температура; δ , $C(T)$, $\lambda(T)$ — плотность, удельная теплоемкость и коэффициент теплопроводности материала катода; $F(r, t)$ — объемная плотность мощности тепловыделения, обусловленного эффектами Джоуля и Томсона,

$$F(r, t) = \frac{1}{\sigma(T)} j^2(r, t) + g(T) (j(r, t), \nabla T(r, t)), \quad (4)$$

где $\sigma(T)$ — удельная проводимость материала катода; $g(T)$ — коэффициент Томсона, зависящий от температуры [11]; $j(r, t)$ — плотность тока

$$j(r, t) = -\sigma(T) [\nabla \varphi(r, t) + \alpha(T) \nabla T(r, t)], \quad (5)$$

где $\alpha(T)$ — функция, связанная с $g(T)$ соотношением [11]

$$g(T) = -T \frac{d\alpha}{dT}. \quad (6)$$

Из (3) и (5) для потенциала электрического поля $\varphi(r, t)$ внутри острия получаем уравнение

$$\nabla[\sigma(T) \nabla \varphi(r, t)] = -\nabla[\sigma(T) \alpha(T) \nabla T]. \quad (7)$$

Специфическим для АЭЭ является выделение тепла, обусловленное эффектом Ноттингама [12]. Характерным размером области локализации такого тепловыделения является λ_{ef} — длина электрон-фононного взаимодействия. Если $\lambda_{ef} \geq r_s$, что выполняется при низких температурах, то эффект Ноттингама является объемным [13]. Если же радиус кривизны вершины эмиттера $r_s \gg \lambda_{ef}$, что выполняется для эмиттеров с $r_s \geq 0.1$ мкм при температурах катода больших 100 К, то тепловыделение можно считать сосредоточенным в тонкой приповерхностной области и учитывать в граничном условии к (2)

$$\lambda(T) \frac{\partial T}{\partial n} \Big|_{\Gamma} = \frac{j(F_{\Gamma}, T_{\Gamma})}{e} \Delta E(F_{\Gamma}, T_{\Gamma}) - \psi(T_{\Gamma}) \sigma_{CB} T_{\Gamma}^4. \quad (8)$$

Последний член в (8) учитывает тепловое излучение с эмиссионной поверхности; $\psi(T_{\Gamma})$ — степень черноты поверхности; σ_{CB} — постоянная Стефана—Больцмана; n — внешняя нормаль к границе эмиттера Γ ; $j(F_{\Gamma}, T_{\Gamma})$ — плотность тока на эмиссионной границе, зависящая от температуры T_{Γ} и напряженности электрического поля F_{Γ} на ней; $\overline{\Delta E}(F_{\Gamma}, T_{\Gamma})$ — средняя энергия, выделяющаяся в приповерхностной области в расчете на один эмиттируемый электрон. Для $j(F_{\Gamma}, T_{\Gamma})$ и $\Delta E(F_{\Gamma}, T_{\Gamma})$ в расчетах использовались аппроксимационные формулы [14, 15]

$$j(E_{\Gamma}, T_{\Gamma}) = j_{FN} \frac{\omega}{\sin \omega},$$

$$\overline{\Delta E}(F_{\Gamma}, T_{\Gamma}) = \frac{\pi^2}{2} \left(\frac{kT_{\Gamma}}{\epsilon_F} \right)^2 \epsilon_F + 2kT_{\Gamma} \omega \operatorname{ctg} \omega \quad (9a)$$

при $T_{\Gamma} < 1.2 T_{\text{и}}$ и

$$j(F_{\Gamma}, T_{\Gamma}) = j_{FN} 1.16 \exp(0.08\omega^3),$$

$$\overline{\Delta E}(F_{\Gamma}, T_{\Gamma}) = \frac{\pi^2}{2} \left(\frac{kT_{\Gamma}}{\epsilon_F} \right)^2 \epsilon_F + 2kT_{\Gamma} (1 - 0.24\omega^3) \quad (9b)$$

при $1.2T_{\text{и}} < T_{\Gamma} < 2.2T_{\text{и}}$. Здесь ϵ_F — энергия Ферми, отсчитываемая от дна потенциальной ямы; k — постоянная Больцмана; $T_{\text{и}}$ — температура инверсии эффекта Ноттингама, вычисляемая согласно [12] (Φ — работа выхода материала катода в эВ, F_{Γ} — в В/см),

$$T_{\text{и}} = \frac{5.67 \cdot 10^{-6} F_{\Gamma}}{\sqrt{\Phi}}, \quad (10)$$

$\omega = \pi/2 T_{\Gamma}/T_{\text{и}}$; $j_{FN} \equiv j_{FN}(F_{\Gamma})$ — плотность тока АЭЭ при $T_{\Gamma} = 0$, вычисляемая по формуле Фаулера—Нордгейма.

Граничным условием для уравнения (7) служит

$$\sigma(T) \frac{\partial \varphi}{\partial n} \Big|_{\Gamma} = j(F_{\Gamma}, T_{\Gamma}). \quad (11)$$

Начальное условие для температуры естественно задать в виде

$$T(r, 0) = T_0. \quad (12)$$

Зависимость характеристик материала катода (σ , λ , ψ) от температуры учитывалась следующим образом: задавались табличные значения этих величин [16]

в конечном множестве точек, по которым затем проводилась интерполяция кубическим сплайном. Для коэффициента Томсона использовалось выражение [15]

$$g(T) = -\frac{\pi k^2}{2\varepsilon_{\nu} e} T. \quad (13)$$

Тепловое расширение эмиттера, т. е. зависимость его плотности от температуры, не учитывалось. Теплоемкость материала также предполагалась постоянной, что является хорошим приближением при температурах от комнатной и выше.

Расчеты проводились для острия, форма которого аппроксимировалась согласно модели, предложенной Дайком [17], она хорошо описывает типичную геометрию реальных автоэмиссионных катодов и позволяет вычислять значения напряженности поля на эмиссионной границе.

В изложенной постановке задача о нагреве автокатода решалась численно. Уравнения (2) и (7) решались сеточным методом. Значения температуры и потенциала вычислялись в конечном множестве точек, принадлежащих внутренней области острия и его границе. В начале каждого шага по времени известно значение температуры в любой точке сетки. По этим значениям T во всех точках вычислялись коэффициенты в уравнениях (2) и (7), граничных условиях (8) и (11), в выражении (4). По значениям температуры и напряженности электрического поля в точках эмиссионной границы вычислялись значения плотности тока в граничном условии (11). Далее итерациями решалось уравнение (7), во всех внутренних точках по формуле (5) вычислялась плотность тока, а затем по (4) удельная мощность объемных источников тепла. Далее решалось уравнение теплопроводности (2) с учетом граничного условия (8), чем завершался шаг по времени.

Результаты расчетов кинетики разогрева острейного катода

При расчетах исследовалась зависимость характера процесса нагрева от начальной плотности тока на вершине острия j_0 и от радиуса кривизны его вершины r_0 . В основном рассматривались начальные плотности тока, для которых время развития тепловой неустойчивости лежит в наносекундном диапазоне.

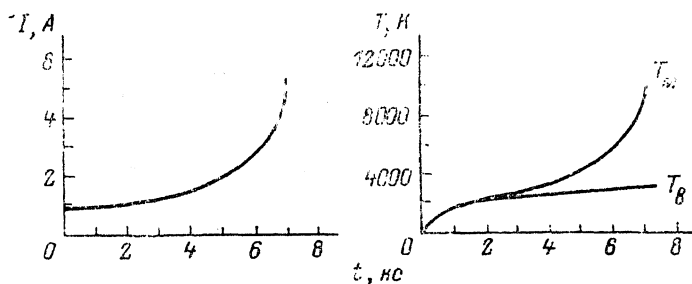


Рис. 1. Зависимость от времени эмиссионного тока, температуры вершины острия (T_B) и максимальной по объему температуры (T_M).

$$j_0 = 2 \cdot 10^8 \text{ A/cm}^2, r_0 = 0.4 \text{ мкм.}$$

когда основным механизмом разрушения эмиттера является нагрев его вершины протекающим эмиссионным током высокой плотности. Как показали расчеты, в случае $r_0 < 1$ мкм для наносекундного диапазона длительностей импульса предельные значения j_0 превосходят 10^8 А/см².

Результатами расчетов являются полученные для различных моментов времени карты изотерм, распределения температуры вдоль оси эмиттера, угловые распределения по эмиссионной поверхности температуры, плотности термоавтоэмиссионного тока, плотности поверхностного потока тепла $q(\theta)$. Интегрированием по поверхности величины $q(\theta)$ вычислялась зависимость от времени полной мощности ноттингамовского тепловыделения. Аналогичное

интегрирование плотности тока j ($F_{\Gamma} T_{\Gamma}$) дает расчетную осциллограмму — зависимость эмиссионного тока от времени.

Как и следовало ожидать, при сравнительно малых начальных плотностях тока ($j_0 < j_{01}$) происходит некоторый разогрев острья, стабилизируемый тепло-

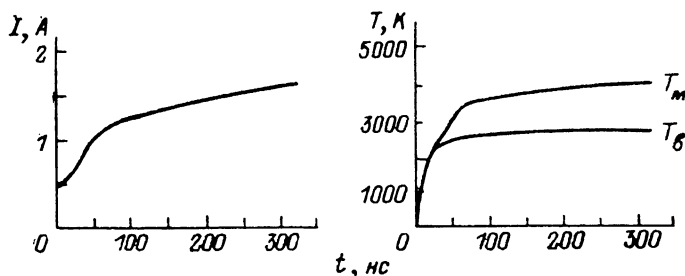


Рис. 2. Та же зависимость, что и на рис. 1.

$$j_0 = 1 \cdot 10^8 \text{ А/см}^2, r_0 = 0.4 \text{ мкм.}$$

проводностью, и развития тепловой неустойчивости не происходит. Для эмиттера (рис. 3) $r_0 = 0.4 \text{ мкм}$ $j_{01} = 4 \cdot 10^7 \text{ А/см}^2$.

При развитии неустойчивости существуют два различных типа кинетики разогрева острья. Если начальная плотность тока j_0 превышает некоторое кри-

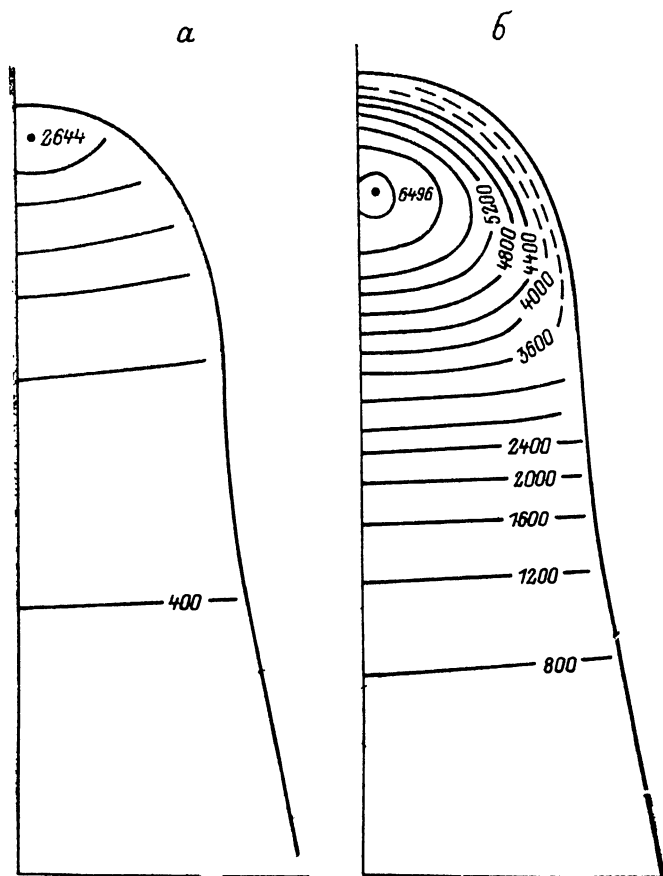


Рис. 3. Карты изотерм в различные моменты времени.

$$t, \text{нс: } a - 3.2, \text{ б} - 6.4; j_0 = 2 \cdot 10^8 \text{ А/см}^2, r_0 = 0.4 \text{ мкм.}$$

тическое значение $j_{кр}$, зависящее от теплофизических характеристик материала катода, радиуса кривизны его вершины и угла конусности, то температура в объеме катода и эмиссионный ток лавинообразно растут во времени (рис. 1).

Если же $j_{01} < j_0 < j_{кр}$, то максимальное значение температуры эмиттера почти стабилизируется во времени и сравнительно медленный рост тока связан главным образом с прогревом периферии острья и увеличением вследствие этого размеров области заметной эмиссии (рис. 2).

Общим в кинетике разогрева в этих двух случаях является следующее. В начале процесса нагрева температура максимальна на вершине эмиттера, где она растет во времени со скоростью, различной для различных j_0 . На этом этапе основной вклад в разогрев катода вносит эффект Ноттингама, так как температура поверхности всюду ниже температуры инверсии. Быстрый рост температуры на вершине острья и в привершинной области приводит к тому,

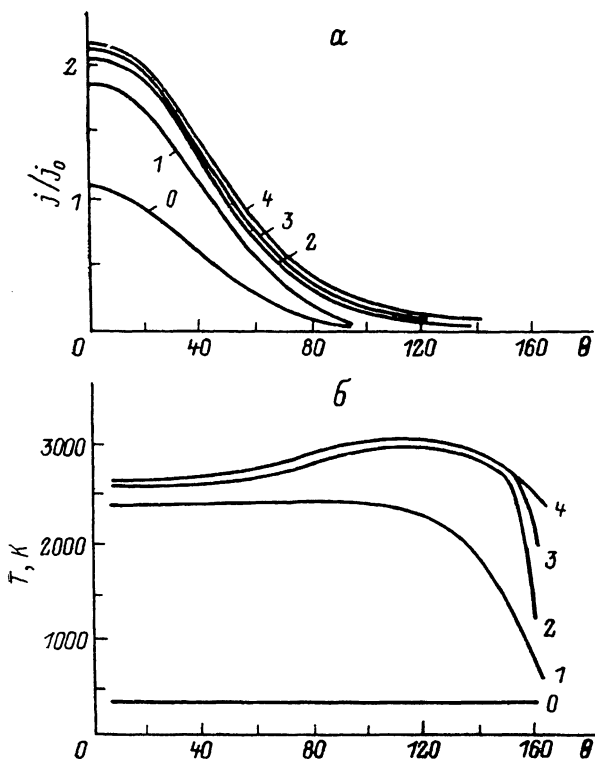


Рис. 4. Угловые распределения плотности эмиссионного тока (в единицах j_0) и температуры по эмиссионной поверхности.

$$j_0 = 1 \cdot 10^8 \text{ А/см}^2, r_a = 0.4 \text{ мкм}, t_0 - t_s = 0, 40 (1), 80 (2), 160 (3), 320 \text{ нс} (4).$$

что через некоторое время она становится выше $T_{и}$ (различной для разных точек эмиссионной поверхности) и ноттингамовский тепловой поток становится охлаждающим. Вследствие этого рост температуры поверхности и приповерхностной области замедляется. Одновременно джоулевское тепловыделение внутри острья растет во времени как за счет роста тока, так и роста удельного сопротивления, вызванного повышением температуры. В результате с течением времени в объеме эмиттера формируется область повышенной по сравнению со значениями на поверхности температуры. На рис. 3 приведены карты изотерм в различные моменты времени для случая $j_0 > j_{кр}$. Аналогичный вид имеют они и в случае $j_{01} < j_0 < j_{кр}$.

Рассмотрим изменение во времени распределения температуры на поверхности эмиттера. Инверсия эффекта Ноттингама в некоторой области эмиссионной поверхности приводит к тому, что рост температуры в точках этой области замедляется. В случае, когда $j_{01} < j_0 < j_{кр}$, начиная с некоторого момента времени распределение температуры по поверхности можно считать приблизительно установившимся, причем на уровне, значительно превышающем температуру инверсии (рис. 4). Если же $j_0 > j_{кр}$, то стабилизации температуры поверх-

ности не наблюдается (рис. 5). С течением времени область, в которой $T_{\Gamma} > T_{\text{н}}$, увеличивается. Благодаря этому ноттингамовский поток, который был греющим во всех точках поверхности, становится теперь охлаждающим также по всей поверхности. Зависимость от времени мощности ноттингамовского тепловыделения Q , практически совпадающей с полной мощностью поверхностного источника тепла (вклад теплоизлучения пренебрежимо мал), приведена на рис. 6, а. Момент времени, когда $Q=0$, естественно было бы считать моментом

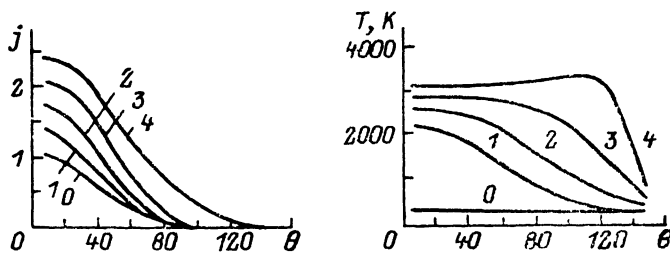


Рис. 5. Те же распределения, что и на рис. 4.

$j_0 = 2 \cdot 10^8 \text{ А/см}^2$, $r_0 = 0.4 \text{ мкм}$, $t_0 - t_4 = 0, 1.6$ (1), 3.2 (2), 4.8 (3), 6.4 нс (4).

инверсии Ноттингам-эффекта. Однако из вида зависимости $q(\theta)$ для этого момента времени следует, что тепловой поток является уже охлаждающим в привершинной области и еще греющим на периферии острия, т. е. понятие «инверсия эффекта Ноттингам» является локальным и не совсем корректно его приращение к острию в целом.

Очевидно, что лавинообразный рост температуры, тока и мощности объемного тепловыделения при $j_0 > j_{\text{кр}}$ неизбежно ведет к гибели острия, т. е. опреде-

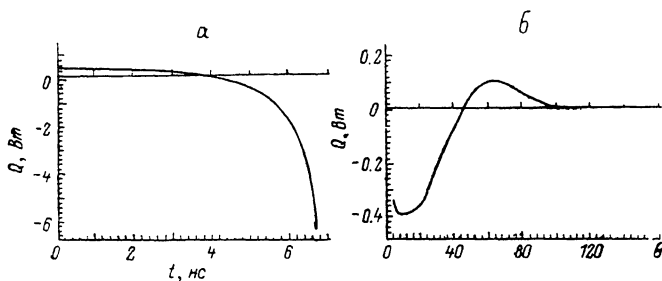


Рис. 6. Зависимость от времени полной мощности ноттингамовского тепловыделения (Q) (а) и угловое распределение плотности потока тепла Ноттингам (в безразмерных единицах) в момент времени $t=3$ нс ($Q=0$) (б).

$j_0 = 2 \cdot 10^8 \text{ А/см}^2$, $r_0 = 0.4 \text{ мкм}$.

ляющим фактором в разрушении эмиттера является ввод энергии в его привершинный объем. Определение момента гибели острия требует детального знания механизма его разрушения. Однако ясно, что при любом механизме разрушение произойдет на участке резкого роста тока и температуры. Поэтому при $j_0 > j_{\text{кр}}$ за время запаздывания до взрыва $t_{\text{взр}}$ можно принять время развития тепловой неустойчивости. Обработка полученных результатов показала, что для вольфрамового эмиттера выполняется соотношение

$$B = j_0^2 t_{\text{взр}}^2 / l_0 r_0^{1/2} \approx \text{const} = (2.10 \pm 0.14) \cdot 10^{15} \text{ А}^2 \cdot \text{с}^{3/2} \cdot \text{м}^{-1/2}. \quad (13a)$$

Режим взрывного развития тепловой неустойчивости возникает в том случае, когда характерное расстояние l распространения температурного фронта за время развития неустойчивости меньше, чем характерный размер области интенсивного тепловыделения

$$l = \sqrt{\frac{l_0}{\delta C} t_{\text{взр}}} \leq r_0. \quad (14)$$

Исследование зависимости времени задержки до взрыва от теплофизических характеристик материала катода показало, что при условии справедливости соотношения (14) эта зависимость имеет вид

$$t_{\text{зап}} \sim \frac{c\delta}{\rho_0^{3/4}}. \quad (15)$$

От теплопроводности материала величина $t_{\text{зап}}$ практически не зависит (при изменении λ_0 в 40 раз $t_{\text{зап}}$ менялось приблизительно на 30 %). Этого и следует ожидать, так как (14) означает, что кинетику температурного поля определяют почти исключительно процессы тепловыделения, а теплопроводность не успевает обеспечить эффективный отвод энергии из привершинной области, где и развивается тепловая неустойчивость.

Отметим, что при $j_{01} < j_0 < j_{\text{кр}}$ естественного момента разрушения эмиттера не возникает из решения чисто тепловой задачи. Поэтому инварианта типа (13а) получить не удастся. В этом случае требуется привлечение дополнительных соображений относительно механизма разрушения острия. Возможной причиной разрушения эмиттера являются возникающие в нем термоупругие напряжения [18]. Отметим, что так как характер пространственного распределения температуры одинаков как при $j_{01} < j_0 < j_{\text{кр}}$, так и при $j_0 > j_{\text{кр}}$, то термоупругие напряжения могут играть существенную роль при любом типе развития тепловой неустойчивости.

Сравнение с результатами расчетов для одномерной модели конического эмиттера

Как уже отмечалось, правильное описание кинетики температурного поля в остром автокатоде можно получить, решив задачу лишь в трехмерном (хотя и аксиально-симметричном) приближении. Однако решение такой задачи требует большого объема вычислений для каждого набора параметров расчета. Вместе с тем результаты работ [1, 4, 6-9] показывают, что даже в одномерном приближении расчетные времена развития тепловой неустойчивости по порядку величины согласуются с экспериментальными данными. Поэтому нами были проведены расчеты процесса нагрева автокатаода в одномерной модели для «конического» эмиттера [6] (расчетная область ограничена образующей конуса и двумя концентрическими поверхностями).

Результаты показали, что времена развития тепловой неустойчивости в случае $j_0 > j_{\text{кр}}$ близки к полученным в двумерной модели. Зависимости температуры эмиссионной поверхности и максимальной температуры в эмиттере от времени и характер распределения температуры вдоль оси эмиттера также подобны полученным в результате расчетов в двумерном приближении. Отметим, что результаты одномерного и двумерного расчетов близки при условии равенства полных эмиссионных токов, отбираемых с острия.

Если условие (14) не выполняется, то результаты двумерного и одномерного расчетов сильно различаются. Так, при $j_0 = 1 \cdot 10^8$ А/см² в одномерном случае $t_{\text{зап}} = 50$ нс, а в двумерном расчете время запаздывания превосходит 320 нс.

Сравнение с результатами экспериментов

Детальное сравнение полученных расчетных результатов с экспериментальными данными является затруднительным. Единственным параметром, который может быть измерен с достаточной точностью является время запаздывания до взрыва. Обработка экспериментально измеренных величин предельной плотности тока для различных значений радиуса кривизны вершины эмиттера и длительности импульса напряжения [1] показала, что величина $B_{\text{ксп}}^2 = j_0^2 t_{\text{зап}}^2 r_0^{-1/2}$ остается постоянной с точностью ~ 20 % в диапазоне времен 5—20 нс и радиусов вершины эмиттера 0.14—0.38 мкм. Значение этой постоянной равно

$$B_{\text{ксп}}^2 = (5.7 \pm 1.2) \cdot 10^{15} \text{ А}^2 \cdot \text{с}^3 \cdot \text{м}^{-1/2}. \quad (16)$$

Из сравнения (13а) и (16) видно, что экспериментальное значение постоянной $V_{\text{эксп}}$ выше теоретического примерно в 2—3 раза. Такое отличие, по-видимому, может быть связано с отличием теплофизических параметров материала эмиттера от параметров массивного вольфрама, использованных в расчетах. Кроме того, использовавшийся в экспериментах для определения радиуса кривизны вершины эмиттера и соответственно плотности тока метод Дрехслера-Хенкеля вносит систематическую ошибку. Наконец, работа выхода реального эмиттера не является одинаковой для всех точек его поверхности. Значение работы выхода различно для различных граней, что приводит к отличию истинного распределения плотности тока по поверхности эмиттера от распределения в рассмотренном нами осесимметричном случае. Влияние пространственного заряда эмиттированных электронов может также вызвать некоторое перераспределение тока по эмиссионной поверхности.

Литература

- [1] Фурсей Г. Н., Жуков В. М., Баскин Л. М. // Эмиссионная силовоточная электроника / Под ред. Г. А. Месяца. Новосибирск: Наука, 1984. С. 27—41.
- [2] Баскин Л. М., Ананьев Л. Л., Борисов Д. А. и др. // РиЭ. 1983. Т. 28. № 12. С. 2462—2464.
- [3] Фурсей Г. Н., Карцев Г. К. // ЖТФ. 1970. Т. 40. Вып. 2. С. 310—319.
- [4] Жуков В. М., Аксенов М. С., Фурсей Г. Н. // Тез. докл. IV Всесоюзн. симп. по силовоточной электронике. Томск, 1982. Ч. 1. С. 30—32.
- [5] Dollan W. W., Duke W. P., Trolan J. K. // Phys. Rev. 1953. Vol. 91. N 5. P. 1054—1057.
- [6] Горьков В. А., Елинсон М. И., Яковлева Г. Д. // РиЭ. 1962. Т. 7. № 9. С. 1501—1510.
- [7] Литвинов Е. А., Месяц Г. А., Шубин А. Ф. // Изв. вузов. Физика. 1970. № 4. С. 147—151.
- [8] Невровский В. А., Раховский В. И. // ЖТФ. 1980. Т. 50. Вып. 10. С. 2127—2135.
- [9] Mitterauer J., Till P., Fraunshiel E., Haider M. // Proc. VII Intern. Symp. on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum. 1976. P. 83—87.
- [10] Glazanov D. V., Baskin L. M., Fursev G. N. // Proc. XI Intern. Symp. on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum. Berlin, 1984. Pt 1. P. 65—68.
- [11] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982. 620 с.
- [12] Nottingham W. B. // Phys. Rev. 1941. Vol. 59. N 11. P. 907—908.
- [13] Аксенов М. С., Баскин Л. М., Жуков В. М. и др. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1979. Т. 43. № 3. С. 543—546.
- [14] Christov S. G. // Phys. St. Sol. 1966. Vol. 17. N 1. P. 11—26.
- [15] Литвинов Е. А., Месяц Г. А., Проскуровский Д. И. // УФН. 1983. Т. 139. № 2. С. 265—302.
- [16] Таблицы физических констант / Под ред. И. К. Кикоина. М.: Атомиздат, 1976. 1005 с.
- [17] Елинсон М. И., Васильев Г. Ф. Автоэлектронная эмиссия. М.: Физматгиз, 1958. 272 с.
- [18] Баскин Л. М., Глазанов Д. В., Фурсей Г. Н. // ЖТФ. 1989. Т. 59. Вып. 5. С. 130—132.

Ленинградский
электротехнический институт связи
им. проф. М. А. Бонч-Бруевича

Поступило в Редакцию
19 февраля 1988 г.