

МИНОБРНАУКИ РОССИИ
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«САРАТОВСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ ИМЕНИ Н.Г.ЧЕРНЫШЕВСКОГО»

Кафедра общей физики

**«ЭФФЕКТИВНЫЕ МАТЕРИАЛЫ ДЛЯ АВТОЭМИССИОННЫХ
КАТОДОВ. ТЕПЛОВАЯ УСТОЙЧИВОСТЬ»**

АВТОРЕФЕРАТ БАКАЛАВРСКОЙ РАБОТЫ

Студентки 4 курса 431 группы
Направления 03.03.02 «Физика»
Будко Ольги Андреевны

Научный руководитель,
к. ф.-м. н., доцент



С. В. Овчинников

Зав. кафедрой общей физики,
д. ф.-м. н., профессор



А. А. Игнатьев

Саратов 2020

Введение

Развитие вакуумной микроэлектроники прямо связано с решением задачи надежной работы автоэмиссионного катода. Нас интересуют проблемы создания радиационностойких и температуроустойчивых вакуумных СВЧ устройств. Эти вопросы обязательно будут включены в специальный курс лекций «Физическая надежность микро- и нанoeлектронных систем», а в настоящей выпускной квалификационной работе рассматривается тепловая устойчивость металлических автоэмиссионных катодов как продолжение выпускной квалификационной работы Юлии Остапчук («Тепловое состояние автоэмиссионных катодов для вакуумной микроэлектроники», Саратов, 2019 г.).

Целью настоящей выпускной квалификационной работы является:

- реализация оценки зависимости тока эмиссии от температуры на основе методики, предложенной в дипломной работе Ю. Остапчук, а также оценка соотношения величин тепловых мощностей, влияющих на тепловой режим полевого катода;
- разработка материала, включаемого в специальный курс лекций «Физическая надежность микро- и нанoeлектронных систем» для студентов направления 03.03.02 «Физика», который посвящен ознакомлению с принципами функционирования и причинами отказов устройств вакуумной микроэлектроники.

Автоэлектронная эмиссия

Открытие автоэлектронной эмиссии привело к появлению новой области микроэлектроники и нанoeлектроники, а именно, вакуумной микроэлектроники, позволило создать совершенно новые методы исследования топологии поверхности с атомным разрешением: туннельная микроскопия, электронная голография и др. Термин «вакуумная микроэлектроника» используется для описания приборов или компонент, которые имеют микронные геометрические размеры. Принцип действия таких

приборов основан на движении свободных электронов в вакууме согласно законам классической физики.

Под автоэлектронной (или полевой) эмиссией понимают испускание электронов твёрдыми и жидкими проводящими телами под воздействием достаточно высокой напряженности внешнего электрического поля. Главной особенностью, которая отличает автоэлектронную эмиссию от других видов эмиссии электронов является отсутствие затрат энергии для того, чтобы возник поток электронов в вакуум. Это объясняется тем, что электроны при автоэлектронной эмиссии преодолевают потенциальный барьер на границе эмиттер за счёт квантовомеханического туннельного эффекта. Именно благодаря этому, автоэлектронный катод имеет преимущества: меньше потребляет энергии, имеет высокую плотность эмиссионного тока, узкое распределение эмитируемых электронов по величине скорости и электронов. Однако, высокая напряженность электрического поля (10-10 В/мкм), которая требуется в случае металлического эмиттера для возникновения автоэлектронной эмиссии, составляет большую проблему при практическом использовании подобных катодов. А именно, это приводит к необходимости изготавливать такие катоды в виде тонких острий с радиусом вершины в десятые или сотые доли микрона для того, чтобы было обеспечено локальное усиление поля.

На рисунке 1 схематически изображен потенциальный барьер на границе металл-вакуум и его понижение при приложении внешнего поля.

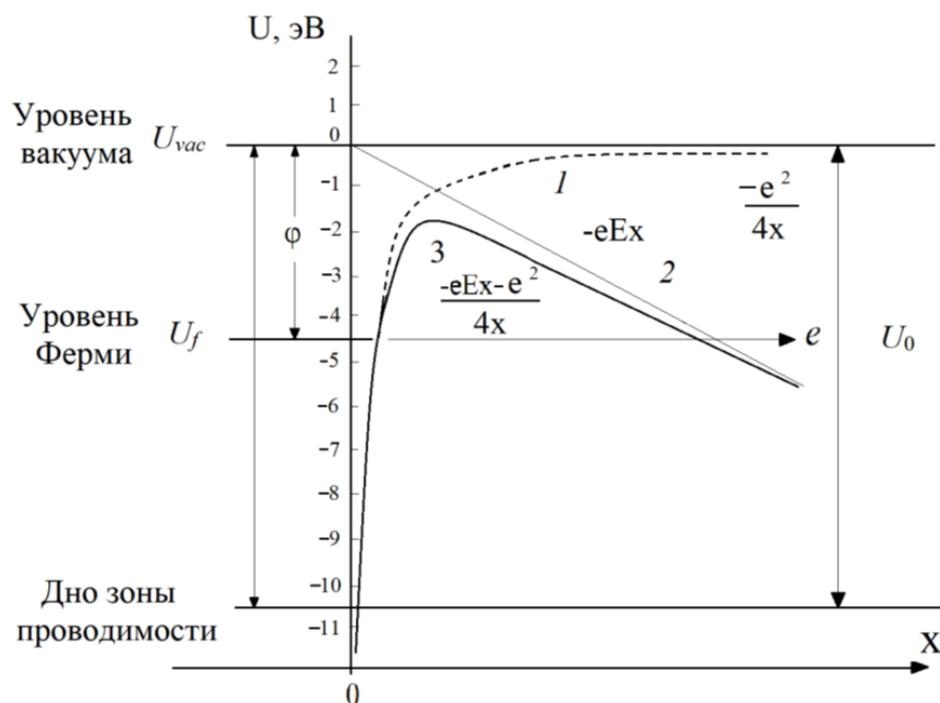


Рис. 1. – Энергетическая зонная диаграмма, изображающая процесс автоэлектронной эмиссии из металла: 1 – вклад свободного электрона; 2 – вклад внешнего электрического поля; 3 – результирующая кривая (1.2).

Здесь E – напряженность внешнего электрического поля, e – элементарный заряд, x – координата, направленная вдоль нормали к поверхности раздела металл-вакуум, $U(x)$ – потенциальная энергия электрона как функция расстояния от поверхности металла, U_f – уровень Ферми, U_{vac} – потенциальная энергия свободного электрона в вакууме, ϕ – работа выхода электрона из металла, U_0 – высота потенциального барьера.

В начале 70-х годов Спиндтом была разработана технология изготовления матричного автоэмиссионного катода и проведено всестороннее исследование его свойств [1]. Отдельная ячейка матричного катода с автоэмиссией представляет собой сэндвич «проводник–изолятор–проводник» (см. рис. 2). Верхний проводник является сеточной пленкой с отверстиями диаметром 1–3 мкм, сквозь которые протравлена полость в изоляторе до нижнего проводника (подложки). На подложке находится металлический конус (эмиттер), вершина которого располагается в отверстии сеточной пленки. Размеры такой эмиссионной ячейки очень малы и составляют единицы микрон. Это позволяет обеспечить высокие значения напряженности поля при небольших

приложенных напряжениях (20–400 В) и существенно упрощает конструкцию катода.[2]

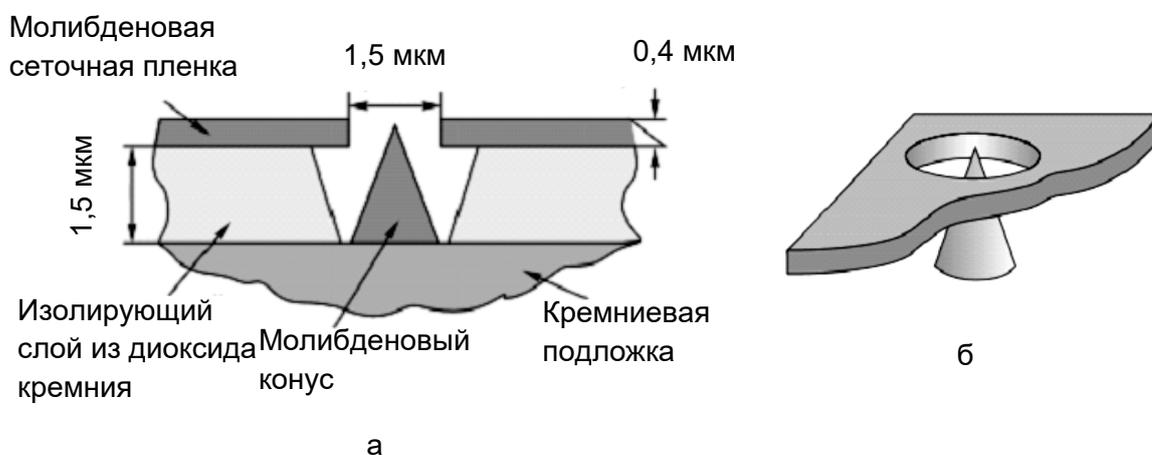


Рис. 2. Ячейка матричного автоэмиссионного катода Спиндта:

а – поперечное сечение; б – объемное изображение

Для того, чтобы автоэлектронная эмиссия была долговременной и устойчивой необходимо выполнение требований: соблюдение условия высокого вакуума, низкое значение работы выхода электронов, а также стабильность этого значения. Во время работы автоэмиссионный катод подвергается воздействию множества факторов, именно поэтому выбор материала эмиттера не может основываться только на табличных данных для какого-то одного параметра, потому что это не позволит продумать его свойства. Сейчас для изготовления автокатодов используется множество материалов: тугоплавкие металлы (вольфрам, молибден), металлы переходных групп (хром), различные полупроводники и другие.

Перспективные материалы для автокатодов.

Автоэмиссионные свойства катодов определяются их электронной структурой и геометрией. Пороговое поле эмиссии для катодов, которые содержат эмиттеры с большим аспектным отношением, может быть

уменьшено на несколько порядков по сравнению с плоскими катодами, поэтому с точки зрения практики такие автокатоды наиболее интересны.

Широкие возможности практического применения открывает эмиссия материалов в вакуумной электронике:

- из нанокремниевых материалов автоэлектронная эмиссия имеет особенности – низковольтность эмиссии, высокая плотность эмиссионного тока и т.п.
- изготовленные из острых наноразмерных эмиттеров катоды обладают особенностями – низкие пороговые поля, значения максимальной плотности автоэмиссионного тока.
- более исследованным нанокремниевым материалом являются углеродные нанотрубки. (см. рис. 3)

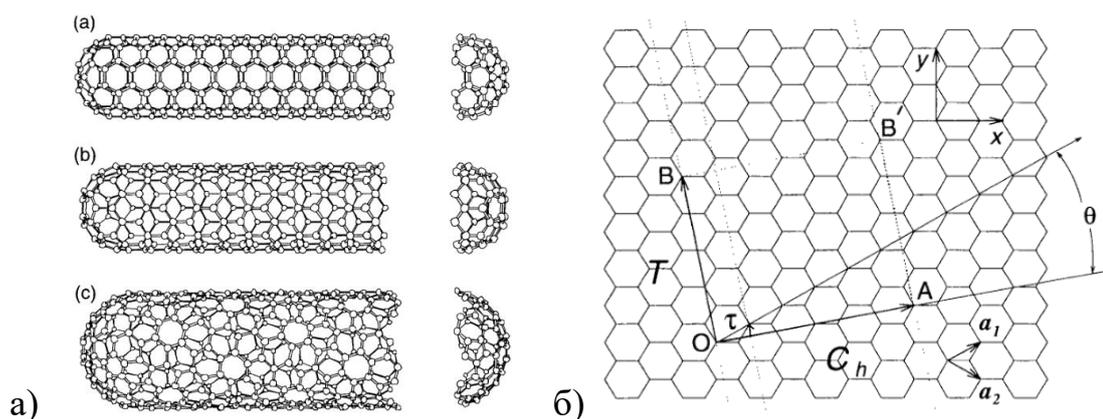


Рис. 3. (а) Одностенные углеродные нанотрубки: типа «кресло», типа «зигзаг», хиральная. (б) Схема атомной решетки графена, к вопросу о хиральности нанотрубки [3].

- сходными с углеродными нанотрубками автоэмиссионные свойства имеют графитные пленки. Они состоят из плоских кристаллитов графита (наностенок). (см. рис. 4)

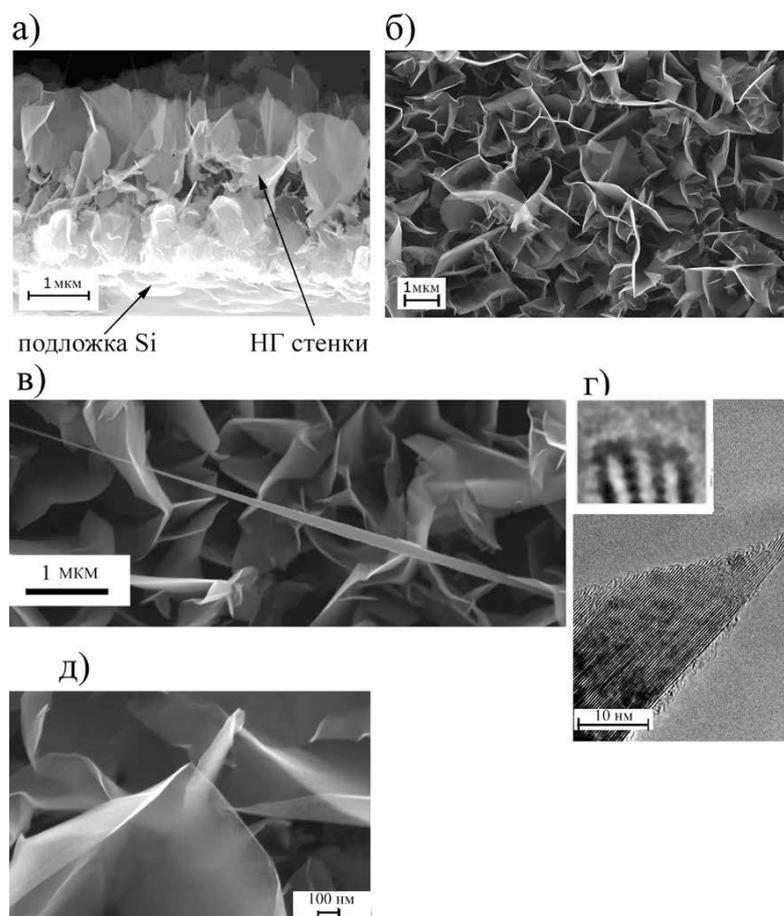


Рис. 4 Изображение нанографитной пленки, полученное с помощью растровой электронной микроскопии: (а) вид сбоку; (б), (д) вид сверху. (в) растровое электронное микроскопийное изображение наносвотка на поверхности пленки. (г) Изображение наностенки, полученное с помощью просвечивающего электронного микроскопа высокого разрешения [4].

Температурное влияние на ток полевой эмиссии

Достаточно очевидно, что величина работы выхода зависит от температуры. В случае металлов это следует хотя бы из того, что положение уровня Ферми зависит от концентрации электронов. При увеличении температуры вследствие ангармонизма колебаний (отклонение от гармонического колебания) атомов около среднего положения твердые тела расширяются, что вызывает и соответствующее изменение концентрации электронного газа.

Работа выхода поликристаллических тугоплавких металлов

| Металл | $\phi, \text{эВ}$ | T_p, K | T_3, K | Скорость испарения при T_3 , $\frac{\text{мг}}{\text{см}^2 \cdot \text{с}}$ |
|--------|-------------------|-----------------|-----------------|--|
| Nb | $4,02 \pm 0,05$ | 1500 | 2560 | 0,42 |
| Mo | $4,39 \pm 0,04$ | 1960 | 2580 | 14,0 |
| Ta | $4,28 \pm 0,05$ | 1800 | 2585 | 0,043 |
| W | $4,54 \pm 0,06$ | 1950 | 2780 | 0,043 |
| Re | $4,96 \pm 0,04$ | 1740 | 2590 | <0,043 |

T_p - температура, необходимая для предотвращения адсорбции; T_3 - температура, необходимая для получения плотности тока $j = 3 \text{ A/cm}^2$

Причиной, ограничивающей величину тока с одного эмиттера, является разогрев острия джоулевым теплом. При достаточно большом токе, протекающем по острию катода, выделяющееся в его объеме тепло приводит к повышению температуры, в том числе температуры эмитирующей поверхности. Это приводит к двум следствиям [6, 7]:

1. Удельное сопротивление металла увеличивается с ростом температуры, следовательно, еще больше возрастает количество выделяющегося тепла.
2. При разогреве эмитирующей поверхности растет ток автоэмиссии, что снова приводит к дополнительному нагреванию острия.

Оба эти фактора ведут к возникновению тепловой неустойчивости.

Из распределения автоэлектронов по полным энергиям следует, что подавляющая их часть эмитируется из состояний, расположенных ниже уровня Ферми. В катоде после ухода электрона остается вакансия. Это энергетически не выгодно системе, дырка должна заполниться электронами с расположенных выше уровней. Электронейтральность эмиттера восстанавливается за счет прихода электрона из внешней цепи. При этом выделяется энергия, которая преимущественно передается решетке. Это приводит к нагреванию катода. Такой эффект впервые был рассмотрен Ноттингемом и поэтому его называют *эффектом Ноттингема*.

Результаты вычислительного эксперимента

Рассматривается простая электротепловая модель эмитирующего острия полевого микрокатода в виде усеченного конуса (по типу катода Спиндта), предложенная в работе [8]. Острие конуса считается плоским, но с эффективной площадью эмитирующей поверхности, равной площади полусферы с радиусом верхнего основания конуса.

Модель основана на аналитическом подходе, а тепловые нелинейные эффекты учитываются с помощью метода последовательных приближений.

Расчетное соотношение для плотности тока эмиссии взяты из [2, 9, 10].

Для случая, когда напряженность E электрического поля в области эмитирующей поверхности выражается в В/мкм, а величина работы выхода ϕ в эВ, формула для плотности эмиссионного тока в А/см² имеет вид:

$$j(\text{А/см}^2) = 1.537 \cdot 10^2 \frac{E^2}{\phi \cdot t^2(y)} \exp \left[-6.836 \cdot 10^3 \cdot \frac{\phi^{3/2}}{E} \vartheta(y) \right] \cdot \frac{\pi b k T}{\sin(\pi b k T)}, \quad (1)$$

где $k=1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К – постоянная Больцмана,

$t(y) = 1. + y \cdot (0.013 - y \cdot (0.275 + y \cdot (0.363 - y \cdot (0.268 + 0.082 \cdot y))))$ – вспомогательная функция,

$\vartheta(y) = 1.012 - y \cdot (0.255 + 0.772 \cdot y)$ – функция Нордгейма,

$$y = \frac{e\sqrt{eE}}{\phi}, \quad b = 1.027 \cdot 10^8 \frac{\sqrt{\phi}}{E} t(y),$$

T – температура по шкале Кельвина.

В формуле (1) множитель $1.537 \cdot 10^2$ записан вместо множителя $1.537 \cdot 10^{-6}$ исходного выражения для пересчета величины плотности тока из А/мкм² в А/см².

Тепловой расчет осуществлен по схеме, описанной в [8]. Условными сечениями, перпендикулярными оси острия, катод разбит на N элементов, каждый из которых имеет форму усеченного конуса. Элементы образуют последовательную цепь, по которой протекает эмиссионный ток I (см. рис. 5).

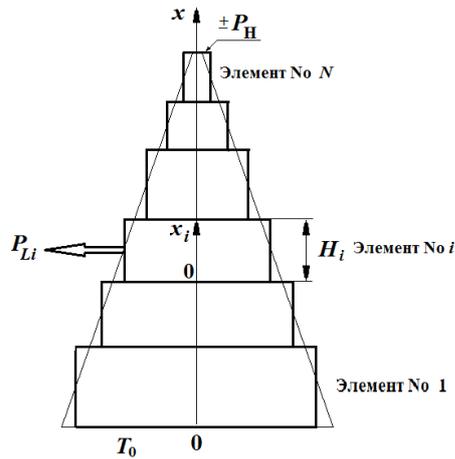


Рис. 5 – Схематическое представление конического острья, разбитого на N малых элементов

Рассматриваются только металлические острья, т. е. такие конструктивные материалы для полевых катодов, для которых закон Джоуля–Ленца строго выполняется.

Считается, что каждое поперечное сечение элемента разбиения в модели изотермическое, т. е. отсутствует перепад температур между центром сечения и его периферией. Тогда задача стационарной теплопроводности становится одномерной и зависящей от пространственной координаты, направленной по вертикальной оси острья (см. рис. 5). Для упрощения расчетных выражений удобно ввести свою координатную ось $0x_i$ для каждого элемента модели:

$$0 \leq x_i \leq H_i$$

Плотность джоулева тепловыделения в i -м элементе модели вводится как:

$$W_i = \frac{I^2 R_i}{V_i}, \quad (2)$$

где R_i – электрическое сопротивление элемента, V_i – объем элемента.

Распределение температуры по высоте элемента определяется простым выражением:

$$T_i(x_i) = -\frac{W_i x_i^2}{2\lambda_i} + C_i x_i + D_i, \quad i = 1, 2, \dots, N. \quad (3)$$

Постоянные интегрирования C_i и D_i вычисляются на основе

рекуррентных соотношений:

$$C_N = \frac{W_N H_N}{\lambda_N} - \frac{P_H}{\pi \lambda_N r_{N+1}^2}; \quad (4)$$

$$C_i = \frac{W_i H_i}{\lambda_i} + \frac{\lambda_{i+1}}{\lambda_i} C_{i+1}.$$

$$D_1 = T_0;$$

$$D_{i+1} = D_i + C_i H_i - \frac{W_i H_i^2}{2\lambda_i}, \quad i = 1, 2, \dots, N. \quad (5)$$

В (4) P_H – тепловая мощность эффекта Ноттингема (величина алгебраическая, поскольку в зависимости от значения температуры инверсии может менять знак).

Средняя температура элемента с номером i :

$$T_i^* = \frac{1}{H_i} \int_0^{H_i} T_i(x_i) dx_i = -\frac{W_i H_i^2}{6\lambda_i} + \frac{1}{2} C_i H_i + D_i. \quad (6)$$

Обозначения величин, используемых в (3) – (6), сведены в таблицу ниже.

Таблица – Параметры элемента с номером i
модели катода в виде усеченного конуса

| | |
|---|--|
| Высота элемента, м | H_i |
| Радиус нижнего основания, м | r_i |
| Радиус верхнего основания, м | r_{i+1} |
| Объем элемента, м ³ | $V_i = \frac{\pi H_i}{3} \times$ $\times (r_i^2 + r_{i+1}^2 + r_i \cdot r_{i+1})$ |
| Площадь боковой поверхности, м ² | $S_i = \pi H_i (r_i + r_{i+1})$ |
| Средняя температура элемента, К | T_i^* |
| Температура эмитирующей поверхности, К | T_{eN} |
| Коэффициент тепло-проводности, Вт/(м·К) | $\lambda_i = \lambda(T_i^*)$ |
| Удельное электрическое сопротивление (Ом·м) | $\rho_{\text{Э}i} = \rho_{\text{Э}}(T_i^*)$ |
| Электрическое сопротивление (Ом) | $R_i = \rho_{\text{Э}i} \frac{H_i}{\pi r_i \cdot r_{i+1}}$ |

Тепловая мощность P_H эффекта Ноттингема, выделяемая или отводимая с эмитирующей поверхности, в соответствии с [6, 9] определяется выражением:

$$P_H = Zn \cdot \frac{j}{e} \cdot \pi k T \cdot ctg(\pi b k T_{\Delta}) \cdot S, \quad (7)$$

где Zn – знак выражения (3.7), $S = \pi r_{N+1}^2$ – площадь эмитирующей поверхности модели; e – элементарный заряд, T_{Δ} – температура эмитирующей поверхности острия, а величина b определена выше.

Знак тепловой мощности эффекта Ноттингема определяется температурой инверсии $T_{инв}$, которая оценивается выражением [9]:

$$T_{инв} = 0,5 \cdot (b \cdot k)^{-1}. \quad (8)$$

Таким образом, $Zn = +1$, если $T_{\Delta} > T_{инв}$, и $Zn = -1$, если $T_{\Delta} < T_{инв}$.

ФОРТРАН программа оценки автоэмиссионного тока с учетом неравномерного распределения температуры по высоте конического острия опирается на выражения (1) – (8) и реализована в виде итерационного процесса, в рамках которого по средним температурам элементов корректируются их коэффициенты теплопроводности и омические сопротивления и, следовательно, джоулево тепловыделение. Листинг программы приведен в Приложении А. Функциональные зависимости теплопроводности $\lambda_i = \lambda(T_i)$ и удельного электрического сопротивления $\rho_{\Delta i} = \rho_{\Delta}(T_i)$ элементов модели в диапазоне от 300 К до 2000 К имеют следующий вид:

– для вольфрама

$$\begin{aligned} \lambda_W(T) &= 106,12 + 146,3 \cdot \exp(-T/389,7) \text{ Вт/(м·К)}; \\ \rho_{\Delta W}(T) &= (-1,9243 + 0,023 \cdot T + 3,41 \cdot 10^{-6} \cdot T^2) \cdot 10^{-8} \text{ (Ом·м)}; \end{aligned} \quad (9)$$

для молибдена

$$\begin{aligned} \lambda_{Mo}(T) &= 147.155 - 0.03479 \cdot T \text{ Вт/(м·К)}; \\ \rho_{\Delta Mo}(T) &= (-1,85658 + 0,02396 \cdot T + 1,86 \cdot 10^{-6} \cdot T^2) \cdot 10^{-8} \text{ (Ом·м)}. \end{aligned} \quad (10)$$

Результаты вычислений

В рамках вычислительного эксперимента были рассмотрены три типа конического острья:

- 1) малое молибденовое острие с высотой 600 нм, радиусом нижнего основания 200 нм и радиусом верхнего основания 100 нм;
- 2) молибденовое острие с высотой 1,9 мкм, радиусом нижнего основания 0,5 мкм и радиусом верхнего основания 0,1 мкм;
- 3) большое вольфрамовое острие с высотой 15 мкм, радиусом нижнего основания 2 мкм и радиусом верхнего основания 0,5 мкм.

Верхнее основание представляет собой эмитирующую поверхность модели. Работа выхода молибдена принималась равной 4,39 эВ, а работа выхода вольфрама 4,54 эВ. Сравнение двух молибденовых острий должно выявить влияние омических потерь на разогрев катода, а большое вольфрамовое острие было рассмотрено в работе [8] и взято для сравнения результатов расчета.

Результаты оценочных расчетов по сопоставлению эмиссионных способностей двух молибденовых моделей автокатодов приведены в таблице ниже. Температура основания модели катодов принималась равной 300 К.

Таблица – Результаты оценочного расчета плотности автоэмиссионного тока и температуры для двух молибденовых острий с трехкратной разницей по высоте

| Напряженность, В/мкм | Молибденовое острие с $H=600$ нм | | | Молибденовое острие с $H=1,9$ мкм | | |
|-------------------------|----------------------------------|----------------------|----------|-----------------------------------|----------------------|----------|
| | j , А/см ² | i , А | $Tэ$, К | j , А/см ² | i , А | $Tэ$, К |
| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 |
| $2,0 \cdot 10^3$ | $0,23 \cdot 10^{-2}$ | | 300 | $0,23 \cdot 10^{-2}$ | | 300 |
| $2,5 \cdot 10^3$ | 1,454 | | 300 | 1,454 | | 300 |
| $3,0 \cdot 10^3$ | 114,8 | | 300 | 114,8 | | 300 |
| $3,5 \cdot 10^3$ | 2718,3 | $0,86 \cdot 10^{-6}$ | 300 | 2718,3 | $0,85 \cdot 10^{-6}$ | 300 |
| $4,0 \cdot 10^3$ | $0,3 \cdot 10^5$ | $0,95 \cdot 10^{-5}$ | 300 | $0,3 \cdot 10^5$ | $0,95 \cdot 10^{-5}$ | 300 |
| $4,5 \cdot 10^3$ | $0,202 \cdot 10^6$ | $0,64 \cdot 10^{-4}$ | 300 | $0,202 \cdot 10^6$ | $0,64 \cdot 10^{-4}$ | 300 |
| $5,0 \cdot 10^3$ | $0,96 \cdot 10^6$ | $0,3 \cdot 10^{-3}$ | 300 | $0,95 \cdot 10^6$ | $0,3 \cdot 10^{-3}$ | 300 |
| $5,5 \cdot 10^3$ | – | – | | $0,34 \cdot 10^7$ | $0,11 \cdot 10^{-2}$ | 300,1 |
| $6,0 \cdot 10^3$ | – | – | | $0,101 \cdot 10^8$ | $0,32 \cdot 10^{-2}$ | 300,6 |
| $6,5 \cdot 10^3$ | – | – | | $0,257 \cdot 10^8$ | $0,81 \cdot 10^{-2}$ | 304,3 |
| $7,0 \cdot 10^3$ | – | – | | $0,578 \cdot 10^8$ | 0,018 | 324,5 |

Из данных таблицы следует, что заметный температурный перепад по высоте модели катода возникает, когда эмиссионный ток начинает принимать значения порядка одного мА и выше. Но в данном случае напряженность поля в эмитирующей зоне для рассматриваемых моделей должна составлять более 6000 В/мкм (или более $6 \cdot 10^7$ В/см).

Расчеты также показывают, что в случае $E = 7,0 \cdot 10^3$ В/мкм тепловой эквивалент эффекта Ноттингема составляет около $0,1 \cdot 10^{-4}$ Вт – острие охлаждается, так как температура инверсии для такого острия порядка 290 К.

Результаты расчетов показаны на графиках, рис. 5 и рис. 6.

На рисунке 6 представлено распределение температуры по высоте острия при напряженности поля $E = 6,0 \cdot 10^3$ В/мкм. При этом рассчитанная плотность эмиссионного тока составляла $0,537 \cdot 10^7$ А/см², а сила эмиссионного тока 0,042 А. Видно, что температурный перепад на отрезке 15 мкм составляет почти 20 градусов.

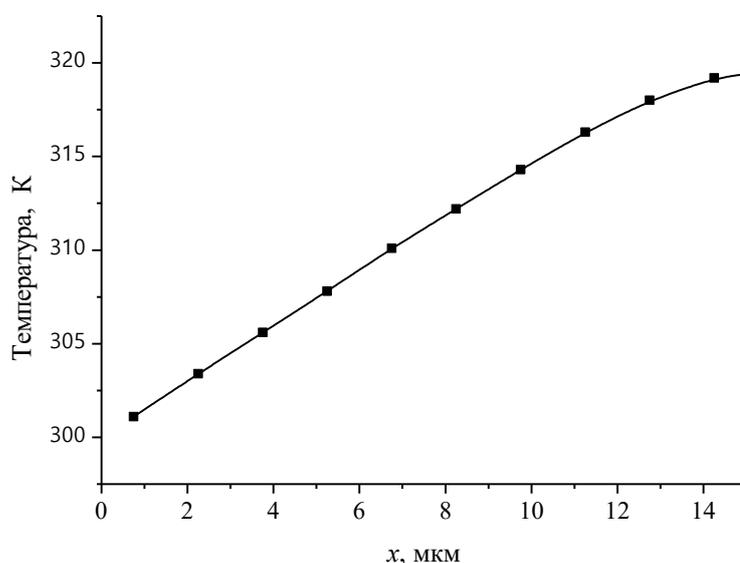


Рис.6 – Распределение температуры по высоте вольфрамового катода при силе тока 0,042 А

Если увеличить напряженность поля до $6,5 \cdot 10^3$ В/мкм, то сила эмиссионного тока возрастет до 0,115 А, и температурный перепад по высоте острия составит 369,3 градуса, см. рисунок 7, кривая 1.

Распределение температуры по высоте острия показано кривой 2 на рисунке 7. Ток эмиссии, вычисленный на второй итерации, составил 0,26А. Температурный перепад достиг 665 градусов. При переходе вычислений на третью итерацию температура середины катода превысила 2200 К, аппроксимации температурных зависимостей коэффициента теплопроводности и удельного электрического сопротивления вышли за пределы допустимых значений, и программа прекратила вычисления.

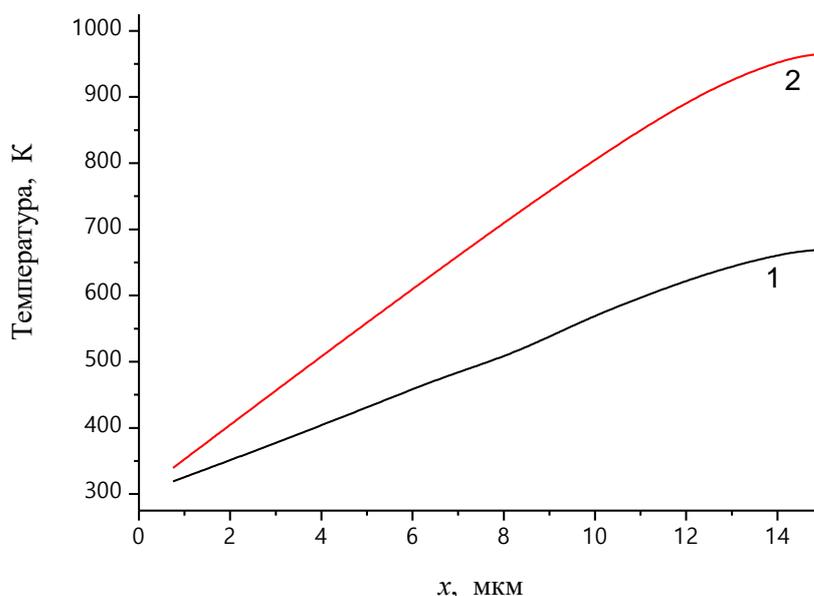


Рис. 7 – Распределение температуры по высоте вольфрамового катода:
 1 – сила эмиссионного тока 0,115 А,
 2 – сила эмиссионного тока 0,26 А.

Вычисленная плотность эмиссионного тока перед остановкой программы (температура эмитирующей поверхности на второй итерации 1000 К) равна $j = 0,33 \cdot 10^8$ А/см². Интересно сравнить это значение плотности тока с критерием тепловой неустойчивости эмиссионного острия, предложенного в [9]. Если плотность тока автоэмиссии удовлетворяет неравенству:

$$j \cdot r_1 \leq \frac{\text{Sin}\vartheta}{1 - \frac{r_1}{r_2}} \cdot \sqrt{\frac{\lambda}{\rho_{\text{Э}}}}, \quad (11)$$

где r_2 – радиус закругления вершины катода, а ϑ – плоский угол растра конуса, то тепловое воздействие на острие будет незначительным.

В нашем случае $r_1 = 2$ мкм, $r_2 = 0,5$ мкм, $H = 15$ мкм. Следовательно,

$$\sin(\vartheta/2) = \frac{r_1 - r_2}{\sqrt{H^2 + (r_1 - r_2)^2}} \approx 0,0995, \quad \cos(\vartheta/2) = \frac{H}{\sqrt{H^2 + (r_1 - r_2)^2}} \approx 0,995.$$

Поэтому $\sin(\vartheta) = 2 \cdot 0,0995 \cdot 0,995 = 0,198$. Выбирая значения $\lambda = 174$ Вт/(м·К) и $\rho_{\vartheta} = 4,98 \cdot 10^{-8}$ Ом·м, что соответствует 300 К, получаем:

$$j \leq 0,585 \cdot 10^8 \text{ А/см}^2.$$

Сравнивая это значение с полученным выше значением плотности тока в $0,33 \cdot 10^8$ А/см², можно отметить, что с точки зрения оценки совпадение вполне допустимое. При этом необходимо помнить, что оценка (8) опирается на закон Видемана – Франца, а вольфрам этому закону подчиняется с большой погрешностью, поскольку его удельное омическое сопротивление растет с температурой приближенно по параболическому закону, а коэффициент теплопроводности падает по экспоненте, см. выражения (9)

Заключение

В настоящей выпускной квалификационной работе приведен краткий аналитический обзор результатов исследований по созданию современных конструкций автоэмиссионных катодов, которые проводились в течение последних десятилетий.

Изложенный материал позволяет сделать вывод о возросшем интересе к использованию явления автоэмиссии для создания на основе современных полупроводниковых, микро- и нанотехнологий новых поколений вакуумных приборов и устройств.

В работе представлены результаты реализации в виде ФОРТРАН программы метода аналитической оценки тока эмиссии с учетом теплового режима металлических автоэмиссионных микрокатодов в модельном представлении в виде усеченного конуса. Приведены данные численных экспериментов по согласованному расчету плотности автоэмиссионного тока и распределению температуры по высоте катода. Расчеты подтверждают возможность сильного саморазогрева катодного острия за счет джоулевого тепловыделения, причем эффект Ноттингема не является настолько сильным, чтобы охлаждать катод, тем более что температура инверсии с ростом напряженности электрического поля тоже возрастает.

Методика расчета предназначена только для оценки автоэмиссионных возможностей только металлических катодов. В полупроводниковых структурах распределение плотности автоэмиссионного тока по сечению катода сложно оценить просто, использовать закон Джоуля-Ленца не корректно. Тепловыделение в полупроводниковом автокатоде можно оценить по работе тока, но для этого необходимо знание разности потенциалов на самом катоде, которая, очевидно, зависит от напряженности электрического поля, распределения тока по сечению, возникновению текущих $p-n$ – переходов и многого другого, что не укладывается в рамки простой модели.

Список использованных источников

1. Трубецков Д. И. Вакуумная микроэлектроника // Соросовский образовательный журнал. 1997, № 4. С. 58–64.
2. Гетеромагнитная микроэлектроника : сборник научных трудов / под ред. проф. А. В. Ляшенко. – Саратов : Изд-во ОАО «Институт критических технологий», 2018. – Вып. 25. С. 38 – 53. Ерофеева Н. В., Хвалин А. Л. Использование автоэмиссионных катодов в современных микроэлектронных устройствах
3. Dresselhaus, M.S. Science of Fullerenes and Carbon Nanotubes [Текст]/ M.S. Dresselhaus, G. Dresselhaus, P.C. Eklund - San Diego, California, USA: Academic Press, 1996.
4. Obraztsov, A.N. Cold and Laser Stimulated Electron Emission from Nanocarbons [Текст] / A.N. Obraztsov, V.I. Kleshch // J. Nanoelectron. Optoelectron. – 2009. – V. 4. – P. 207-219.
5. Geim, A. K. The rise of graphene [Текст] / A. K. Geim, K. S. Novoselov // Nat. Mater. – 2007. - V. 6. - №.3. - P. 183–91
6. *Владимиров Г. Г.*, Физическая электроника. Эмиссия и взаимодействие частиц с твердым телом: Учебное пособие. – СПб.: Издательство «Лань», 2013. – 368 с.
7. *Елинсон М. И., Васильев Г.Ф.* Ненакаливаемые катоды. – М.: Наука, 1974.– 278 с.
8. *Овчинников С. В., Остапчук Ю. Д.* Простая теплофизическая модель полевого катода с учетом температурных эффектов // Гетеромагнитная микроэлектроника : сборник научных трудов / под ред. проф. А. В. Ляшенко. – Саратов: Изд-во ОАО «Институт критических технологий», 2019. – Вып. 26 – С. 51 – 59.
9. *Трубецков Д. И., Рожнев А. Г., Соколов Д. В.* Лекции по сверхвысокочастотной вакуумной микроэлектронике. – Саратов: Изд-во ГосУНЦ ”Колледж”, 1996. – 238 с.

10. Таблицы физических величин. Справочник / Под ред. акад. И.К. Кикоина. – М.: Атомиздат, 1976. – 1008 с.

Будко

Будко О.А.
