

01.1;06.4;13.2

Модификация материала катода вокруг центров взрывной электронной эмиссии в искровой стадии вакуумного пробоя

© Е.В. Нефедцев, С.А. Онищенко

Институт сильноточной электроники СО РАН, Томск, Россия
E-mail: nev@lve.hcei.tsc.ru

Поступило в Редакцию 13 июля 2022 г.

В окончательной редакции 4 октября 2022 г.

Принято к публикации 4 октября 2022 г.

На основе численных расчетов даны оценки полей механических напряжений вокруг центров взрывной электронной эмиссии катода в ходе развития импульсного вакуумного пробоя. Учитывалось расширение материала за счет потерь проводимости. Показано, что размеры областей с нарушенной кристаллической структурой значительно больше размеров соответствующих центров взрывной эмиссии.

Ключевые слова: вакуумный пробой, взрывная электронная эмиссия, механические напряжения.

DOI: 10.21883/PJTF.2022.22.53804.19307

Известно, что самостоятельный вакуумный пробой развивается через искровую стадию, связанную с возникновением центров взрывной электронной эмиссии (ЦВЭЭ) на поверхности катода [1]. С каждым элементарным ЦВЭЭ связана локальная область эрозии — кратер микроскопических размеров и расширяющееся плазменное облако, образованное выбрасываемым из кратера материалом. При достижении кратером размеров десятых долей-единиц микрометров возникают условия, препятствующие дальнейшему расплавлению и испарению металла, поэтому поддержание искровой стадии вакуумного пробоя возможно лишь при условии зарождения дочерних ЦВЭЭ вблизи центров-предков [1]. Вакуумная искра приводит не только к кратерной эрозии материала катода. Вокруг кратеров возникают скрытые от непосредственных визуальных наблюдений зоны модифицированного материала, не связанные с его плавлением, которые оказывают влияние на вероятность появления новых ЦВЭЭ при воздействии очередных пробивных импульсов [2,3].

В работе [4] исследовалась катодная кратерная эрозия на монокристаллической меди после пробоя вакуумного промежутка (анод — вольфрам, тантал) треугольным импульсом напряжения 200 кВ с длительностью фронта 20 ns и длительностью среза 10 ns. При таком короткоимпульсном пробое, оборванном в начале искровой стадии, на поверхности медного монокристаллического катода возникало несколько компактных скоплений кратеров размером порядка единиц микрометров, а также несколько одиночных кратеров размером порядка десятых долей микрометра. Размеры зон модифицированного материала, выявленных методом селективного электрохимического травления, оказались значительно больше размеров соответствующих следов кратерной эрозии. Было сделано предположение, что модификация материала происходит в результате возникновения термомеханических напряжений вокруг ЦВЭЭ.

В настоящей работе на основе уравнения динамики изотропной упругой среды в аксиально-симметричном приближении относительно цилиндрической системы координат $\{r, z\}$ проведены оценочные расчеты полей механических напряжений σ в приповерхностном объеме медного катода в ходе разогрева импульсным током, протекающим через ЦВЭЭ. Изначально предполагалось, что характерный масштаб зоны нагрева намного меньше зоны критических напряжений, поэтому температурные зависимости модуля упругости и коэффициента Пуассона не учитывались, а их значения соответствовали начальной температуре $T = 293$ К. При этом учитывалась температурная зависимость удельного сопротивления меди. Вся расчетная область представляла собой цилиндр, радиус и высота которого составляли 0.2 mm. Верхнее основание цилиндра $z = 0.2$ mm считалось механически закрепленным, термостатированным при $T = 293$ К и заземленным, остальная поверхность расчетной области считалась свободной, теплоизолированной и находилась „под плавающим потенциалом“, зависящим от геометрии растекания тока в материале. Потери тепла на излучение поверхности, как показали оценки и пробные расчеты, практически не влияют на результат. Считалось, что ток втекает в металл вокруг центральной точки нижнего основания $r = 0, z = 0$ однородно в круге радиусом $R \sim 0.1-1 \mu\text{m}$ („пятно тока“).

В режиме моделирования одиночного ЦВЭЭ считалось, что ток i существует в течение времени $t = \tau = 5-10$ ns, что соответствует порядку времени жизни ЦВЭЭ [1] (рис. 1, кривая 1). В режиме моделирования развития отдельного скопления ЦВЭЭ предполагалось, что зависимость тока от времени $i(t)$ соответствует форме осциллограммы тока, измеренной при пробое вакуумного промежутка треугольным импульсом (рис. 1, кривая 2) (т.е. предполагалось, что полный ток в любой момент времени пропорционально разделен между скоплениями ЦВЭЭ).

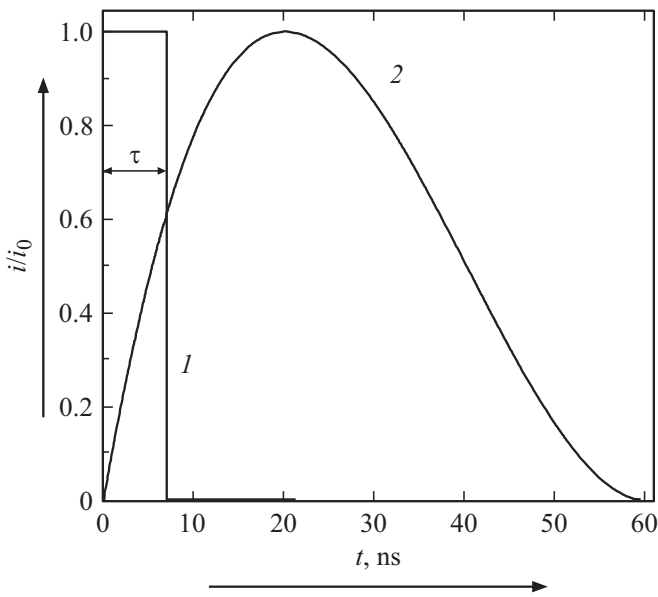


Рис. 1. Формы импульсов тока, нормированные на амплитудные значения i_0 , при моделировании одиночного ЦВЭЭ (1) и множественного ЦВЭЭ (2).

Вначале проводились пробные циклы расчета. Амплитуда плотности тока j_0 от цикла к циклу повышалась до тех пор, пока максимальная температура в какой-либо из моментов времени не достигала критической температуры меди. В этом случае полученный результат считался окончательным.

На рис. 2, а на плоскости радиально-осевого разреза показан результат расчета поля эффективных механиче-

ских напряжений в конце действия одиночного ЦВЭЭ с параметрами $R = 0.1 \mu\text{m}$, $j_0 = 4.7 \cdot 10^{13} \text{ A/m}^2$ (амплитуда тока $i_0 = 1.48 \text{ A}$), $\tau = 7 \text{ ns}$. При построении поля напряжений использовано усреднение по Мизесу

$$\sigma_M = \left\{ [(\sigma_{xx} - \sigma_{yy})^2 + (\sigma_{yy} - \sigma_{zz})^2 + (\sigma_{xx} - \sigma_{zz})^2 + 6(\sigma_{xy}^2 + \sigma_{yz}^2 + \sigma_{zx}^2)] / 2 \right\}^{1/2},$$

где σ_{ij} — компоненты тензора напряжений. Длина стрелок соответствует условной логарифмической шкале вектора деформаций. Серыми контурами показаны некоторые изотермы. Внешняя изотерма соответствует температуре 300 К (превышающей начальную температуру на 7 К), внутренние изотермы соответствуют температурам плавления (1376 К) и кипения (2836 К) [5].

Будем оценочно полагать, что пластическая деформация затрагивает область, в которой возникли напряжения $\sigma_M \geq 10^8 \text{ Pa}$ (для чистой отожженной меди предел текучести составляет $7 \cdot 10^7 \text{ Pa}$ [5]). Из рисунка видно, что радиус контура этой области на поверхности электрода $z = 0$ на порядок величины больше радиуса области расплава, а сам контур расположен в области температур, близких к комнатным. Прекращение тока приводит к резкому снижению температуры в пятне тока. При этом условная граница текучести $\sigma_M = 10^8 \text{ Pa}$ продолжает расширяться в течение 1 ns за счет перераспределения деформации в ходе волновых процессов, достигая радиуса $3.3 \mu\text{m}$. Исчезновение напряжений свыше 10^8 Pa на поверхности катода происходит при $t = \theta = 12 \text{ ns}$ (условный момент снятия напряжений).

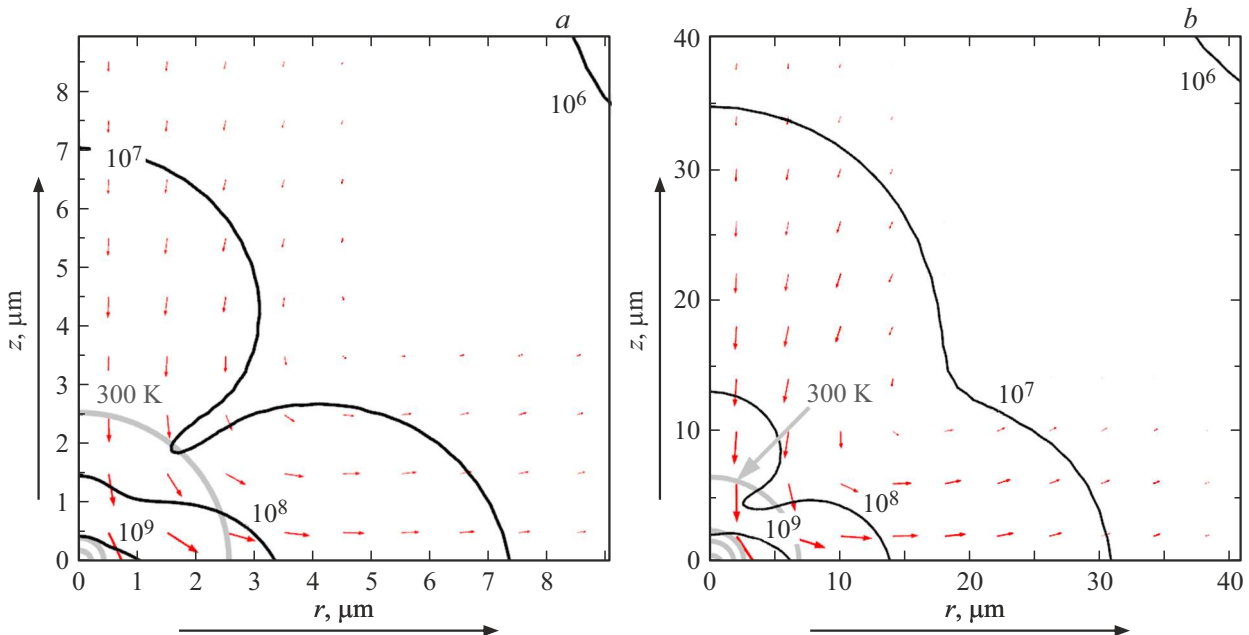


Рис. 2. Рассчитанные поля эффективных механических напряжений (черные изолинии с указанием величины в Па) и температуры (серые изотермы, 300, 1376, 2836 и 8000 К) для случая одиночного ЦВЭЭ при $t = 7 \text{ ns}$ (а) и множественного ЦВЭЭ при $t = 40 \text{ ns}$ (б). Стрелками показаны направления вектора деформаций.

На рис. 2, *b* приведены результаты расчета для множественного ЦВЭЭ при параметрах $R = 1 \mu\text{m}$, $j_0 = 7.5 \cdot 10^{12} \text{ A/m}^2$ (амплитуда тока $i_0 = 23 \text{ A}$) для момента времени 40 ns , соответствующего максимальному разогреву материала. Изотермы соответствуют температурам, указанным выше. Имеется также изотерма 8000 K , соответствующая критической температуре меди. Радиус зоны пластических деформаций на поверхности катода при этом стабилизируется на уровне $12\text{--}15 \mu\text{m}$, его сокращение начинается спустя 100 ns после начала импульса тока. Условный момент времени снятия напряжений на поверхности $z = 0$ составляет $\theta \approx 170 \text{ ns}$.

Таким образом, проведенные расчеты подтверждают сделанные ранее оценки плотности тока в ЦВЭЭ $\sim 10^{12}\text{--}10^{13} \text{ A/m}^2$ [1] и показывают, что в непрогретой области, размер которой значительно превышает размер ЦВЭЭ, материал катода подвергается воздействию разрушающих механических напряжений. Эти напряжения соответствуют уровню давлений плазмы ЦВЭЭ $10^8\text{--}10^9 \text{ Pa}$ [1], поэтому должны оказывать влияние как на динамику развития отдельного ЦВЭЭ, так и на процесс распространения взрывоэмиссионной активности вдоль поверхности катода в искровой стадии пробоя. Имеются прямые экспериментальные свидетельства того, что в жестких монокристаллических материалах, таких как легированный кремний, механические явления на катоде (распространение звука, пластической деформации, трещин) могут стать основными факторами, управляющими развитием вакуумной искры [6].

Финансирование работы

Работа выполнена в рамках госзадания № FWRM-2021-0007.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] Г.А. Месяц, Д.И. Проскуровский, *Импульсный электрический разряд в вакууме* (Наука, Новосибирск, 1984). [G.A. Mesyats, D.I. Proskurovsky, *Pulsed electrical discharge in vacuum* (Springer-Verlag, Berlin, 1989).]
- [2] A. Korsbäck, F. Djurabekova, L.M. Morales, I. Profatillova, E.R. Castro, W. Wuensch, S. Calatroni, T. Ahlgren, *Phys. Rev. Accel. Beams*, **23**, 033102 (2020). DOI: 10.1103/PhysRevAccelBeams.23.033102
- [3] A. Saessalo, A. Kyritsakis, F. Djurabekova, I. Profatillova, J. Paszkiewicz, S. Calatroni, W. Wuensch, *Phys. Rev. Accel. Beams*, **23**, 023101 (2020). DOI: 10.1103/PhysRevAccelBeams.23.023101
- [4] Е.В. Нефёдцев, С.А. Онищенко, А.В. Батраков, *Изв. вузов. Физика*, **62** (7), 31 (2019). DOI: 10.17223/00213411/62/7/31 [E.V. Nefedtsev, S.A. Onischenko, A.V. Batrakov, *Russ. Phys. J.*, **62** (7), 1130 (2019). DOI: 10.1007/s11182-019-01827-4].
- [5] *Физические величины. Справочник*, под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова (Энергоатомиздат, М., 1991).
- [6] S.A. Onischenko, E.V. Nefyodtsev, A.V. Batrakov, D.I. Proskurovsky, in *2014 Int. Symp. on discharges and electrical insulation in vacuum (ISDEIV)* (IEEE, 2014), p. 5. DOI: 10.1109/DEIV.2014.6961605