

## ФИЗИКА ПЛАЗМЫ И ЭЛЕКТРОФИЗИКА

УДК 537.84

СПЕКТР ИЗЛУЧЕНИЯ ПЛАЗМЫ, ФОРМИРУЮЩИЙСЯ  
ПРИ ВЗРЫВЕ МИКРООСТРИЯ

Е. В. Орешкин

*В электродинамических и ускоряющих структурах, на которые воздействуют мощные радиочастотные электромагнитные волны, большое значение имеют взрывоэмиссионные процессы. Они происходят из-за взрыва микроострий на поверхности электродов. В работе представлены результаты радиационно-магнитогидродинамических расчётов взрыва медных проводников в условиях, аналогичных тем, что возникают при взрыве микроострий. Это означает, что плотность тока составляет порядка  $10^9$  А/см<sup>2</sup>. Были рассмотрены квазистационарный и радиочастотный режимы взрыва. Выяснилось, что в обоих случаях максимум спектрального распределения приходится на ультрафиолетовый диапазон. Однако мощность излучения, которое выходит из проводника, в радиочастотном режиме почти на два порядка меньше, чем в квазистационарном.*

**Ключевые слова:** взрывная эмиссия, радиационно-магнитогидродинамическое (РМГД) моделирование, радиочастотный пробой.

*Введение.* Интерес к изучению механизма радиочастотного вакуумного пробоя возник из-за развития мощной импульсной СВЧ-электроники [1]. Исследования показали, что увеличению энергии СВЧ излучения мешает эффект “pulse shortening”. Из-за него при повышении мощности импульса его длительность уменьшается, а энергия излучения не превышает десятков Джоулей [2]. Основной причиной эффекта “pulse shortening” является радиочастотный вакуумный пробой резонаторов и замедляющих структур

СВЧ-генераторов. В последнее время изучение механизма радиочастотного вакуумного пробоя стало актуальным в связи с разработкой электрон-позитронного коллайдера тераваттного уровня мощности. Этот проект реализуется международной кооперацией, частью которой является создание компактного линейного коллайдера (CLIC) [3]. Ускоряющая структура компактного линейного коллайдера будет изготовлена из меди и работать на частоте примерно 12 ГГц. В такой системе величина напряжённости электрического поля, которое ускоряет частицы, ограничивается вакуумным пробоем на поверхности ускоряющей структуры. На данный момент максимальное значение ускоряющего поля составляет 100 МВ/м, что приводит к появлению макроскопического электрического поля выше 200 МВ/м на поверхности ускорителя [4].

Целью данной работы является численное исследование закономерностей электрического взрыва медных проводников при плотностях тока около  $10^9$  А/см<sup>2</sup>. Медные проводники выбраны в качестве объекта исследования, потому что ускоряющая структура CLIC сделана из меди, а также потому, что теплофизические и транспортные свойства меди хорошо изучены.

*Численная модель.* Для описания процессов, которые происходят при ЭВП, обычно используют радиационно-магнитогидродинамическое (РМГД) приближение. Чтобы провести численные расчёты в этом приближении, необходимо заранее знать уравнения состояния вещества (УРС) для широкого диапазона термодинамических параметров, а также коэффициенты переноса. Среди них наиболее важна электропроводность. Моделирование ЭВП проводилось с использованием однопериодического РМГД приближения. Оно включало следующие уравнения:

а) уравнения гидродинамики, описывающие законы сохранения массы, импульса и энергии, а также поток энергии

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho \nabla \mathbf{v} = 0, \quad (1)$$

$$\rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} = -\nabla p + \frac{1}{c} \mathbf{j} \times \mathbf{H}, \quad (2)$$

$$\rho \frac{d\varepsilon}{dt} = -p \nabla \mathbf{v} + \mathbf{E} \cdot \mathbf{j} - \nabla \mathbf{W}; \quad (3)$$

б) уравнений Максвелла, записанные в квазистационарном приближении (без учета токов смещения)

$$\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} = -\nabla \times \left( \mathbf{E} - \frac{1}{c} \mathbf{v} \times \mathbf{H} \right), \quad \nabla \times \mathbf{H} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}, \quad (4)$$

в) закона Ома

$$\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E}; \quad (5)$$

г) уравнений состояния вещества (УРС), связывающие между собой термодинамические функции (давление, внутренняя энергия) с термодинамическими параметрами (температура, плотность);

д) уравнения переноса излучения.

В системе уравнений (1)–(4) приняты следующие обозначения:  $\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v}\nabla$  – субстанциональная производная;  $\rho$  – плотность вещества;  $\mathbf{v}$  – его скорость;  $p$ ,  $\varepsilon$ ,  $T$  – давление, внутренняя энергия и температура вещества;  $\mathbf{W} = \mathbf{W}_{\text{Rad}} - \kappa\nabla T$  – поток энергии;  $\kappa$  – коэффициент теплопроводности;  $\mathbf{W}_{\text{Rad}}$  – поток излучения;  $\mathbf{H}$  – напряженность магнитного поля;  $\mathbf{E}$  – напряженность электрического поля в системе координат, связанной с веществом;  $\mathbf{j}$  – плотность тока;  $\sigma$  – проводимость.

Система уравнений (1)–(4) была решена численно с использованием одномерной РМГД-программы EXWIRE [5–7], которая написана в лагранжевых координатах. В этой программе применялась явная разностная схема для решения уравнений гидродинамики (1)–(3). В схему была включена комбинированная псевдовязкость (линейная и квадратичная), чтобы учесть ударные волны. Для решения уравнений Максвелла (5), дополненных законом Ома (6), а также уравнения теплопроводности использовались неявные разностные схемы. На границе взрываемого проводника было задано граничное условие для азимутальной компоненты напряжённости магнитного поля

$$H_{\varphi}(r_w) = \frac{2I}{cr_w}, \quad (6)$$

где  $r_w$  – внешний, зависящий от времени, радиус проволочки;  $I$  – ток, протекающий через проводник.

Для решения уравнений переноса излучения применялась методика, описанная в работе [8]. Эта методика учитывает тормозное излучение, рекомбинационное излучение и излучение в спектральных линиях. В ней используются осреднённые по спектру коэффициенты поглощения и испускания. В расчетах использовалось 14-групповое приближение. Мощность излучения в ультрафиолетовом диапазоне спектра определялась суммой мощностей излучения в 3, 4, 5, 6, 7 и 8 группах, а мощность излучения в видимом диапазоне спектра определялась суммой мощностей излучения в 9, 10, 11, 12, 13 и 14 группах.

Система РМГД уравнений (1)–(4) дополняется уравнениями состояния вещества. Для описания металла использовались широкодиапазонные полуэмпирические уравнения состояния [9], полученные на основе модели [10]. В этих уравнениях учитываются эффекты высокотемпературного плавления и испарения. Электропроводность

меди определялась по таблицам проводимости, построенным с помощью расчётно-экспериментальной методики [7, 11], в которой предполагается, что проводимость металла параметрически зависит от конкретного вида уравнений состояния вещества. В данной методике изначально предполагается, что переход из металлического в диэлектрическое состояние происходит при достижении веществом критической плотности. При плотности выше критической проводимость падает с ростом температуры, что характерно для металлов в конденсированных состояниях. А при плотности меньшей критической проводимость растёт с ростом температуры, что характерно для газов и плазмы.

*Обсуждение результатов.* Известно [12], что для медного катода минимальный ток, при котором может работать единичный эктон, составляет примерно 1.6 А. При увеличении тока в два раза на поверхности катода образуется второй эктон. Таким образом, ток в 3.2 А – это максимальный ток, проходящий через отдельный эктон. Радиальный размер микроострия был выбран так, чтобы плотность тока через микроострие была приблизительно равна  $10^9$  А/см<sup>2</sup>. Это значение близко к предельной плотности тока автоэлектронной эмиссии [13]. Исходя из этих предположений, был смоделирован взрыв медных цилиндрических проводников с начальным радиальным размером (диаметром проводника) 0.6 мкм. В этом случае максимальная плотность тока через проводник составляла  $j_{\max} = \frac{I_0}{\pi r_0^2} \approx 1.1 \cdot 10^9$  А/см<sup>2</sup>, где  $I_0 = 3.2$  А – амплитуда тока через проводник,  $r_0 = 0.3$  мкм – начальный радиус цилиндрического проводника.

В первом варианте расчета рассматривался взрыв микропроводника постоянным током. В данном расчете ток линейно нарастал за 0.1 нс до максимального значения 3.2 А, а затем оставался постоянным, далее этот режим будем именовать квазистационарным режимом. Во втором варианте рассматривался взрыв медного микропроводника током высокой частоты. Зависимость тока от времени имела вид:

$$\left. \begin{array}{l} I(t) = I_0 \sin 2\pi\nu t \\ I(i) = 0 \end{array} \right\} \begin{array}{l} \text{при } \sin 2\pi\nu t > 0 \\ \text{при } \sin 2\pi\nu t < 0 \end{array} \quad (7)$$

где  $\nu = \frac{1}{T}$  – частота колебаний;  $T$  – период колебаний тока. Амплитудное значение тока, так же как и ранее, было равно  $I_0 = 3.2$  А, а частота составляла  $\nu = 12$  ГГц. При такой временной зависимости ток через проводник протекал половину периода колебаний, а во второй половине периода имела пауза тока, во время которой нагрев вещества не происходит.

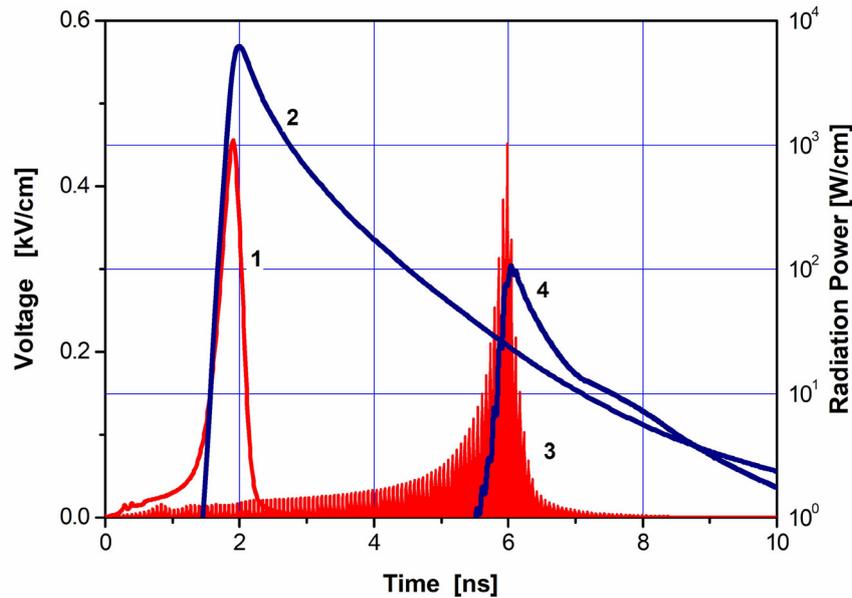


Рис. 1: Зависимость от времени напряженности электрического на проводнике (кривая 1 – для квазистационарного режима, кривая 3 – для частоты 12 ГГц) и мощности излучения (кривая 2 – для квазистационарного режима, кривая 4 – для частоты 12 ГГц).

Временные зависимости характеристик взрыва как в квазистационарном, так и в радиочастотном режимах, приведены на рис. 1 и 2. На рис. 1 представлены зависимости от времени напряженности электрического на микропроводнике и мощности излучения. На рис. 2 представлены зависимости от времени средней (по массе) температуры металла и концентрации ионов. Как видно из рис. 1 максимальное значение напряженности электрического поля приблизительно одинаковое как в квазистационарном (кривая 1), так и в радиочастотном (кривая 3) режимах взрыва. В квазистационарном режиме расчетные характеристики взрыва следующие: время взрыва проводника, которое определено как момент максимума напряжения на проводнике, составило  $\tau_0 \approx 1.9$  нс; энергия, вложенная в проводник к моменту максимума напряжения, составила 0.5 мДж/см или в пересчете на один атом металла  $\varepsilon_0 \approx 13$  эВ/атом, а мощность излучения в максимуме  $6 \cdot 10^3$  Вт/см. В радиочастотном режиме взрыва приблизительно в три раза, по сравнению с квазистационарным режимом, увеличивается время взрыва. А энергия, вложенная в проводник, и мощность излучения уменьшается. Отметим, что если энергия, вложенная в проводник, в радиочастотном режиме уменьшается несущественно, приблизительно в 2 раза, то мощность излучения уменьшается почти на 2 порядка.

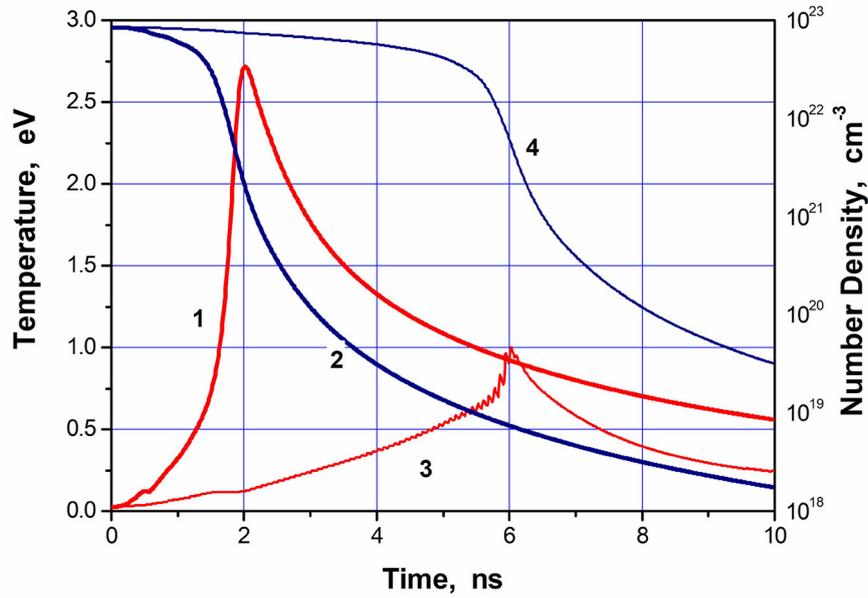


Рис. 2: Зависимость от времени средней температуры металла (кривая 1 – для квазистационарного режима, кривая 3 – для частоты 12 ГГц) и средней концентрации ионов (кривая 2 – для квазистационарного режима, кривая 4 – для частоты 12 ГГц).

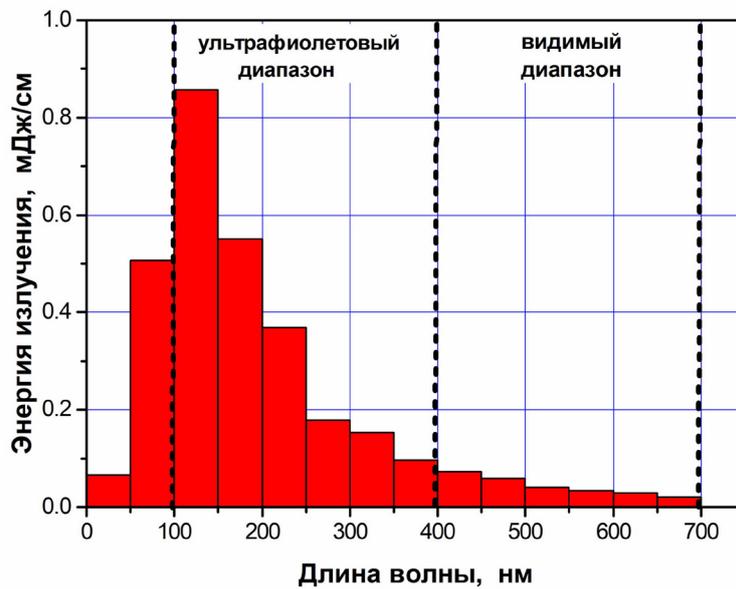


Рис. 3: Спектральные распределения энергии излучения для квазистационарного режима.

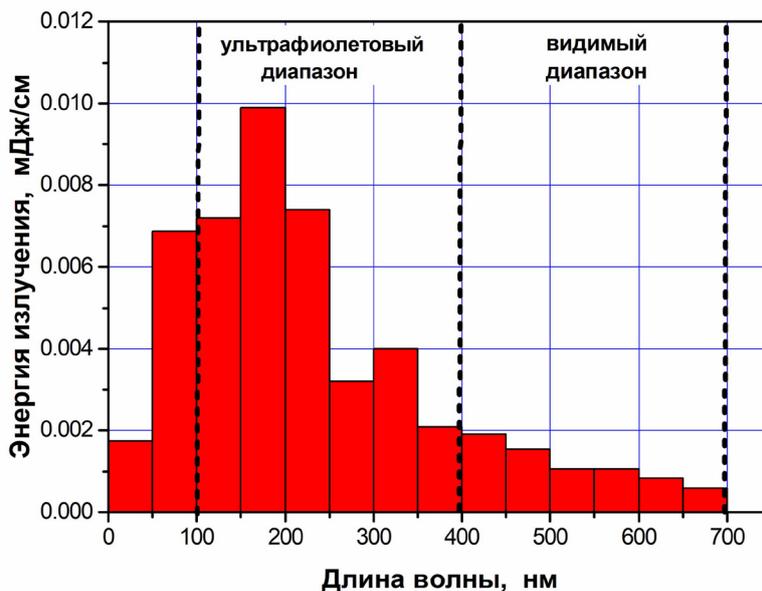


Рис. 4: Спектральные распределения энергии излучения для радиочастотного режима.

Спектральные распределения (проинтегрированные по времени) собственного излучения металла как в квазистационарном, так и в радиочастотном режимах, приведены на рис. 3 и 4. На этих же рисунках выделен диапазон длин волн, соответствующий ультрафиолетовому и видимому диапазонам спектра.

Из этих рисунков можно видеть, что в обоих рассматриваемых случаях максимум спектрального распределения приходится на ультрафиолетовый диапазон спектра. Рис. 3 показывает, что в квазистационарном режиме спектральное распределение излучения близко к “чернотельному” распределению, то есть описываемому функцией Планка при температуре 2–2.5 эВ. Это значение температуры близко к максимальной средней температуре металла (см. рис. 2). Спектральное распределение излучения в радиочастотном режиме лежит в более длинноволновой области и к тому же оно менее регулярно, чем в квазистационарном режиме взрыва. Отклонение от планковского спектра связано с колебаниями средней температуры микропроводника в процессе его нагрева, которые можно видеть на рис. 2 (кривая 3).

*Заключение.* В работе проведены магнитогидродинамические расчёты взрыва медных проводников в условиях, аналогичных тем, что возникают при взрыве микроострий на поверхности катода в сильных электромагнитных полях, то есть при плотностях тока порядка  $10^9$  А/см<sup>2</sup>. В расчётах использовались широкодиапазонные полуэмпирические уравнения состояния, которые учитывают эффекты высокотемпературного плавления

и испарения. Электропроводность меди определялась по таблицам проводимости, построенным с помощью расчётно-экспериментальной методики. В этой методике предполагается, что переход из металлического в диэлектрическое состояние происходит при достижении веществом критической плотности. При плотности выше критической проводимость падает с ростом температуры, что характерно для металлов в конденсированных состояниях. Рассматривались квазистационарный и радиочастотный режимы взрыва. Во втором случае период колебания тока был значительно меньше времени взрыва.

РМГД расчеты показали, что в обоих рассматриваемых случаях максимум спектрального распределения приходится на ультрафиолетовый диапазон спектра. В квазистационарном режиме потери энергии на излучение составляют менее 1% от вложенной в проводник энергии, при этом около 3% излученной энергии приходится на долю спектральных линий. В радиочастотном режиме доля энергии излучения ещё меньше. Поэтому учёт излучения не оказывает существенного влияния на процесс и динамику взрыва. Однако излучение, генерируемое при взрыве катодных микроострий, может существенно влиять на процессы ионизации в межэлектродном пространстве, а также на формирование плазмы на аноде. Если предположить, что высота микроострия составляет несколько микрон, то мощность излучения одного эктона в квазистационарном режиме можно оценить в 1–3 Вт. При этом число эктонов на поверхности катода может быть достаточно велико. Например, при взрыве проводников в мегагауссных магнитных полях [14–16] на одном квадратном миллиметре поверхности катода регистрировалось от 200 до 500 взрывоэмиссионных центров [14]. В радиочастотном режиме мощность излучения одного эктона по порядку величины можно оценить в 10 мВт, то есть для регистрации взрывоэмиссионных центров в этом режиме требуется аппаратура с существенно большей разрешающей способностью.

Работа поддержана Российским научным фондом, грант № 23-29-00655.

#### Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] G. Mesyats, *Pulsed power engineering and electronics* (Nauka, Moscow, 2004).
- [2] F. J. Agee, *IEEE transactions on plasma science* **26**, 235 (1998).
- [3] T. Raubenheimer, H. Trautner, F. Perriollat, et al., *A 3 TeV e+ e- Linear Collider Based on CLIC Technology*, in, CERN, 2000.

- [4] W. Wuensch, Advances in the understanding of the physical processes of vacuum breakdown, Reports No, in, CERNOPEN-2014-028 and No. CLIC-Note-1025, 2013.
- [5] E. Oreshkin, S. Barengolts, V. Oreshkin, Physics of Plasmas **31**, 033904 (2024).
- [6] V. I. Oreshkin, S. A. Barengol'ts, S. A. Chaikovsky, Technical Physics **52**, 642 (2007). doi.org/10.1134/s1063784207050179.
- [7] V. I. Oreshkin, R. Baksht, A. Y. Labetsky, et al., Technical Physics **49**, 843 (2004).
- [8] V. Oreshkin, E. Oreshkin, D. Shmelev, Physics of Plasmas **30**, 113301 (2023).
- [9] S. I. Tkachenko, K. V. Khishchenko, V. S. Vorob'ev, et al., High Temperature **39**, 674 (2001). doi.org/10.1023/a:1012324925983.
- [10] A. Bushman, V. Fortov, Sov. Tech. Rev. B **1**, 219 (1987).
- [11] I. D. Bakulin, V. Kuropatenko, A. Luchinskii, Zhurnal Tekhnicheskoi Fiziki **46**, 1963 (1976).
- [12] G. Mesyats, *Cathode Phenomena in a Vacuum Discharge: The breakdown, the spark, and the arc* (Nauka, Moscow, 2000).
- [13] G. Fursey, V. Zhukov, I. Baskin, Limiting Densities of FEE Current and Pre-Explosive Effects, in: Emission Electronics, 1984, pp. 21-41.
- [14] T. Awe, E. Yu, K. Yates, et al., IEEE transactions on plasma science **45**, 584 (2017).
- [15] V. Oreshkin, S. Chaikovsky, I. Datsko, et al., Journal of Applied Physics **132**, 085902 (2022).
- [16] V. Oreshkin, R. Baksht, S. Chaikovsky, et al., Physics of Plasmas **30**, 113508 (2023).

Поступила в редакцию 10 октября 2024 г.

После доработки 18 ноября 2024 г.

Принята к публикации 8 декабря 2024 г.