

Вакуумный электронный диод как согласованная нагрузка для тестирования субмикросекундных мегаамперных импульсных генераторов тока: численное моделирование

*А.А. Жерлицын, И.В. Пегель**

Институт сильноточной электроники СО РАН, Томск, Россия

**pegel@lfe.hcei.tsc.ru*

В расчетах РiС-методом с помощью кода KARAT показано, что вакуумные электронные диоды с межэлектродным зазором около 1 см в режиме частичной магнитной самоизоляции обеспечивают сопротивление вблизи 1 Ом, мало изменяющееся в течение субмикросекундного импульса напряжения с амплитудой до 1 МВ. Подтверждена применимость известных теоретических моделей диода-линии с магнитной изоляцией и диода с магнитной фокусировкой. Рассмотрено влияние эмиссии ионов металла с коллектора на импеданс диода и фокусировку электронного пучка.

Ключевые слова: вакуумный диод, электронный пучок, импеданс, дифференциальное сопротивление, эмиссия ионов, РiС-моделирование

1. Введение

Одним из видов испытаний для мегаамперных импульсных генераторов тока является работа на согласованную нагрузку, сопротивление которой может составлять ~1 Ом, при этом нагрузка должна выдерживать мегавольтное напряжение. Таким требованиям удовлетворяют вакуумные электронные диоды, однако встает задача обеспечить стабильность импеданса диода при изменении напряжения в широких пределах (что особенно важно для генераторов с колоколообразной формой импульса). Классический вакуумный диод без магнитного поля с ограничением тока объемным зарядом, очевидно, не дает такой возможности.

Описываемые ниже численные расчеты имели целью найти такую осесимметричную конфигурацию электронного диода, которая при радиусе внешнего проводника (анода) не более 30 см и напряжении до 1 МВ обеспечивала бы сопротивление вблизи 1 Ом, мало изменяющееся в течение колоколообразного импульса тока длительностью ≈ 0.5 мкс, и давала бы возможность без технических трудностей регулировать импеданс.

Оценка влияния магнитного поля на движение электронов в названных условиях сразу показывает, что электронный поток в диоде должен быть замагничен, во всяком случае на периферии. Известно, что стабильный импеданс можно получить в диоде в виде окончания коаксиальной линии, работающей в режиме магнитной самоизоляции. В работе [1] с использованием результатов теоретической работы [2] было показано, что в таком диоде при радиусе анода 10 см и радиальным зазоре 1.5 см при напряжении до 450 кВ обеспечивается сопротивление на уровне 3 Ом в течение времени до 200 нс. Другой разновидностью диодов, которую следует рассмотреть, являются диоды с магнитной фокусировкой [3].

2. Моделирование электронных диодов в отсутствие ионов

Численное моделирование, выполненное с помощью осесимметричной версии РiС-кода KARAT [4] показало, что если следовать подходу работы [1], то для получения сопротивления на уровне 1 Ом при радиусе анода 27 см и напряжении в диоде ≈ 1 МВ радиальный зазор катод–анод должен быть близок к 1 см.

Расчетная конфигурация электронного потока и траектории частиц приведены на рис. 1. На рис. 2 приведены в зависимости от времени ток в диоде и проводимость ($R^{-1}=I/U$) для импульса напряжения колоколообразной формы с длительностью по основанию 0.5 мкс. Видно, что токопрохождение в диоде имеет три стадии в течение импульса. Дифференциальная проводимость dI/dU , сначала положительная, свойственная режиму

ограничению тока объемным зарядом, в момент времени ≈ 50 нс сменяется отрицательной, характерной для режима частичной магнитной самоизоляции, который сохраняется до 380 нс. Затем происходит возвращение к режиму ограничения тока объемным зарядом. Таким образом, ток через диод основную часть времени протекает в режиме частичной магнитной самоизоляции.

Для сравнения на рис. 2 приведены кривые проводимости, построенные по известным формулам: для диода без магнитного поля (с ограничением тока объемным зарядом) и для диода-линии с магнитной самоизоляцией. В последнем случае ток в диоде, согласно [1], [2], определяется выражением

$$I = \frac{I_0}{2 \ln(R_a/R_c)} \gamma \left\{ \ln \left[\gamma + (\gamma^2 - 1)^{1/2} \right] + (\Gamma - \gamma)(\gamma^2 - 1)^{-1/2} \right\}, \quad (1)$$

здесь $I_0 = mc^3/e \approx 17$ кА, $\Gamma = 1 + eU/mc^2$ – релятивистский фактор электронов на аноде и γ – на внешней границе магнитно-изолированного потока; R_a и R_c – радиусы анода и катода. Функция $\gamma(\Gamma)$ не имеет простого выражения, но может быть аппроксимирована как $\gamma = \Gamma^{0.4}$. В нашем случае при таком выборе γ получается незначительное расхождение с численным расчетом по сопротивлению диода; лучшее согласие дает аппроксимация $\gamma = \Gamma^{0.6}$.

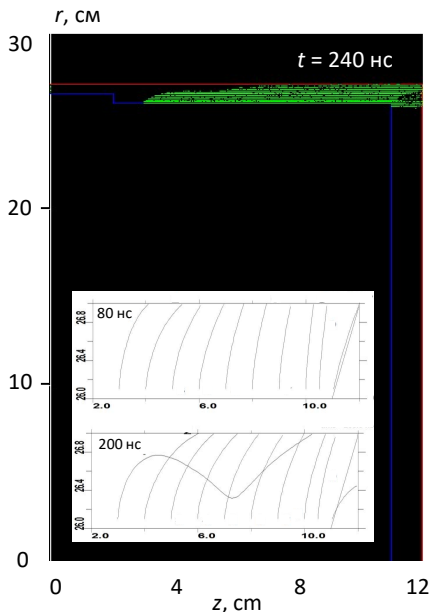


Рис. 1. Конфигурация электронного потока в диоде – коаксиальной линии с радиальным зазором 1.0 см в момент времени вблизи максимума тока. На вставке – траектории электронов в два момента времени.

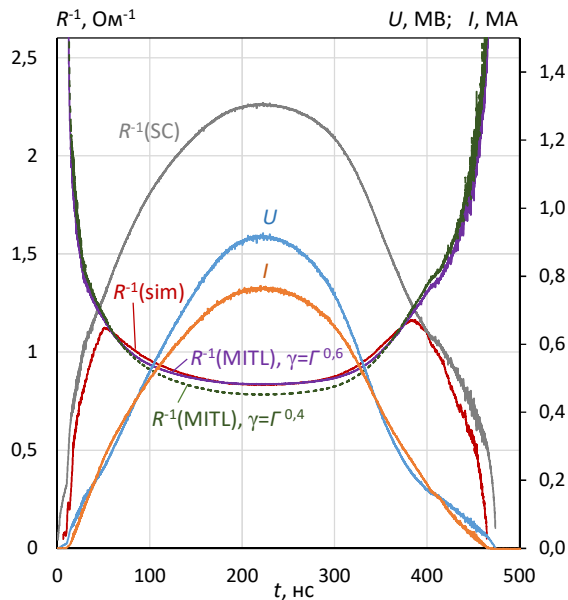


Рис. 2. Зависимости от времени напряжения U , тока I и проводимости R^{-1} в диоде – коаксиальной линии с радиальным зазором 1.0 см. Проводимость: $R^{-1}(\text{sim})$ – полученная численно, $R^{-1}(\text{SC})$ – по формуле для диода без магнитного поля, $R^{-1}(\text{MITL})$ – по формуле для диода – линии с магнитной самоизоляцией [1, 2] с двумя разными степенными аппроксимациями $\gamma(\Gamma)$.

Таким образом, диод в виде коаксиальной линии обеспечивает требуемый импеданс лишь при малом радиальном зазоре 1 см, сравнимом с расстоянием, проходным катодной и анодной плазмами поперек магнитного поля за время импульса (0.5 мкс). В таких условиях в эксперименте желательно иметь возможность регулировки радиального зазора (и импеданса), однако это не просто технически. Аксиальное же расстояние между электродами мало влияет на импеданс. При напряжении 900 кВ и радиальном зазоре 2 см в случае, когда эмиссия захватывает кромку катода, при аксиальных зазорах 0.5, 1.0, 2.0 см имеем в расчете импеданс, соответственно, 2.52, 2.55, 2.56 Ом.

Регулировать импеданс проще в диоде с дисковой (планарной) конфигурацией промежутка, варьируя аксиальный зазор. Рассмотрим такой диод сначала в варианте, когда эмиссия электронов не захватывает кромки и боковой поверхности катода. В этом случае можно провести сравнение с теоретическими моделями. На рис. 3 показаны конфигурации электронного пучка, траектории частиц и распределения азимутального магнитного поля в диоде при радиусе области эмиссии 24 см и аксиальных зазорах 1 см и 2 см в момент времени 240 нс вблизи максимума тока. При зазоре 1 см имеется частичная магнитная изоляция промежутка, а при зазоре 2 см она еще не наступает.

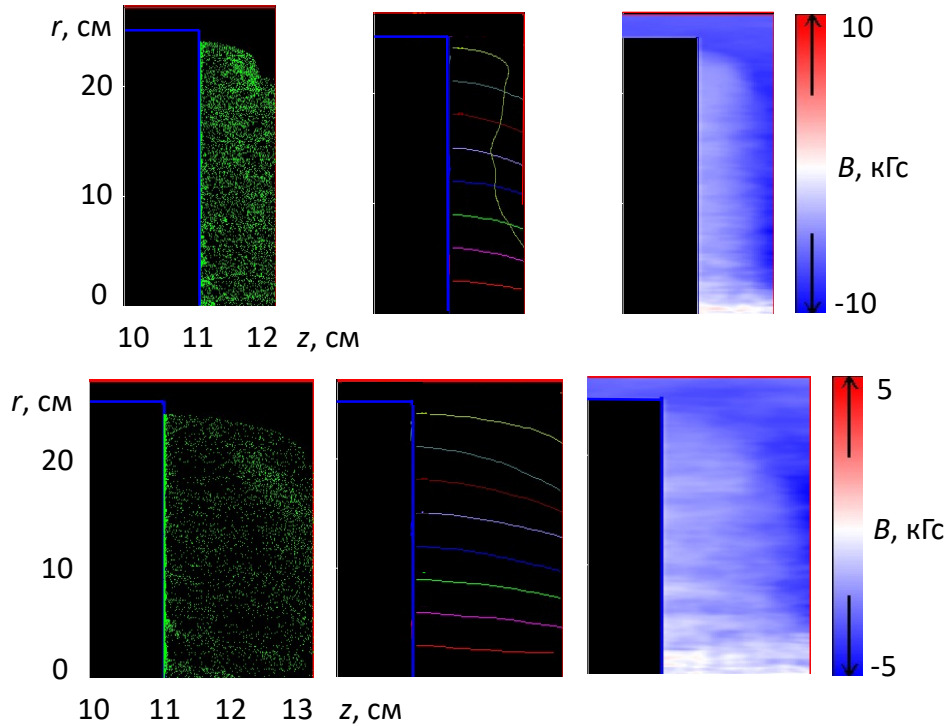


Рис. 3. Конфигурации электронного потока и траектории частиц в момент времени вблизи максимума тока (240 нс) при аксиальном зазоре 1 см (вверху) и 2 см (внизу).

Расчетные зависимости от времени напряжения, тока и проводимости в диоде (рис. 4) получаются качественно такими же, как для диода – коаксиальной линии. Для сравнения на рисунке приведены кривые для проводимости, полученные по аналитическим моделям: для диода без магнитного поля [5] и для диода с магнитной фокусировкой из работы [3], формулу для тока из которой перепишем в наших обозначениях в виде:

$$I = \frac{I_0}{2} \max_r [r/D(r)] \mu^3 \ln \left[\mu + (\mu^2 - 1)^{1/2} \right], \quad (2)$$

здесь D – зазор в диоде, $\mu \geq 1$ – параметр, $\Gamma = \mu + (\mu^2 - 1)^{3/2} \ln[\mu + (\mu^2 - 1)^{1/2}]$. Хотя это выражение было получено авторами [3] в предположении плавного возрастания функции $D(r)$, оно, как видно на рис. 4, дает согласие с расчетом и при постоянном зазоре, когда

$$\max_r [r/D(r)] = R_c/D.$$

Заметим, что и в диоде-линии (при условии $\Delta R = R_a - R_c \ll R_c$), и в диоде с магнитной фокусировкой с постоянным зазором ток обратно пропорционален межэлектродному расстоянию, а не его квадрату, как в диоде без магнитного поля.

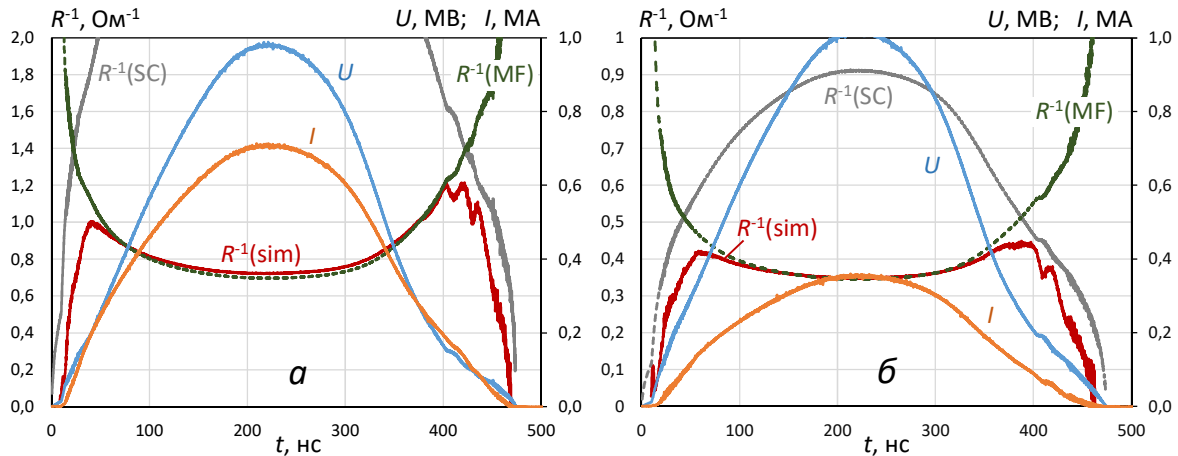


Рис. 4. Зависимости от времени напряжения U , тока I и проводимости в диоде при эмиссии электронов с торцевой поверхности катода с отступом от кромки (радиус области эмиссии 24 см). Величины проводимости: $R^{-1}(\text{sim})$ – полученная численно, $R^{-1}(\text{SC})$ – по формуле для диода без магнитного поля [5], $R^{-1}(\text{MF})$ – по формуле для диода с магнитной самофокусировкой [3]. Радиальный зазор 2 см. Аксиальные зазоры: a – 1 см, b – 2 см.

Для получения минимального импеданса в диоде с заданными выше размерами целесообразно сделать эмитирующей, наряду с торцевой, и боковую часть катода вместе с кромкой (далее – комбинированный случай). Расчет показывает, что при этом достигается увеличение проводимости от 20% до 40% в различные моменты времени (рис. 5).

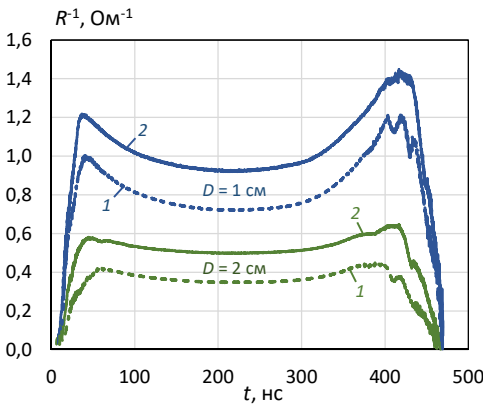


Рис. 5. Проводимость в диоде с эмиссией электронов с плоской части торца катода (1) и в комбинированном случае (2).

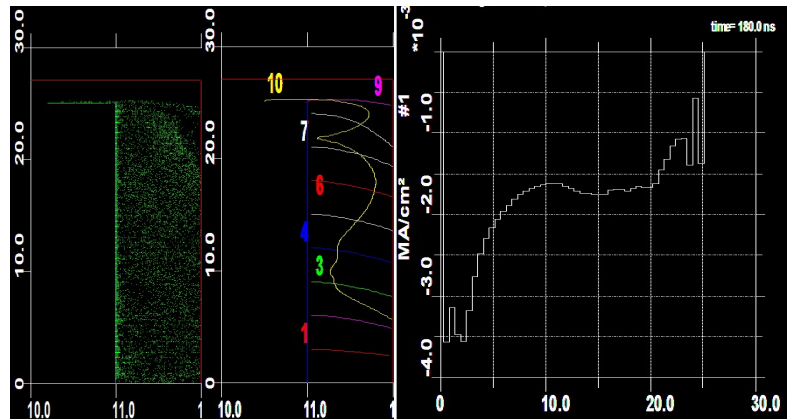


Рис. 6. Конфигурация электронного пучка, траектории электронов и радиальное распределение плотности тока на коллекторе в комбинированном случае при аксиальном зазоре 1.0 см на стадии частичной магнитной изоляции.

На стадии частичной магнитной самоизоляции плотность тока в центре коллектора достигает 4 кА/см^2 из-за сжатия пучка магнитным полем (рис. 6), при этом нагрев поверхностного слоя стали толщиной $\sim 0.5 \text{ мм}$ составит $\sim 700 \text{ К}$, что еще далеко до плавления.

3. Влияние эмиссии ионов с коллектора

На рис. 7 показана в зависимости от времени проводимость для диодов комбинированной конфигурации с аксиальными зазорами 1 см и 2 см при эмиссии ионов Fe^{+} с плоскости коллектора при различных плотностях тока ионной эмиссии $j_{\text{Fe}^{+}}$ (в каждом расчете фиксирована, указана на кривых). Видно, что эмиссия ионов приводит к нарастанию проводимости в течение импульса, но не более чем на 10 % на протяжении стадии магнитной самоизоляции и на 20–40 % после ее окончания.

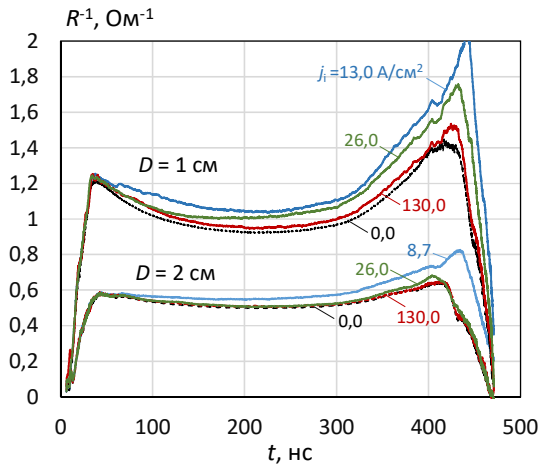


Рис. 7. Проводимость в диоде при различных величинах плотности тока ионной эмиссии.

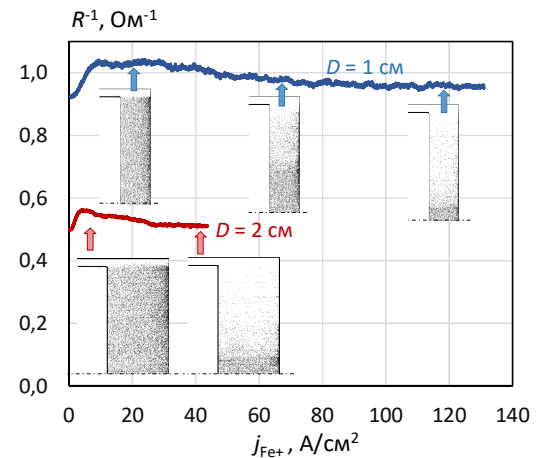


Рис. 8. Проводимость в диоде и конфигурации ионного потока в зависимости от плотности тока ионной эмиссии.

С ростом величины j_{Fe+} прирост проводимости сначала увеличивается, достигая максимума при $j_{Fe+} \sim 10 \text{ А/см}^2$ (что близко к плотности ионного тока, ограниченной объемным зарядом), а затем спадает (рис. 7). Такой же эффект виден в специальном расчете, где амплитуда волны, питающей диод, постоянна (и такова, чтобы устанавливалось напряжение $\sim 800 \text{ кВ}$), а ток эмиссии ионов с коллектора линейно наращивается за время 1 мкс от нуля до величины, много большей плотности ионного тока, ограниченного объемным зарядом. В результате проводимость диода сначала быстро прирастает на величину $\sim 10\%$, а затем плавно спадает (рис. 8). Максимум проводимости для зазора 1 см достигается при большей величине j_{Fe+} , чем для зазора 2 см. Распределение плотности ионов по радиусу почти равномерное вблизи максимума проводимости, а затем с увеличением j_{Fe+} смещается к оси.

Эмиссия ионов, вызывая лишь умеренный рост тока, значительно усиливает радиальное сжатие пучка (рис. 9). Плотность тока в приосевой области коллектора достигает 20 кА/см^2 , при этом нагрев оценивается в 3000 К , что намного выше температуры плавления стали.

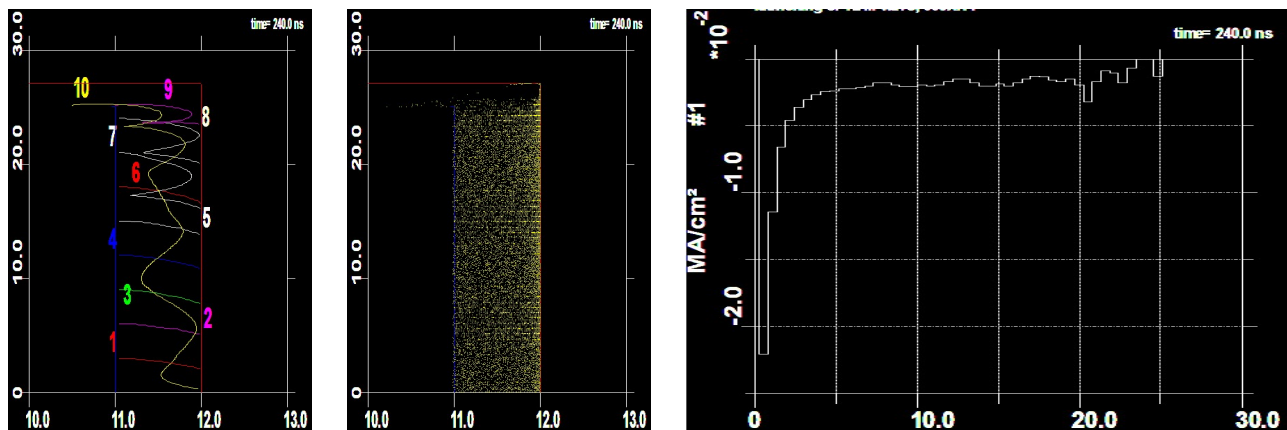


Рис. 9. Траектории электронов, форма ионного облака и распределение плотности электронного тока на коллекторе в комбинированном диоде с аксиальным зазором 1 см при $j_{Fe+} = 13 \text{ А/см}^2$.

Расчет диода в виде окончания коаксиальной линии демонстрирует сходную зависимость тока в диоде от величины j_{Fe+} : прирост на величину около 20%, затем плавное спадание. Присутствие ионов не приводит к пинчеванию пучка, но вызывает перенос места осаждения пучка с цилиндрической поверхности анода на периферию торцевой плоскости.

4. Заключение

Вакуумные электронные диоды, работающие в режиме частичной магнитной самоизоляции, в принципе пригодны в качестве испытательной нагрузки для мегаамперных субмикросекундных импульсных генераторов с напряжением до 1 МВ. При этом можно использовать как диод в виде окончания коаксиальной линии, так и диод с планарным торцевым рабочим промежутком, а также комбинированный вариант. Ток через диод большую часть времени в течении колоколообразного импульса напряжения протекает в режиме отрицательного дифференциального сопротивления, при этом более 80% энергии переносится в интервале времени, когда изменение импеданса диода не превышает 10%. Комбинированный вариант диода предпочтителен тем, что дает возможность проще регулировать импеданс, изменяя аксиальное расстояние между электродами.

Расчеты подтвердили справедливость теоретических моделей диода – коаксиальной линии с магнитной изоляцией [2] и диода с магнитной фокусировкой [3]. Заметим, что теории планарных электронных диодов с магнитным полем посвящено значительное число работ (см., например, [6], [7]).

Эмиссия ионов металла с коллектора приводит к лишь умеренному увеличению проводимости в диоде, но в диоде с торцевым зазором значительно увеличивает сжатие пучка и плотность тока в центре коллектора.

Поскольку сопротивление ~ 1 Ом во всех случаях при радиусе диода до 30 см достигается при малых межэлектродных зазорах (~ 1 см), получение стабильного импеданса в течение импульса субмикросекундной длительности требует минимизации поступления катодной и коллекторной плазмы в диодный промежуток. Эксперименты указывают на то, что количество катодной плазмы уменьшается при использовании катода с покрытием из синтетического велюра. По-видимому, взрывоэмиссионная плазма, возникающая в местах контакта ткани с металлической основой, при расширении в значительной мере задерживается волокнами ворса.

Благодарности

Работа выполнена в рамках государственного задания Минобрнауки России по теме FWRM-2021-0001.

5. Литература

- [1] С.Я. Беломытцев, А.А. Гришков, А.А. Жерлицын, Б.М. Ковальчук, Применение цилиндрического диода в качестве нагрузки с вакуумной изоляцией в высоковольтных генераторах, *Приборы и техника эксперимента*, **52**, 3, 63, 2009.
- [2] С.Я. Беломытцев, А.А. Ким, А.В. Кириков, В.В. Рыжов. Расчет характеристик волны магнитной самоизоляции в вакуумной передающей линии на основе законов сохранения, *Журнал технической физики*, **76**, 11, 108, 2006.
- [3] Б.Н. Брейзман, Д.Д. Рютов, Г.В. Ступаков. Теория сильноточных диодов большого радиуса, *Известия высших учебных заведений. Физика*, **22**, 10, 7, 1979.
- [4] В.П. Тараканов. *Универсальный электромагнитный код КАРАТ, в кн.: Математическое моделирование. Проблемы и результаты.* М.: Наука, 2003.
- [5] H.R. Jory, A.W. Trivelpiece, *J. Appl. Phys.*, **40**, 39241, 1969.
- [6] E.M. Waisman, Relativistic planar diode in a magnetic field, *Appl. Phys. Lett.*, **39**, 447, 1981.
- [7] В.Т. Астрелин, И.А., Котельников, С.Л. Синицкий. *Отрицательное дифференциальное сопротивление электронного диода в магнитном поле. Препринт 88–25.* Новосибирск: ИЯФ СО РАН, 1988.