

Распределение плотности приповерхностного вещества на начальной стадии процесса плазмообразования при скиновом взрыве цилиндрических проводников

И. Дацко^{1,}, Н. Лабеецкая¹, С. Чайковский^{1,2}, В. Ванькевич¹, В. Орешкин¹*

¹Институт сильноточной электроники СО РАН, Томск, Россия

²Институт электрофизики УрО РАН, Екатеринбург, Россия

*Datsko@ovpe.hcei.tsc.ru

Аннотация. Задачей данной работы являлось исследование динамики плазмы и ее плотности на поверхности металла при значениях магнитной индукции до $7 \cdot 10^6$ Гс и скоростях ее нарастания $(2-7) \cdot 10^{13}$ Гс/с. Эксперименты проводились на сильноточном генераторе МИГ при амплитуде тока до 2.5 МА и времени его нарастания 100 нс. Образование плазмы на поверхности проводника регистрировалось по ее свечению в видимом диапазоне с помощью четырехкадровой оптической камеры со временем экспозиции каждого кадра 3 нс. Внутренняя структура поверхностной плазмы, оценка плотности вещества в ней и его радиального распределения исследовалась по рентгенограммам, полученным методом просвечивания рентгеновским излучением с $h\nu \geq 0.8$ кэВ и временем экспозиции 2–3 нс, которое формируется в «горячей точке» X-пинча. По данным рентгенографических исследований электрического взрыва проводников восстанавливался профиль распределения вещества с помощью разработанного расчетного кода с использованием преобразования Абеля.

Показано, что при росте тока на поверхности цилиндрического проводника загораются «пятна», являющиеся центрами плазмообразования [1, 2]. В дальнейшем в этой плазме развиваются токовые каналы, охватывающие всю поверхность проводника. Получены зависимости $\mu \cdot r$ от радиуса проводника в выбранном сечении рентгенограммы. Значение массового коэффициента поглощения излучения μ определялось из рентгенограмм пропускания ступенчатых фильтров, материал которых совпадал с материалом взрывающегося проводника. Определены и построены зависимости плотности вещества нагрузки ρ от ее радиуса в различные моменты времени от начала тока.

Ключевые слова: сильноточный генератор, сильные магнитные поля, скиновый взрыв проводников, рентгенограммы, X-пинч.

1. Введение

Явление электрического взрыва проводников в сильных магнитных полях представляет значительный интерес для исследований в таких областях знания как физика плазмы, высоковольтная электротехника, физика конденсированного состояния, высокотемпературная теплофизика и смежные научные области. Образование плазмы на поверхности проводников в результате их скинового взрыва в сверхсильных магнитных полях является одним из ключевых вопросов эффективности транспортировки энергии по вакуумным линиям мощных импульсных генераторов тераваттного уровня. При скиновом взрыве время ввода энергии в проводник меньше или сравнимо со временем диффузии магнитного поля в нем, протекание тока и, соответственно, джоулево тепловыделение происходит в поверхностном слое проводника размером порядка толщины скин-слоя [3–6]. Скиновый взрыв приповерхностного слоя происходит при пороговом значении индукции магнитного поля $(2-3) \cdot 10^6$ Гс [7–9]. При таком значении индукции плотность энергии магнитного поля близка к энергии сублимации металла и на поверхности проводника образуется плазма с температурой 1–2 эВ. Плазма с такой температурой интенсивно излучает в оптическом диапазоне спектра, что позволяет производить ее фотосъемку с большим увеличением и высоким пространственным и временным разрешением. Кроме того, нетепловые процессы, такие, как газоразрядные явления в десорбированном газе или парах металла, могут существенно понижать величину магнитного поля, при которой на поверхности проводника формируется низкотемпературная плазма. Целью данной работы

было исследование неоднородностей и внутренней структуры плазмы на начальной стадии ее формирования с повышенным пространственным разрешением (около 20 мкм), оценка плотности вещества в ней и его радиального распределения.

2. Методика эксперимента

Эксперименты по исследованию плазмообразования на поверхности проводников из различных материалов при скоростях роста индукции магнитного поля от $1 \cdot 10^{13}$ до $5 \cdot 10^{13}$ Гс/с проводились на мощном импульсном генераторе МИГ [10] при уровне тока до 2.5 МА и времени его нарастания 100 нс. Импульс тока в нагрузке имеет предимпульс, который начинается примерно за 250 нс до начала основного импульса, нарастает примерно линейно и достигает значений 3% от амплитуды основного импульса. Использование в качестве нагрузки цилиндрических металлических проводников диаметром 2–4 мм позволяет достичь пиковых значений индукции азимутального магнитного поля $(2\text{--}5) \cdot 10^6$ Гс на поверхности проводника. При работе генератора МИГ с такими нагрузками, примерно на максимуме обратной полуволны импульса напряжения, происходит перекрытие вакуумной поверхности проходного изолятора «вода-вакуум». За счет «захвата» магнитного потока в вакуумной передающей линии, ток в нагрузке после 130–150 нс от его начала принимает форму слабо убывающей экспоненты с характерным временем спада в несколько микросекунд. В качестве диагностики применялись пояса Роговского, магнитные зонды, делители напряжения, четырехкадровая оптическая камера HSFC Pro с длительностью экспозиции 3 нс, вакуумные рентгеновские диоды (ВРД). Расположение диагностической аппаратуры показано на Рис.1. Для определения момента появления поверхностной плазмы использовался ВРД с алюминиевым катодом, который устанавливался без фильтра. Чувствительность такого датчика имеет максимум в области спектра 10–15 эВ и резко спадает как в коротковолновую, так и в длинноволновую область спектра. Момент начала сигнала ВРД соответствует яркостной температуре плазмы в приближении черного тела ≈ 2 эВ. Схема рентгеновского зондирования взрывающегося проводника представлена на Рис. 2. На этом же рисунке приводятся кривые пропускания фильтров, используемых в экспериментах. X-пинч формировался из двух или четырех скрещенных молибденовых проволок диаметром 24 мкм. Коэффициент увеличения схемы составлял более 5 из-за необходимости размещения блока фильтров и фотопленки на достаточном расстоянии от исследуемой нагрузки для защиты от ее излучения. Изображение фиксировалось на фотопленках Микрат ОРТО и РФ-3, расположенных друг за другом, что позволяло регистрировать теневые изображения в двух спектральных диапазонах. Для защиты фотопленок от видимой части спектра излучения X-пинча и исследуемого плазменного объекта, перед фотопленками устанавливался составной фильтр, состоящий из майлара толщиной 2 мкм с алюминиевым напылением толщиной 0.2 мкм и полипропиленовой пленки толщиной 6 мкм с напыленным на нее алюминиевым слоем толщиной 0.2 мкм. Ступенчатый ослабитель из меди или алюминия наносился на верхнюю часть того же полипропиленового фильтра способом магнетронного напыления. Перед фотокамерой располагались диафрагмы для ее защиты от продуктов взрыва проводника. Суммарный фильтр определял диапазон энергии квантов зондирующего излучения. Узел нагрузки, в котором размещался X-пинч, располагался непосредственно в вакуумной камере генератора МИГ. Импульсное питание X-пинча осуществлялось от отдельного компактного импульсного сильноточного генератора XPG-3, расположенного на небольшом расстоянии (снаружи) от вакуумной камеры генератора МИГ. Генератор обеспечивал протекание тока через X-пинч амплитудой до 250 кА при времени его нарастания 150–200 нс.



Рис.1. Фотография узла нагрузки генератора МИГ. 1 – узел нагрузки (камера) X-пинча; 2 – VRD пинча; 3 – нагрузка с обратным токопроводом генератора МИГ; 4 – набор диафрагм; 5 – фотопленка; 6 – гибкая низкоиндуктивная многокабельная линия; 7 – генератор XPG-3 X-пинча; 8 – VRD нагрузки.

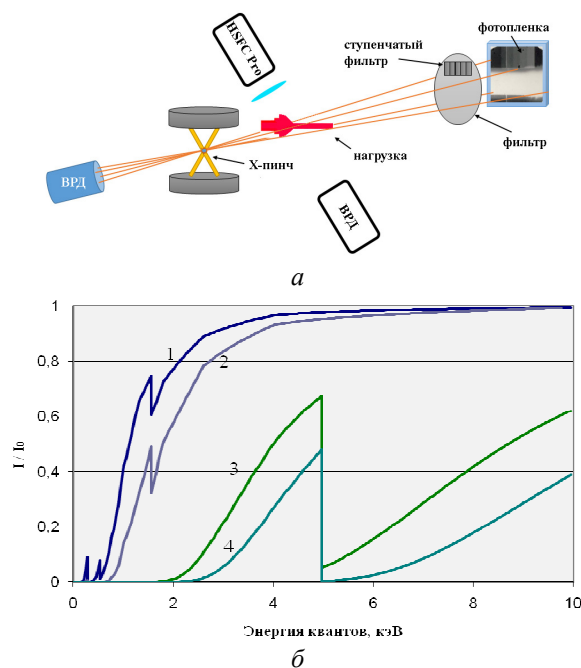


Рис.2. Схема рентгеновского теневого зондирования *а* и кривые пропускания используемых фильтров *б*. Система фильтров была следующей: 1 – майлар 2 мкм+Al 0.2 мкм; 2 – полипропилен 6 мкм +Al 0.2 мкм + фильтр 1; 3 – Ti 9.3 мкм +фильтр 2; 4 – Ti 18.6 мкм + фильтр 2.

Это позволяло получить короткий импульс рентгеновского излучения ($h\nu \geq 0.8$ кэВ) длительностью на половине высоты не более 2 нс. По тeneвым изображениям взрывающегося проводника оценивалась плотность расширяющейся поверхностной плазмы с помощью ступенчатых ослабителей из материалов исследуемого вещества проводника [10–11]. Для восстановления профиля распределения плотности вещества по данным рентгенографических исследований электрического взрыва проводников в вакууме был разработан расчетный код с использованием преобразования Абеля [11, 12].

3. Экспериментальные результаты и их обсуждение

Принимая во внимание, что пиковая индукция магнитного поля и скорость ее нарастания влияют на динамику образования плазмы, эксперименты были проведены для различных диаметров проводников (2–4 мм). Ранее было обнаружено, что при росте тока на поверхности цилиндрического проводника загораются «пятна», служащие источниками низкотемпературной и относительно малоплотной плазмы, то есть являются центрами плазмообразования [1, 2]. В дальнейшем в этой плазме развиваются токовые каналы (филаменты), развитие которых охватывает всю поверхность проводника. На Рис.3 и Рис.4 приведены снимки собственного свечения в видимом диапазоне при взрыве дюралюминиевых проводников с начальным диаметром 2 и 3.35 мм с пиковым значением индукции магнитного поля $3.8 \cdot 10^6$ Гс и $2 \cdot 10^6$ Гс, соответственно. Как видно из Рис.4, на 70 нс наблюдается небольшое количество слабо светящихся плазменных каналов, далее на 110–150 нс каналов зафиксировано значительно больше, а их свечение становится гораздо более выраженным.

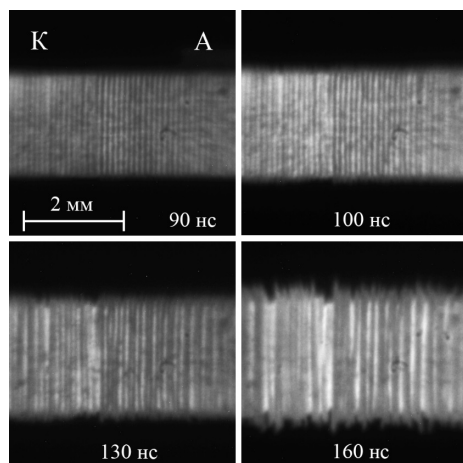


Рис.3. Оптические снимки дюралюминиевого проводника с внешним диаметром 2 мм в различные моменты времени от начала протекания тока генератора МИГ при скорости нарастания индукции магнитного поля $3.8 \cdot 10^{13}$ Гс/с (амплитуда тока 1.85 МА, пиковое значение индукции магнитного поля $3.8 \cdot 10^6$ Гс).

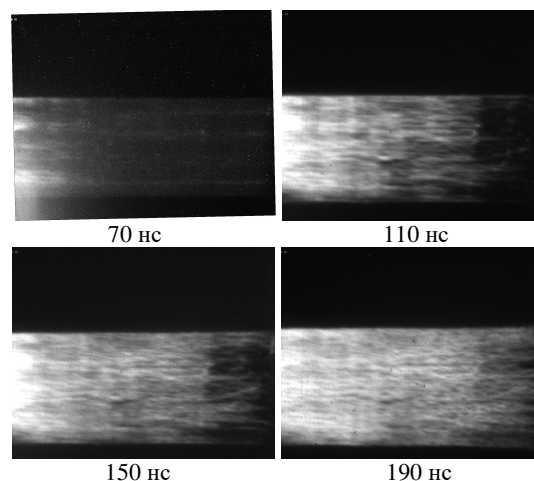


Рис.4. Оптические снимки дюралюминиевого проводника с внешним диаметром 3.35 мм в различные моменты времени от начала протекания тока генератора МИГ при скорости нарастания индукции магнитного поля $2 \cdot 10^{13}$ Гс/с (амплитуда тока 1.7 МА, пиковое значение индукции магнитного поля $2 \cdot 10^6$ Гс).

На 110 нс количество каналов составляет примерно 20–30 (на половину поверхности проводника). При этом каналы отчетливо наблюдаются и на 190 нс от начала протекания тока, а свечение проводника становится все более и более однородным. Диаметр филаментов составляет 40–80 мкм. Как показали другие эксперименты с такими же нагрузками в идентичных условиях, к 225 нс структура филаментации меняется – появляются поперечные возмущения, причиной которых, вероятно, является развитие тепловых неустойчивостей на поверхности проводника в форме страт. При этом средний размер плазменных каналов немного увеличивается и составляет 60–80 мкм. На 265 нс явно выраженные филаменты практически отсутствуют, диаметр слабо просматриваемых филаментов также еще немного увеличивается и составляет 80–100 мкм.

При увеличении амплитуды тока через проводник до 1.8 МА с тем же фронтом и уменьшении начального диаметра проводника до 3 мм, то есть при скоростях нарастания индукции магнитного поля более $2.5 \cdot 10^{13}$ Гс/с, процесс образования «пятен» и продольных плазменных каналов, а также процесс их дальнейшего слияния значительно ускоряется. В этом случае светящаяся плазма покрывает почти всю поверхность за 80 нс, филаменты еле-еле различимы, а их диаметр составляет 60–70 мкм. Яркостная температура поверхностной плазмы при этом достигала значений более 1 эВ, начиная с 90 нс. Плазменный столб расширился до диаметра 3.6 мм в видимом диапазоне со средней скоростью $4.5 \cdot 10^5$ см/с на 180 нс, а максимальный диаметр с учетом неустойчивостей достигал 3.8 мм. Вполне вероятно, что для регистрации возникновения и развития «центров» плазмообразования при таких скоростях нарастания магнитной индукции требуется временное разрешение менее 1 нс.

Похожим образом процесс плазмообразования происходит при скоростях роста индукции магнитного поля $(3\text{--}3.8) \cdot 10^{13}$ Гс/с. На Рис.3 представлены снимки взрывающегося дюралюминиевого проводника с начальным внешним диаметром 2 мм. Как видно из Рис.3, уже на 60 нс от начала протекания тока светящаяся плазма покрывает почти всю поверхность проводника. При таких скоростях роста индукции магнитного поля не удалось зафиксировать даже моменты появления и слияния токовых каналов, структура свечения

плазмы проводника становится практически однородной к 70–90 нс. Начиная с 130 нс, на поверхности появляются поперечные возмущения – страты.

В результате проведенных экспериментов было показано, что при скорости нарастания тока $1.3 \cdot 10^{13}$ Гс/с на поверхности дюралюминиевого проводника появляются яркие «пятна» размером около 50 мкм, которые являются центрами образования плазмы. При скорости роста индукции магнитного поля на поверхности дюралюминиевого проводника около $2.5 \cdot 10^{13}$ Гс/с были зарегистрированы продольные плазменные каналы (филаменты) с характерным диаметром 40–100 мкм. Если скорость роста индукции магнитного поля достигала значений более $3.5 \cdot 10^{13}$ Гс/с, стадию филаментации на поверхности дюралюминиевого проводника в экспериментах зарегистрировать не удалось, было получено только сравнительно однородное свечение поверхностной плазмы проводника. Образование ярких точек и каналов (филаментов) может происходить даже в том случае, когда значение индукции магнитного поля ниже порогового значения, достижение которого необходимо для образования термической плазмы.

Для исследования распределения плотности вещества по радиусу плазменного столба проводилось зондирование взрывающегося проводника в определенные моменты времени рентгеновским излучением, сгенерированным в «горячей точке» X-пинча. На Рис.5 приведена рентгенограмма просвечивания излучением X-пинча взрывающегося в скиновом режиме дюралюминиевого проводника с внешним диаметром 2 мм на 113 нс от начала тока. Половина проводника была дополнительно обработана для уменьшения шероховатости поверхности до размеров неоднородностей не более 5 мкм (правая часть на рентгенограмме, см. Рис.5). Другая половина проводника (левая) оставалась неизменной после токарной обработки с заданным классом чистоты 6.3 с наибольшим размером неоднородностей ~ 40 микрон.

Расчет распределения плотности проводился в выбранном сечении (выделенный прямоугольник на Рис.5), которое соответствует одному из локальных максимумов возмущения границы плазмы (неустойчивости). В результате расчета по программе строились зависимости произведения $\mu \cdot \rho(r)$, соответствующие левому и правому краю проводника. Данная рентгенограмма получена за суммарным фильтром, пропускание которого приведено на Рис.2б (кривая 2). Эффективная энергия квантов зондирующего излучения и, соответственно, массовый коэффициент его поглощения веществом нагрузки определялись по пропусканию ступенчатых фильтров и фольг, материал которых соответствовал материалу проводника, рентгенограммы фильтров были получены в том же эксперименте и обработаны с использованием упомянутого выше расчетного кода. Заметим, что измеряемая этим методом плотность вещества сильно зависит от коэффициента поглощения этим веществом зондирующего излучения, а он, в свою очередь, сильно зависит от энергии квантов. Таким образом, точность измерения плотности будет повышаться с уменьшением диапазона энергий квантов зондирующего рентгеновского излучения. То есть в идеальном случае необходим монохроматический источник для зондирования. Так, на Рис.6 приведены распределения плотности вещества $\rho(r)$ вблизи поверхности проводника для двух эффективных значений энергий квантов (2.7 и 4.7 кэВ) зондирующего излучения и соответствующих им значений массового коэффициента поглощения излучения μ . Как можно видеть из этого рисунка, за время 113 нс от начала протекания тока проводник расширился как минимум на 150 мкм по радиусу, расширение при этом происходило не слишком равномерно, что, скорее всего, связано с изначально заданными возмущениями нагрузки. Таким образом, для вещества, расширившегося на 150 мкм относительно начального радиуса, оценки его плотности дают значения 0.0062 и 0.03 г/см³ (левая часть

проводника), а также 0.0013 и 0.006 г/см³ (правая часть проводника) для двух значений энергий квантов, соответственно.

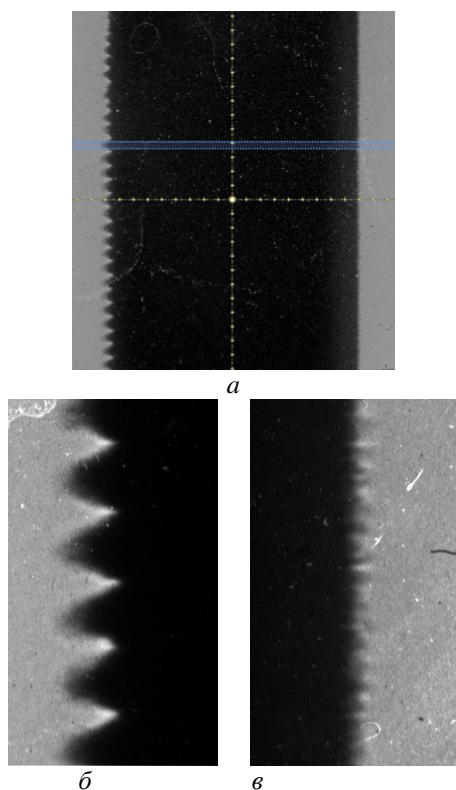


Рис.5. Инвертированная и подготовленная для расчета распределения плотности в выделенном прямоугольном сечении рентгенограмма плазменного столба дюралюминиевого проводника диаметром 1.9 мм на 113 нс от начала протекания тока (а). Выделенные и увеличенные участки рентгенограммы на токарной обработке (б) и полированной (в) поверхности проводника. Расчет плотности проводился в выделенном прямоугольном сечении.

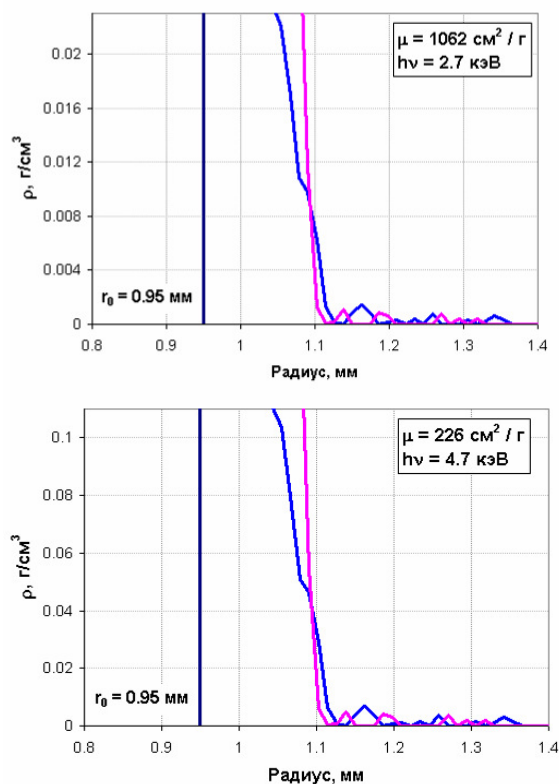


Рис.6. Зависимости $\rho(r)$ для цилиндрического дюралюминиевого проводника с внешним диаметром 1.9 мм на 113 нс от начала протекания тока, для двух значений (2.7 и 4.7 кэВ) энергий квантов зондирующего излучения. Голубая и розовая кривые соответствуют левой и правой границам проводника.

4. Заключение

Исследован процесс плазмообразования на поверхности взрывающегося проводника при различных скоростях роста индукции магнитного поля. Экспериментально показано, что при скорости нарастания тока $1.3 \cdot 10^{13}$ Гс/с на поверхности дюралюминиевого проводника появляются яркие «пятна» размером около 50 мкм, которые являются центрами образования плазмы. При скорости роста индукции магнитного поля на поверхности дюралюминиевого проводника около $2.5 \cdot 10^{13}$ Гс/с были зарегистрированы продольные плазменные каналы (филаменты) с характерным диаметром 40–100 мкм. Образование ярких точек и каналов (филаментов) может происходить даже в том случае, когда значение индукции магнитного поля ниже порогового значения, достижение которого необходимо для образования термической плазмы.

По полученным методом просвечивания рентгеновским излучением от Х-пинча рентгенограммам определялась плотность вещества и его радиальное распределение на границе плазменного столба в различные моменты времени.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 20-19-00364). Авторы благодарят ТомЦКП СО РАН за предоставленную высокоскоростную камеру видеорегистрации HSFC PRO.

5. Ссылки

- [1] Datsko I.M., Labetskaya N.A., Chaikovsky S.A., et al., *J. Phys. Conf. Ser.*, **2064**, 012012, 2021; doi:10.1088/1742-6596/2064/1/012012
- [2] Awe T.J., Yu E.P., Yates K.C., et al., *IEEE Trans. Plasma Sci.*, **45**(4), 584, 2017; doi: 10.1109/TPS.2017.2655450
- [3] Бурцев В.А., Калинин Н.В., Лучинский А.В., *Электрический взрыв проводников и его применение в электрофизических установках*. (Москва: Энергоатомиздат, 1990).
- [4] Oreshkin V.I., Barengol'ts S.A., Chaikovsky S.A., *Tech. Phys.*, **52**, 642, 2007; doi: 10.1134/S1063784207050179
- [5] Oreshkin V.I., Chaikovsky S.A., *Phys. Plasma*, **19**, 022706, 2012; doi: 10.1063/1.3683557
- [6] Peterson K.J., Sinars D.B., Yu E.P., et al., *Phys. Plasmas*, **19**, 092701, 2012; doi: 10.1063/1.4751868
- [7] Fuelling S., Awe T., Bauer B., et al., *IEEE Trans. Plasma Sci.*, **36**, 62, 2008; doi: 10.1109/TPS.2007.914168
- [8] Bakshaev Yu.L., Bartov A.V., Blinov P.I., et al., *Plasma Phys. Rep.*, **33**, 259, 2007; doi: 10.1134/S1063780X07040010
- [9] Chaikovsky S.A., Oreshkin V.I., Mesyats G.A., et al., *Phys. Plasma*, **16**, 042701, 2009; doi: 10.1063/1.3104712
- [10] Sinars D.B., Shelkovenko T.A., Pikuz S.A., et al., *Phys. Plasma*, **7**, 1555, 2000; doi: 10.1063/1.873825
- [11] Datsko I.M., Labetskaya N.A., Van'kevich V.A., *Proc. 7th International Congress on Energy Fluxes and Radiation Effects (EFRE)*, Tomsk, Russia, 209, 2020; doi: 10.1109/EFRE47760.2020.9242129
- [12] Datsko I.M., Labetskaya N.A., Vankevich V.A., *J. Phys. Conf. Ser.*, **2064**, 012011, 2021; doi: 10.1088/1742-6596/2064/1/012011