

УДК 533.924

**ПОВРЕЖДЕНИЕ ПЛАСТИН ДИВЕРТОРА ИТЭР ПРИ СРЫВАХ***Ю.В. Мартыненко**НИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия*

Проведён анализ воздействия ЭЛМов и срывов плазмы ИТЭР на приёмные пластины дивертора. При ЭЛМах плавления пластин дивертора не будет, а при срывах ожидается. Переноса расплавленного вольфрама вдоль поверхности и капельной эрозии с поверхности не будет, поскольку развитие неустойчивости Кельвина—Гельмгольца и неустойчивости пульсирующих бугров невозможно вследствие малого динамического давления тангенциального потока как первоначальной плазмы, так и плазмы, образованной из продуктов эрозии. Наиболее серьёзной эрозией может быть образование трещин и хрупкое разрушение, а потеря массы будет обусловлена также испарением с поверхности.

**Ключевые слова:** ИТЭР, дивертор, срывы плазмы, эрозия.

**DAMAGE OF ITER DIVERTOR PLATES AT PLASMA DISRUPTION***Yu.V. Martynenko**<sup>1</sup>NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia*

The analysis of the effect of ELMs and plasma disruptions in ITER on the divertor plates is carried out. At ELMs the divertor plates will not melt, and at plasma disruption it is expected. The transport of melt tungsten and droplet erosion are not possible because instability of Kelvin Helmholtz and instability of pulsing bumps do not develop due to the low dynamic pressure of tangential flow as the initial plasma and plasma formed from the erosion products. The most serious erosion can be the formation of cracks and brittle destruction. The evaporation from the surface will be an additional reason of mass loss.

**Key words:** ИТЭР, дивертор, срывы плазмы, эрозия.

DOI: 10.21517/0202-3822-2021-44-3-111-116

**ВВЕДЕНИЕ**

Проблема эрозии дивертора и первой стенки — ключевая для создания токамака-реактора ИТЭР. Эти элементы токамака подвергаются наиболее интенсивному плазменно-тепловому воздействию во время быстрых (переходных) плазменных процессов, таких как ЭЛМ-события (edge localized mode) и срывы тока. Тепловая нагрузка на диверторные пластины ИТЭР во время ЭЛМ-событий может достигать 0,2—5 МДж/м<sup>2</sup> при длительности воздействия  $t = 0,1—1$  мс, а во время срывов тока 10—100 МДж/м<sup>2</sup> при  $t = 1—10$  мс [1, 2]. Поскольку энергия ионов в ИТЭР составит 20—25 кэВ и скорость  $v \approx 10^6$  м/с [1], то давление потока плазмы, равное  $P = Q/v$  ( $Q$  — плотность потока мощности), в ИТЭР ожидается при ЭЛМах  $10^2—10^3$  Па и при срывах  $10^2—4 \cdot 10^3$  Па.

Прогноз последствий воздействия на пластины дивертора ИТЭР при быстрых процессах во многом основывается на симулирующих экспериментах. Наиболее близкие параметры плазменных потоков к потокам в дивертор ИТЭР при быстрых процессах имеют потоки плазмы в экспериментах на КСПУ [3, 4]. По плотности мощности и длительности импульса потоки плазмы КСПУ соответствуют тому, что ожидается в ИТЭР. Однако имеются отличия плазменных потоков КСПУ от потоков плазмы при ЭЛМах и срывах ИТЭР. Во-первых, давление плазменных потоков  $P$  в КСПУ составляет несколько атмосфер, тогда как в ИТЭР ожидается давление потока плазмы при ЭЛМах  $P = 10^2—10^3$  Па и при срывах  $P = 10^2—4 \cdot 10^3$  Па. Во-вторых, большинство экспериментов на КСПУ выполнено при нормальном падении плазменного потока на мишень, тогда как поток плазмы на пластины дивертора падает при малом угле скольжения. В-третьих, в КСПУ нет магнитного поля, а в диверторе ИТЭР  $B = 5$  Тл.

Результаты экспериментов [4] на ускорителях плазмы КСПУ и МК-200 сводятся к следующему. Наиболее опасными видами эрозии являются образование трещин и хрупкое разрушение, изучавшееся в работе [5]. Эти процессы возможны и в отсутствие плавления поверхности, в особенности при многократном повторении импульсных нагрузок.

Эрозия материала резко возрастает при плавлении поверхности и движении плазменного потока над расплавленным слоем металла.

При этом возникает перенос расплавленного металла с одного места на другое [3, 4, 6]. Этот механизм обуславливает самое сильное утонение облицовочного материала дивертора. Перенос расплавленного слоя приводит также к свариванию соседних элементов конструкции.

Движение плазменного потока над расплавленным слоем металла инициирует также капельную эрозию, которая при температуре меньше температуры кипения является основным механизмом уноса материала дивертора, превышая потерю материала при распылении и испарении.

Здесь рассмотрена возможность эрозии поверхности вольфрама именно при условии плавления поверхности и движении тангенциального плазменного потока (плазменного ветра) над расплавленным слоем металла.

Характеристики потока плазмы, входящего в дивертор, следующие. Плотность мощности потока плазмы в дивертор  $Q$ , ширина потока  $\lambda_q = 1$  мм [7]. Угол скольжения потока плазмы к поверхности, определённый по ширине следа потока плазмы на поверхности, равен в большинстве случаев  $\alpha = 5,7^\circ$ , а при некоторых L-режимах составляет  $\alpha = 3^\circ$  [7]. Поток, параллельный поверхности,  $Q_{\parallel} \approx Q$ . Поток, нормальный поверхности,  $Q_{\perp} = Q \sin \alpha$ . Для плавления необходимо, чтобы фактор теплового потока  $\varepsilon = Q \sin \alpha \cdot t^{1/2}$  превышал критический фактор теплового потока, необходимый для плавления,  $\varepsilon_{\text{melt}} = 50 \text{ МВт} \cdot \text{с}^{1/2} \cdot \text{м}^{-2}$  [8].

При ЭЛМах с наиболее жёсткими условиями ( $5 \text{ МДж/м}^2$ ,  $t = 0,1$  мс,  $\alpha = 5,7^\circ$ )  $\varepsilon = 50 \text{ МВт} \cdot \text{с}^{1/2} \cdot \text{м}^{-2}$ , т.е. плавление можно ожидать только в редких случаях. При срывах ( $100 \text{ МДж/м}^2$ ,  $t = 1$  мс,  $\alpha = 5,7^\circ$ )  $\varepsilon$  может достигать значений  $320 \text{ МВт} \cdot \text{с}^{1/2} \cdot \text{м}^{-2}$ , и плавление поверхности пластин дивертора при срывах вполне возможно. Поэтому далее мы говорим только о срывах.

Когда над расплавленной поверхностью движется тангенциальный поток плазмы, то на поверхности возникают неустойчивости. Во-первых, неустойчивость Кельвина—Гельмгольца (КГ) (рис. 1), а во-вторых, неустойчивость пульсирующих бугров (рис. 2) [9]. Неустойчивость КГ приводит к образованию волн. Плазменный ветер сдувает верхушки волн, что является причиной капельной эрозии [9]. Кроме того, плазменный ветер движет сами волны и переносит расплавленный металл вдоль поверхности, что приводит к утонению вольфрамового покрытия и спеканию тайлов [6].

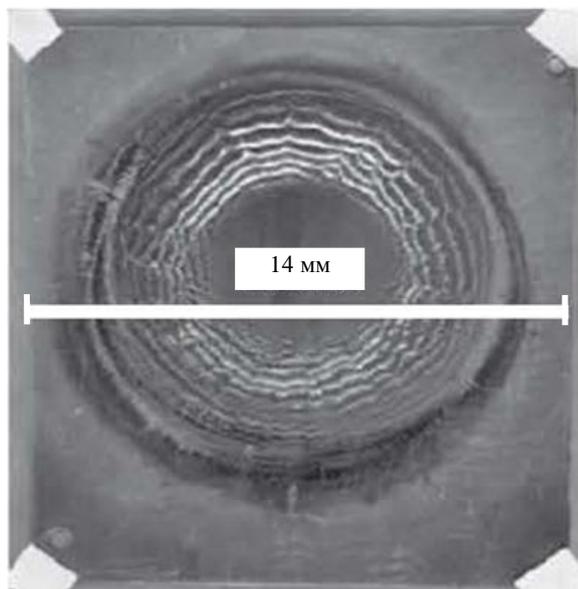


Рис. 1. Поверхность ниобиевой мишени после серии облучений в КСПУ при нормальном падении потока плазмы с нагрузкой  $Q = 4,5 \text{ МДж/м}^2$

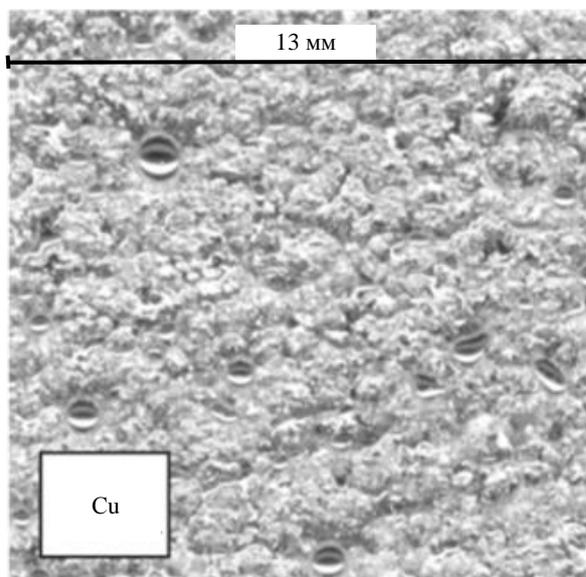


Рис. 2. Поверхность Cu после облучения в КСПУ

Напомним, что в результате развития неустойчивости КГ при движении плазмы возникает волновая структура с длиной волны  $\lambda$ , частотой  $\omega$  и инкрементом  $\gamma$ :

$$\lambda = 3\pi\sigma/2P, \quad (1)$$

$$\omega = (2^{5/2}/3)(P^{3/2}/\sigma\rho^{1/2})(\rho'/\rho)^{1/2} = 1,9(P^{3/2}/\sigma\rho^{1/2})(\rho'/\rho)^{1/2}; \quad (2)$$

$$\gamma = (2^{5/2}/3^{3/2})P^{3/2}/\sigma\rho^{1/2} \approx 1,09P^{3/2}/\sigma\rho^{1/2}, \quad (3)$$

где  $\sigma$  — поверхностное натяжение металла;  $\rho'$  и  $u$  — плотность и скорость плазмы;  $\rho$  — плотность металла;  $P = \rho' u^2 / 2$  — динамическое давление плазменного потока. При длительности импульса плазмы  $\tau$  волновая структура может образоваться ( $\gamma > 1/\tau$ ) только при давлении плазменного потока больше критического  $P_{cr}$ :

$$P > P_{cr} = 0,94\sigma^{2/3} \rho^{1/3} \tau^{-2/3}. \quad (4)$$

Из условия (4) следует, что для развития неустойчивости при  $\tau \approx 1$  мс на вольфраме необходимо давление плазменного потока над поверхностью расплавленного слоя  $P > 5,4 \cdot 10^3$  Па.

Другой вид неустойчивости расплавленной поверхности [10], над которой движется тангенциальный поток плазмы, развивается следующим образом. Если над поверхностью расплавленного металла движется поток плазмы, тангенциальный поверхности, то над поверхностью существует градиент давления Бернулли, который обуславливает силу, действующую на выступающие неровности поверхности и направленную вверх по отношению к поверхности. Эта сила вызывает образование стоячих капиллярных волн в виде пульсирующих бугров. Высота бугров  $H$  описывается уравнением [10]

$$\frac{d^2 H}{dt^2} = \frac{P}{\rho R} - \frac{4\sigma H}{R^3 \rho}, \quad (5)$$

которое имеет решение

$$H = H_{max}(1 - \text{Cos}(\omega t)), \quad \omega^2 = \frac{4\sigma}{\rho R^3}, \quad (6)$$

где  $R$  — радиус основания бугра; максимальная высота бугра  $H_{max} = PR^2/4\sigma$  определяется равенством давления Бернулли и поверхностного натяжения.

Минимальный размер бугров  $R_{min} = 4\pi^4 \nu^2 \rho / \sigma \approx 10\text{—}100$  нм ( $\nu$  — кинематическая вязкость) определяется затуханием колебаний вследствие вязкости.

Предпочтительно образование холмов размером меньше длины волны КГ  $\lambda$ :

$$R < 3\pi\sigma/2P. \quad (7)$$

Однако если на поверхности изначально имелись бугры, например, от предыдущих импульсов, то на неровной поверхности неустойчивость КГ не развивается, а образуются пульсирующие холмы большего размера,  $R > 3\pi\sigma/2P$ . При малых давлениях плазменного потока критический размер бугров, не позволяющих развиваться неустойчивости КГ, становится больше максимального размера бугра, который может возникнуть за время импульса  $t = 1$  мс. Кроме того, область воздействия плазменного потока при срывах может перемещаться от одного события к другому, так что в большинстве случаев воздействие потока плазмы при срыве приходится на поверхность со следами предыдущих импульсов, не совпадающих как по области воздействия, так и по параметрам самого импульса. Так что на пластинах дивертора ИТЭР более вероятно образование пульсирующих бугров.

При плотности мощности плазменного потока больше некоторого порогового значения  $P_{thr}$  бугры смещаются плазменным ветром, образуя струи, текущие к периферии области воздействия плазменного потока (рис. 3):

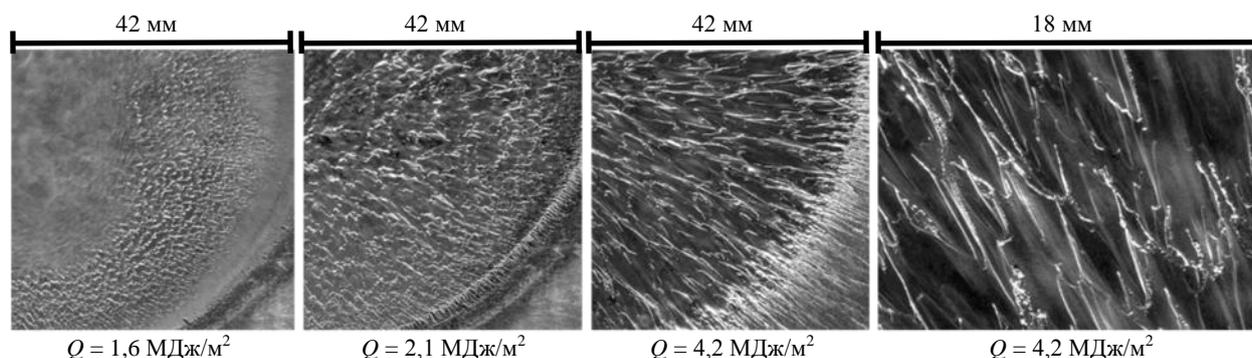


Рис. 3. Развитие рельефа поверхности ниобиевой мишени при увеличении плазменной нагрузки, демонстрирующее превращение бугров в струи

$$P_{\text{thr}} = 2\pi^{2/3} \sigma^{2/3} \rho^{1/3} / t^{2/3}. \quad (8)$$

Для вольфрама  $\sigma = 3,2$  Н/м,  $\rho = 19\,000$  кг/м<sup>3</sup> и при  $t = 3$  мс  $P_{\text{thr}} \approx 1$  атм.

Эти струи переносят расплавленный металл вдоль поверхности [11]. Сдувание плазменным ветром верхушек бугров является причиной капельной эрозии [11]. Значения критического давления тангенциального плазменного потока, необходимого для возникновения капельной эрозии, близки к оценке (8).

### РАСЧЁТ ФАКТОРОВ ЭРОЗИИ ПЛАСТИН ДИВЕРТОРА ИТЭР

Как показано, давление первичного потока плазмы недостаточно для возбуждения неустойчивостей на расплавленной поверхности. В работе [9] показано, что приповерхностный слой плазмы, движущийся тангенциально поверхности с необходимым динамическим давлением, может образоваться из продуктов эрозии. Другими словами, может возникнуть положительная обратная связь, возникшая при спонтанной эрозии с уносом массы с поверхности, которая усиливает эрозию.

Покажем, как может образоваться тангенциальный поток плазмы над поверхностью. Приповерхностная плазма разогревается под действием потока тепла первичного потока. Этот нагрев неравномерен, центр нагретой области разогревается сильнее. Возникающий градиент давления плазмы является причиной тангенциального движения плазмы. Процесс аналогичен тому, что происходит в экспериментах на КСПУ. Размер области воздействия плазмы на поверхность дивертора равен  $\ell = \lambda q / \text{Sin}\alpha$ . Распределение давления можно представить в виде

$$P = P_p \exp(-(2x/\ell)^\beta) \text{ при } x < \ell/2; \\ P = 0 \text{ при } x > \ell/2, \quad (9)$$

где  $x$  — координата вдоль направления первичного потока;  $x = 0$  в центре области воздействия потока плазмы, показатель  $\beta$  характеризует степень размытости потока. Скорость потока плазмы, тангенциальная поверхности, обусловлена градиентом давления плазмы и определяется из уравнения

$$\rho du_x/dt = (\rho/2) du_x^2/dx = -\text{grad}P_p, \quad (10)$$

и динамическое давление тангенциального потока приповерхностной плазмы равно

$$P = P_p(1 - \exp(-(2x/\ell)^\beta)) \text{ при } x < \ell/2; \\ P = 0 \text{ при } x > \ell/2. \quad (11)$$

Давление тангенциального потока максимально у границы области воздействия плазмы на пластину дивертора при  $x \approx \ell/2$  и равно  $P \approx P_p = nT$ . Надо оценить плотность атомов  $W$ , ионизованных и находящихся в слое толщиной  $\lambda_q$ , а также их температуру  $T$ .

Плотность потока частиц с поверхности в результате эрозии

$$q \approx \Delta m / (tM_w), \quad (12)$$

где  $\Delta m$  — потеря массы с 1 м<sup>2</sup> за импульс длительностью  $t$ ;  $M_w$  — масса атома  $W$ .

На ускорителе МКТ экспериментально показано [12], что основной вклад в унос массы дают мелкие капли размером меньше  $r \approx 1$  мкм (рис. 4). Давление плазменного потока в МКТ достаточно для капельной эрозии, но поток мощности в МКТ меньше, чем в КСПУ, поэтому мелкие капли не испаряются и могут быть собраны на сборнике. В КСПУ капли размером меньше 5 мкм испаряются и не регистрируются.

Полагая, что испарение капель происходит в результате воздействия первичного потока плазмы, получим время испарения  $t_v \approx NHr/Q$  и расстояние отлёта капель от поверхности до момента испарения

$$d = vdt_v = vNHr/Q, \quad (13)$$

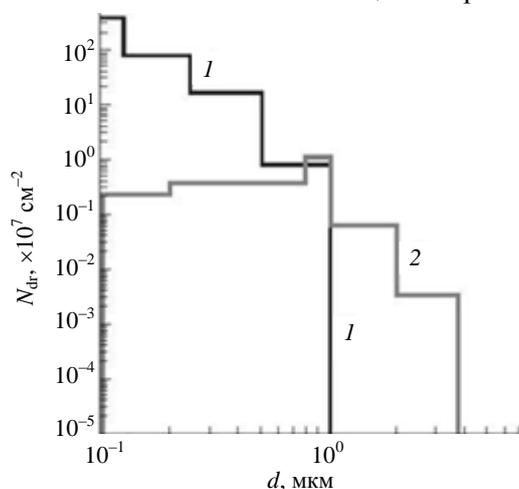


Рис. 4. Распределение капель вольфрама по размеру. Плазменный ускоритель МКТ, плотность потока энергии 300 кДж/м<sup>2</sup> и длительность импульса 60 мкс

где  $v_d \approx 10^3$  м/с — скорость отлёта капель [3, 6];  $N$  — число атомов в единице объёма вольфрама;  $H$  — энергия испарения атома вольфрама. На расстоянии  $\lambda_q = 1$  мм испаряются капли размером  $< 0,1$  мкм, что составляет малую часть всех капель. Основная часть капель улетает за пределы потока плазмы в дивертор. Атомы вольфрама, попавшие в этот слой, должны быть ионизованы.

Время ионизации атомов вольфрама равно

$$t_i = (n_0 v_e \sigma_i)^{-1} \approx 3 \cdot 10^{-5} \text{ с}, \quad (14)$$

где  $\sigma_i$  (20 кэВ) =  $6,7 \cdot 10^{-22}$  м<sup>2</sup> — сечение ионизации атомов W электронами с температурой плазмы в потоке [13];  $v_e = 10^6$  м/с — направленная скорость электронов в потоке плазмы;  $n_0$  — плотность потока плазмы, оценивая которую как  $n_0 = P/(M_D \cdot v_0^2)$  ( $M_D$  — масса атома D), получаем  $n_0 = 2,5 \cdot 10^{16} - 10^{18}$  м<sup>-3</sup>. При максимальной плотности электронов в потоке плазмы  $t_i \approx 1,5 \cdot 10^{-3}$  с. При скорости атомов W, равной скорости отлетающих капель  $v_d \approx 10^3$  м/с, нейтральные атомы улетают за пределы первичного потока плазмы на расстояние  $v_d t_i > \lambda_q$  и не успевают ионизоваться, т.е. приповерхностной плазмы из продуктов эрозии не образуется.

Однако даже если продукты эрозии ионизованы и вследствие замагниченности полностью находятся в слое толщиной  $\lambda_q$ , равной толщине первичного потока плазмы, нагрев приповерхностной плазмы для образования необходимого давления невозможен. Поток ионов D, равный  $n_0 v$ , за время  $t$  передаёт иону W энергию

$$\Delta E = n_0 v t \sigma_{Dw} E_D M_D / M_W, \quad (15)$$

где  $\sigma_{Dw}(m^2) \approx 10^{-16} / E_D^2$  (эВ) — сечение рассеяния ионов D на ионах W;  $E_D = 20$  кэВ — энергия ионов D в потоке плазмы, поступающей в дивертор. При максимальной плотности потока  $n_0 = 10^{18}$  м<sup>-2</sup>  $\Delta E \approx 0,2$  эВ.

Таким образом, у поверхности не может образоваться плазма с давлением, необходимым для развития неустойчивости на расплавленной поверхности вольфрама. Во-первых, основные продукты эрозии — капли мало испаряются в слое толщиной  $\lambda_q$ , что не позволяет образоваться значительной плотности пара в этом слое. Во-вторых, атомы W не могут быть ионизованы, поскольку пролетают этот слой за время, меньшее времени ионизации. В-третьих, высокоэнергичные ионы D не могут значительно нагреть ионы W за время срыва. Заметим, что это троекратное доказательство невозможности образования плазмы с достаточным давлением получено простыми, но численно убедительными оценками и не требует детального рассмотрения диверторной плазмы.

Следовательно, на пластинах дивертора при срывах не будет переноса расплавленного вольфрама и капельной эрозии, вызывающей большую потерю массы.

Потеря массы может быть в результате испарения с поверхности, которая значительно меньше потери массы при капельной эрозии [3].

А наиболее серьёзной эрозией могут быть образование трещин и хрупкое разрушение.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализ воздействия ЭЛМов и срывов плазмы ИТЭР на приёмные пластины дивертора показал следующее. При ЭЛМах плавление пластин дивертора не будет, а при срывах вполне возможно. Переноса расплавленного вольфрама вдоль поверхности и капельной эрозии с поверхности не будет, поскольку развитие неустойчивости КГ и неустойчивости пульсирующих бугров невозможно вследствие малого динамического давления тангенциального потока плазмы над расплавленной поверхностью. Именно развитие этих неустойчивостей приводит к переносу расплавленного металла вдоль поверхности и капельной эрозии. Давление первичного потока плазмы в дивертор недостаточно для развития этих видов неустойчивости. Образование приповерхностной плазмы из продуктов эрозии с давлением выше порогового для развития указанных неустойчивостей также невозможно.

Наиболее серьёзной эрозией могут быть образование трещин и хрупкое разрушение, потеря массы будет вызвана также испарением с поверхности.

Работа выполнена при поддержке ГК «Росатом» в рамках выполнения государственных контрактов № Н.4а.241.19.18.1027, № Н.4а.241.19.19.1009, № Н.4а.241.19.20.1042, ЕОТП-УТП-223.

#### REFERENCES

1. **ITER Physics Basis.** — Nuclear Fusion, 1999, vol. 39, p. 2137.
2. **Federici G., Scinner C.H., Brooks J.N. et al.** — Nuclear Fusion, 2001, vol. 41, p. 1967.
3. **Klimov N.S., Podkovyrov V.L., Zhitlukhin A.M., Safronov V.M., Kovalenko D.V., Moskacheva A.A., Poznyak I.M.** — VANT. Ser. Termoyadernyi sintez (Problems of Atomic Science and Technology. Ser. Thermonuclear Fusion), 2009, issue 2, p. 52 (in Russian).
4. **Poznyak I.M., Klimov N.S., Podkovyrov V.L., Safronov V.M., Zhitlukhin A.M., Kovalenko D.V.** Erosion of metals under the action of intense plasma stream. — In the same place, 2012, issue 4, p. 23—33 (in Russian).
5. **Budaev V.P., Martynenko Yu.V., Khimchenko L.N., Zhitlukhin A.M., Klimov N.S., Pitts R.A., Linke I., Belova N.E., Karpov A.V., Kovalenko D.V., Podkovyrov V.L., Yaroshevskaya A.D.** — Fizika plazmy (Plasma Physics), 2013, vol. 39, № 11, p. 1017—1033 (in Russian).
6. **Martynenko Yu.V.** — VANT. Ser. Termoyadernyi sintez (Problems of Atomic Science and Technology. Ser. Thermonuclear Fusion), 2014, vol. 37, issue 2, p. 53—59 (in Russian).
7. **Tsitrone E.** — In: 15th ITPA CC Meeting. Cadarache, 10—12 December 2012.
8. **Laorte A.** — In: EU-PWI TF Meeting. Madrid, 29—31 October 2007.
9. **Martynenko Yu.V.** — Fizika plazmy (Plasma Physics), 2017, vol. 43, № 3, p. 260—266 (in Russian).
10. **Martynenko Yu.V.** — In the same place, 2020, vol. 46, № 1, p. 84—89 (in Russian).
11. **Martynenko Yu.V.** — VANT. Ser. Termoyadernyi sintez (Problems of Atomic Science and Technology. Ser. Thermonuclear Fusion), 2020, vol. 43, issue 1, p. 76—83 (in Russian).
12. **Guseva M.I., Gureev V.M., Domantovskii A.G., Martynenko Yu.V., Moskovkin P.G., Stolyarova V.G., Strunnikov V.M., Plyashkevich L.N., Vasilev V.I.** — Tech. Phys., 2002, vol. 47, p. 841.
13. **Aladdin** database.

#### AUTHORS

**Martynenko Yu.V.** NRC “Kurchatov Institute”, pl. Akademika Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russia; martyn907@yandex.ru

Received 16 March 2021

Revised 14 July 2021

Accepted 20 July 2021

Problems of Atomic Science and Technology  
Ser. Thermonuclear Fusion, 2021, vol. 44, issue 3, pp. 111—116