

**ЭРОЗИЯ ПОВЕРХНОСТИ МЕТАЛЛОВ
ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ПЛАЗМЕННЫХ ПОТОКОВ
ХАРАКТЕРНЫХ ДЛЯ БЫСТРЫХ ПРОЦЕССОВ
В ТОКАМАКАХ**

© 2020 г. Ю. В. Мартыненко^{a, b, *}

^a НИЦ “Курчатовский институт”, Москва, Россия

^b Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Москва, Россия

*e-mail: Martyn907@yandex.ru

Поступила в редакцию 15.01.2019 г.

После доработки 03.05.2019 г.

Принята к публикации 23.05.2019 г.

Теоретически показано, что на поверхности расплавленного металла под действием потоков плазмы характерных для быстрых процессов в токамаках может развиваться не только неустойчивость Кельвина–Гельмгольца и возникать волны, но также могут появляться пульсирующие бугры разных размеров. В ИТЭР следует ожидать образования именно бугристой поверхности. Определен размер бугров, больше которого бугры смещаются плазменным ветром, образуя струи текущие к периферии области воздействия плазменного потока. Эти струи переносят расплавленный металл вдоль поверхности. Определен размер бугров, с которых плазменный ветер сдувает верхушки, вызывая капельную эрозию.

DOI: 10.31857/S036729212001014X

1. ВЕДЕНИЕ

Проект международного токамака ИТЭР [1] предусматривает применение вольфрама для приемных пластин дивертора и облицовку первой стенки бериллием. Эти элементы будут подвергаться воздействию мощных импульсных плазменных потоков во время краевых неустойчивостей ELMов, когда за импульс длительностью 0.1–1 мс выделяется энергия 0.2–5 МДж/м² [2], и срывов разряда длительностью 1.5–3.0 мс и выделяемой энергии 12–70 МДж/м² [3]. Такие импульсы плазмы могут привести к плавлению металлических покрытий и перемещению расплавленного слоя вдоль поверхности. В результате этого уменьшается толщина облицовочных пластин и, следовательно, сокращается их срок службы. Другим отрицательным последствием переноса расплавленного металла вдоль поверхности может быть сплавление соседних пластин контактирующих с плазмой. Поскольку ни на одном из существующих токамаков невозможно воспроизвести условия, характерные для ELMов и срывов разряда в ИТЭР, для испытания защитных покрытий используются плазменные ускорители [4, 5] и электронные пучки [6, 7]. Наибольшее совпадение характеристик плазменных потоков с потоками, ожидаемыми в ИТЭР при

ЭЛМах и срывах, имеют плазменные ускорители КСПУ [8]. Импульсы КСПУ имеют необходимую плотность энергии и длительность, однако давление плазменного потока в КСПУ составляет несколько атмосфер, тогда как ожидаемое давление плазменных потоков при ЭЛМах составляет ~10² Па, а при срывах ~10³ Па. Изучение эрозии металлов под действием импульсов КСПУ показало [8], что характер рельефа поверхности после импульсов плазмы можно разделить на два типа. В первом случае образуются волны, которые движутся к периферии области воздействия плазмы (рис. 1).

Во втором случае на поверхности волн не видно, а поверхность покрыта бугорками, которые авторы называли “пузырьками” (рис. 2), хотя температура поверхности была значительно ниже температуры кипения. При этом во многих случаях на рельефе бугристой поверхности не видно перемещение расплавленного металла, хотя картина всей облученной области показывает образование кратера в центре воздействия плазменного потока и перемещенного металла на периферии. В других экспериментах изменение рельефа поверхности при увеличении мощности плазменного потока показало, как из бугров образуются

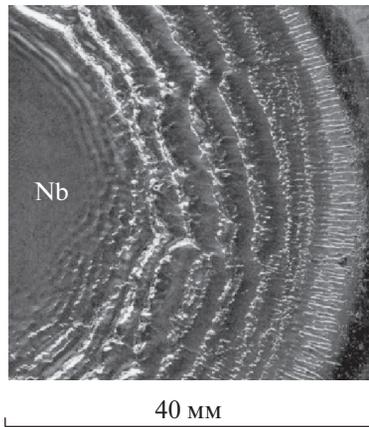


Рис. 1. Поверхность ниобиевой мишени после 25 импульсов КСПУ при 1.9 МДж/м^2 [8].

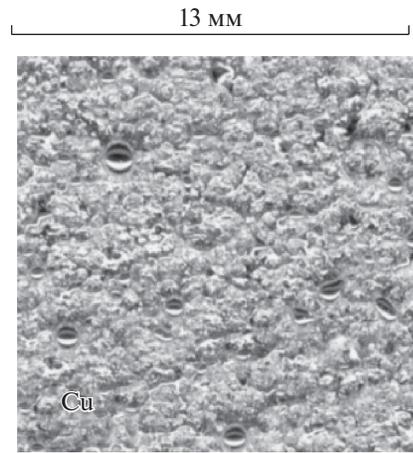


Рис. 2. Поверхность меди после импульсов КСПУ [8].

струи текущие к периферии области воздействия плазменного потока (рис. 3).

Образование волн на расплавленном металле под действием плазменного импульса наблюдалось еще в [9]. Тогда же образование волнового рельефа было объяснено неустойчивостью Кельвина–Гельмгольца (КГ). Движение волн и перенос расплавленного металла под действием плазменного ветра было объяснено в [10]. Образование поверхности покрытой бугорками пока не понятно. Здесь предложен механизм образования бугорков на расплавленной поверхности металла, над которой движется поток плазмы параллельно поверхности. Также объясняется перенос металла в этом случае с центра на периферию и капельная эмиссия. Для примера будут сделаны численные оценки для вольфрама и бериллия, наиболее интересных для ИТЭР. Поэтому приведем основные используемые параметры для этих металлов. Плотность $\rho_W = 19250 \text{ кг/м}^3$, $\rho_{Be} = 1840 \text{ кг/м}^3$, поверхностное натяжение $\sigma_W = 5 \text{ Н/м}$, $\sigma_{Be} = 2 \text{ Н/м}$, кинематическая вязкость для W и Be принималась равной $\nu = 3 \times 10^{-7} \text{ м}^2/\text{с}$.

2. МЕХАНИЗМ ОБРАЗОВАНИЯ БУГРИСТОЙ ПОВЕРХНОСТИ

Если над поверхностью расплавленного металла движется поток плазмы параллельный 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 бугристой поверхности. Наиболее простая форма бугра – это аксиально-симметричный холм, который имеет наименьшую поверхность, и, следовательно, поверхностную энергию, по сравнению с не аксиально-симметричными буграми. Рассмотрим образование аксиально-симметричного бугра (R – радиус основания бугра, H – его высота) на поверхности расплавленного металла, над которым движется параллельно поверхности плазма плотностью ρ' со скоростью u . Пренебрегая вязкостью жидкого металла (далее будет дана оценка роли вязкости), запишем уравнение Эйлера для поверхности жидкости с поверхностным натяжением σ , при

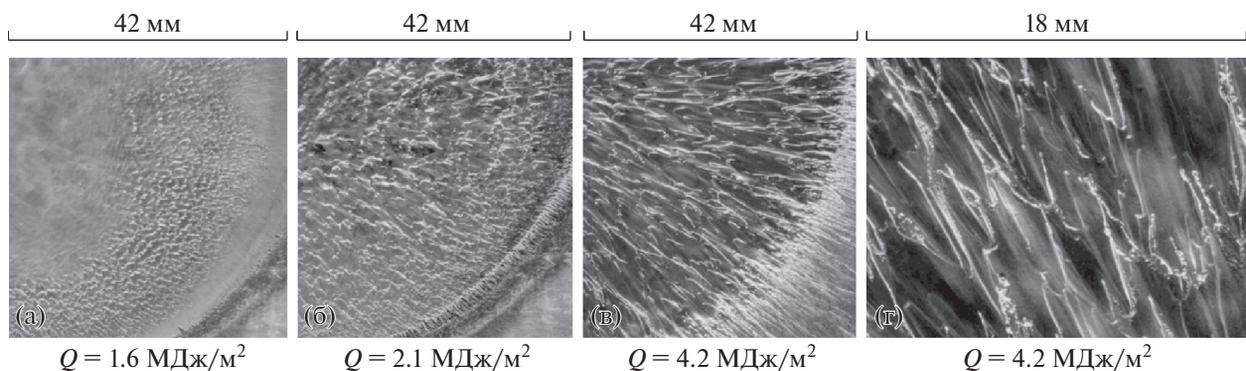


Рис. 3. Развитие рельефа на поверхности ниобиевой мишени при увеличении плазменной нагрузки [8].

наличии градиента давления Бернулли над поверхностью жидкости

$$\rho \partial v / \partial t = \rho \partial^2 h / \partial t^2 = -\text{grad}(\sigma \Delta h - \rho' u^2 / 2), \quad (1)$$

где ρ – плотность жидкости, v – вертикальная скорость, h – высота подъема поверхности над невозмущенным уровнем, $\sigma \Delta h = \sigma r^{-1} \partial(r \partial h / \partial r) / \partial r$ – давление поверхностного натяжения, $P = \rho' u^2 / 2$ – давление Бернулли. Сейчас важна лишь сила, вызванная градиентом давления Бернулли, поэтому система координат связана только с бугром: его высота h , и радиус r . Роль давления плазменного потока на бугры будет рассмотрена в следующих параграфах. Уравнение (1) имеет решение, выражаемое через функции Бесселя, в виде концентрической стоячей волны, смещенной вверх вследствие градиента давления Бернулли. Вокруг центра волны в фазе его подъема образуется кольцо пониженного уровня жидкости, уровень кольца поднимается в фазе, когда центральный бугор опускается. Но нас интересует только зависимость от времени высоты центрального бугра волны $H = h(0)$. Упростим задачу, заменив операторы grad на $1/R$, и Δ на $1/R^2$. Тогда для высоты центрального бугра волны H получим уравнение

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

которое имеет решение

$$H = H_m (1 - \cos(\omega t - \varphi)), \quad \omega^2 = \frac{4\sigma}{\rho R^3}. \quad (3)$$

Максимальная высота бугра $H_m = PR^2 / 4\sigma$ определяется равенством давления Бернулли и поверхностного натяжения, начальная высота холма H_0 задает начальную фазу колебания $\cos \varphi = 1 - H_0 / H_m$. Бугор пульсирует с частотой $\omega^2 = (4\sigma / R^3 \rho)$, которая с точностью до коэффициента совпадает с частотой капиллярных колебаний, например жидкой сферической капли, или капиллярных волн, только в последних фигурирует не радиус холма, а радиус капли или длина волны [11]. Пренебрежение вязкостью в уравнениях (1) и (2) возможно, если декремент затухания колебаний, равный $4\pi^2 \nu / R^2$ [11] (ν – кинематическая вязкость), меньше частоты колебаний ω . Это выполняется при

$$R_{\min} > 4\pi^4 \nu^2 \rho / \sigma. \quad (4)$$

Уравнения (1) и (2) не накладывают никаких ограничений на размер бугра R , поэтому одновременно могут возникать пульсирующие бугры разного масштаба. Бугры похожи на “пузыри” [8], а во время импульса поверхность напоминает поверхность кипящей жидкости. Если предположить, что возникновение бугра определяется не появлением неровностей, которые дают начало

растущему бугру, а развитием самого бугра, происходящее за время ω^{-1} , то видно, что мелкие бугры появляются чаще, поскольку $\omega \sim R^{-3/2}$. Тогда вероятность возникновения бугров можно предположить пропорциональной ω . В этом случае получаем распределение пульсирующих холмов по размерам

$$f(R) \sim R^{-3/2}. \quad (5)$$

В реальной картине бугры могут перекрывать, мелкие бугры возникают на поверхности более крупных. В этом случае определение функции распределения $f(R)$ осложняется. Поэтому распределение (5) передает общий характер распределения числа бугров по размеру.

Минимальный размер возникающих бугров обусловлен вязкостью, которая демпфирует колебания, определяется уравнением (4) и составляет несколько сотен нанометров. Однако минимальный размер бугров, видимых после затвердевания значительно больше. Этот размер определяется разглаживанием бугров после прекращения импульса плазмы, и будет определен ниже. Максимальный размер бугров возникающих за время импульса $\tau = 10^{-3}$ с (далее во всех оценках полагаем $\tau = 10^{-3}$ с) равен $R_{\max} = (\sigma \tau^2 / \rho 2\pi^2)^{1/3} \approx 1$ мм.

Таким образом, если над поверхностью расплавленного металла движется поток плазмы параллельный поверхности, то на поверхности может возникать как волнообразный рельеф, вследствие неустойчивости КГ, так и пульсирующие бугры.

Определим когда возникают пульсирующие бугры, а когда развивается тангенциальная неустойчивость и образуются волны КГ. Обычно [11] условия тангенциальной неустойчивости получаются для плоской границы раздела двух сред. Поэтому естественно предположить, что волны КГ могут образоваться на поверхности, у которой размер шероховатости меньше длины волны КГ $\lambda = 3\pi\sigma / 2P$. Отсюда следует, что волны КГ возникают на поверхности, где размер бугров

$$R < 3\pi\sigma / 2P. \quad (6)$$

Такой же критерий (отличающийся численным коэффициентом) получается в предположении, что неустойчивость КГ развивается, если ее инкремент, $\gamma = 2P^{3/2} / \sigma \rho^{1/2}$, больше частоты пульсации бугров ω . Это условие $R < \sigma / P$. Отсюда следует, что предпочтительно образование холмов малых размеров, меньше длины волны КГ λ . Однако, если на поверхности изначально имелись бугры, например от предыдущих импульсов, то на неровной поверхности неустойчивость КГ не развивается, а образуются пульсирующие холмы, возможно, и большего размера, $R > \sigma / P$. При малых давлениях плазменного потока, например,

таких как ожидаются при ЭЛМах и срывах в ИТЭР $P = 10^2 \dots 10^3$ Па, критический размер бугров не позволяющих развиваться неустойчивости КГ, становится больше максимального размера бугра, который может возникнуть за время импульса $\tau = 1$ мс. Кроме того область воздействия плазменного потока при ЭЛМах и срывах может перемещаться от одного события к другому, так что, в большинстве случаев воздействие приходится на поверхность со следами предыдущих импульсов, не совпадающих как по области воздействия, так и по параметрам самого импульса. Поэтому в ИТЭР следует ожидать образование бугристой поверхности, а не волн КГ.

3. ПЕРЕНОС РАСПЛАВА НА ХОЛМИСТОЙ ПОВЕРХНОСТИ

В предыдущем параграфе мы игнорировали воздействие на бугры плазменного ветра, то есть бокового давления тангенциального потока плазмы. Ранее нас интересовало только появление бугров, поэтому во внимание принималась только сила обусловленная градиентом давления Бернулли, направленная нормально поверхности. Плазменный ветер деформирует бугор. Но в фазе пульсации, когда высота бугра H равна нулю, эта деформация исчезает, и в следующий период бугор растет и одновременно деформируется таким же образом. Однако деформация крупных бугров приводит к образованию струй расплавленного металла, которые осуществляют перенос металла вдоль поверхности.

Найдем условие возникновения струй расплавленного металла, наблюдавшихся в [8]. Естественно предположить, что струи возникают как результат “сдувания” бугра плазменным ветром. Давление плазменного ветра действует на бугры, стремясь сдвигать их к периферии области воздействия плазменного потока. Ускорение, приобретаемое бугром с массой $\rho R^2 H$ под действием силы давления плазменного ветра равной $F \approx PHR$, равно

$$a = \frac{PHR}{\rho HR^2} = \frac{P}{\rho R} \quad (7)$$

происходит только пока его высота отлична от нуля. Если бугор не сместился на расстояние большее R за время ω^{-1} , то в фазе, когда $H = 0$, набранный импульс передается всей жидкости, и далее продолжается пульсация бугра. Если же бугор за время ω^{-1} сместился на расстояние большее R , то дальше он будет двигаться как капля, скользящая по поверхности и увлекающая за собой струю жидкости. Смещение бугра s можно оценить как

$$s = \frac{a\omega^{-2}}{2} = \frac{2H_m}{\pi} \quad (8)$$

Условием начала движения бугра как капли является $s > R$ или $R > 2\pi\sigma/P$. Двигутся большие холмы, причем, чем больше давление плазменного потока, тем меньшие холмы сдвигаются плазменным ветром.

Смещение бугра на величину R происходит за время t_1 , рассчитываемое из уравнения

$$R = \frac{at_1^2}{2} = \frac{2Pt_1^2}{\pi\rho R} \quad (9)$$

Подставляя t_1 в (3), находим высоту H_1 , при которой бугор смещается

$$H_1 = \frac{\pi R}{4}. \quad (10)$$

Таким образом, реально высота бугра не может превышать его радиуса, как можно было бы заключить из (3).

Движение расплава за движущейся каплей происходит в результате увлечения вязким трением. В результате чего образуется движущая струя жидкости. Скорость, с которой струя скользит по поверхности, определяется из равенства силы давления плазменного ветра равной $\sim PR^2$, и силы торможения струи $F = \rho\nu Lv$,

$$v = \frac{PR^2}{\rho\nu L} \quad (11)$$

где ν — кинематическая вязкость, L — длина струи. Полагая $v = dL/dt$, получаем длину струи, проходящую за время импульса τ

$$L = R(2P\tau/\rho\nu)^{1/2}. \quad (12)$$

На рис. 3 видно, что длина струй возрастает с увеличением давления плазменного потока, и наибольший пробег имеют крупные струи. Перенос расплава также осуществляется в основном за счет наиболее крупных струй, возникших из самых крупных бугров.

Обратим внимание, что в экспериментах [8] наблюдаются струи размером больше, чем допускает критерий образования волн КГ на плоской поверхности. Это означает, что бугры, а потом и струи, возникают, если исходная поверхность была уже не плоская, или, как предположено далее, бугры возникают раньше волн КГ во время медленного нарастания импульса плазменного потока.

Критерий образования струй, $R > 2\pi\sigma/P$, формально показывает, что при давлениях плазменного потока ожидаемых в ИТЭР, таких крупных бугров, $R \approx 1$ см, образоваться не может. Однако в работе [12] было показано, что во время импульса может образоваться плотный приповерхностный слой плазмы, с давлением больше давления в первичном потоке плазмы. Этот слой образуется в основном в результате испарения капель. Поэто-

му исключить образование струй и переноса расплавленного металла в ИТЭР нельзя.

4. ЭМИССИЯ КАПЕЛЬ

Эмиссию капель [13] с бугров можно объяснить “сдуванием” верхушек плазменным ветром, также как это было сделано для капельной эмиссии с волн КГ [12]. На верхушку холма действует сила давления плазменного ветра P , причем вследствие вязкости в течение времени t верхушка волны с вертикальным размером

$$\Delta = (vt)^{1/2} \quad (13)$$

ведет себя как жидкость на твердом основании. Если за время t верхушка сместится на расстояние равное основанию верхушки d , то происходит ее отрыв в виде капель.

Для оценки основания верхушки d аппроксимируем профиль холма

$$h = H(t) \left(1 - \left(\frac{r}{R} \right)^2 \right),$$

тогда

$$d = 2R \left(\frac{\Delta}{H} \right)^{1/2}. \quad (14)$$

Время смещения верхушки на расстояние d равно

$$t = \left(\frac{2d}{a} \right)^{1/2}, \quad (15)$$

где $a = P/\rho d$ – ускорение верхушки. Приравнявая время t из (13) и (15), находим высоту отрывающейся верхушки

$$\Delta = (2Rv)^{2/3} \left(\frac{2\rho}{PH} \right)^{1/3}. \quad (16)$$

Отрыв одной верхушки за другой следует через время

$$t_2 = \frac{\Delta^2}{v} = (2R)^{4/3} v^{1/3} \left(\frac{2\rho}{PH} \right)^{2/3}. \quad (17)$$

С мелких бугров, для которых $t_2\omega > 1$ и $R < (v\rho)^{2/9} \sigma^{7/9} P^{-8/9}$, капли не успевают слетать за время пульсации бугра. При увеличении давления плазменного потока эмиссия капель становится возможной с все более мелких бугров, число которых $\sim R^{-3/2}$. В результате капельная эмиссия, основной механизм уноса материала под действие мощных плазменных потоков, резко возрастает с ростом давления плазменного потока. Это соответствует работе [13], где экспериментально измеренное количество эмитированных за один импульс капель вольфрама увеличивается от 100 до 300 при увеличении плотности энергии плазменного потока от 1.2 МДж/м² до 2.2 МДж/м².

5. ЭВОЛЮЦИЯ ПОВЕРХНОСТИ ПОСЛЕ ОКОНЧАНИЯ ИМПУЛЬСА ПЛАЗМЫ

Эволюция поверхности после окончания импульса определяет рельеф поверхности наблюдаемый в экспериментах. Эта эволюция проходит за время затвердевания расплава. Оценим время остывания металла до температуры плавления T_m и затвердевания. Охлаждение расплавленного и нагретого слоя даже для тугоплавкого вольфрама происходит за счет теплопроводности. Время затвердевания равно

$$t_s = [(C\Delta T + H_{melt})\rho d + \rho C T_m (\chi\tau)^{1/2}]^2 \times \\ \times \frac{1}{(C\rho T_m)^2 \chi} \approx \tau. \quad (18)$$

Здесь C – теплоемкость, ΔT – превышение температуры расплава над температурой плавления, H_{melt} – теплота плавления, d – глубина расплавленного слоя, χ – температуропроводность, τ – длительность импульса плазмы. Важно определить какие струи прекращают движение до затвердевания, а какие нет. Остановка струи происходит за счет силы трения $F = \rho v L v c$ ускорением

$$a \approx -\frac{F}{\rho H R L} \approx -\left(\frac{v}{R^2} \right) v, \quad (19)$$

за время $t_c \approx R^2/v$. Маленькие струи, у которых $t_c < t_s$ останавливаются до затвердевания. Если струи останавливаются до затвердевания, они разглаживаются в результате давления поверхностного натяжения с характерным временем $t_p = (\rho R^3/\sigma)^{1/2} < 1$ мкс. Более крупные струи, у которых $R > (v\tau)^{1/2} \sim 10$ мкм, сохраняют движение до затвердевания, и остаются видимыми после затвердевания.

Декремент затухания пульсации бугров $\gamma_d \approx v(\pi/R)^2$, поэтому размер бугров, которые успевают разгладиться, равен $R = \pi(vt_s)^{1/2}$, что составляет несколько десятков микрон. В результате на облученных поверхностях видны лишь более крупные бугры.

Следует отметить, что бугристая поверхность наблюдалась под действием импульсов КСПУ [8] на менее тугоплавких и более легких металлах, а на тугоплавких и тяжелых металлах наблюдались волны КГ. Интересно, что в одной и той же работе [8] на ниобии под действием импульсов КСПУ был получен четко выраженный волновой рельеф (рис. 1) и рельеф бугров, переходящих в струи (рис. 3). Однозначно объяснить эти особенности сейчас нельзя, но можно предположить влияние следующих факторов. Во-первых, как отмечалось, на картину рельефа влияет начальная шероховатость поверхности. Во-вторых, нарастание и убывание давления плазменного потока в импульсах КСПУ происходит за время $t_0 \approx 0.1$ мс [8]. Во время нарастания давления, пока еще не воз-

можно образования волн КГ, успевают образоваться бугры размером до $R \approx (\sigma_{i0}^2/\rho)^{1/3} \approx 100$ мкм, что может помешать образованию волн КГ. Во время убывания давления плазменного потока струи могут остановиться, но образование бугристой поверхности продолжается, и в результате видна только бугристая поверхность, а струй уже не видно. Поскольку во временной зависимости давления плазменного потока имеются значительные колебания [8], то переменчивость условий позволяет получать различные рельефы поверхности.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложен механизм образования пульсирующих бугров разного размера на поверхности расплавленного металла под действием потоков плазмы характерных для ЭЛМов и срывов плазмы в токамаках. Пульсирующими буграми по сути являются аксиально симметричные стоячие волны, инициируемые градиентом давления Бернулли от потока плазмы, движущегося параллельно поверхности. Бугристая поверхность наряду с волнами Кельвина–Гельмгольца наблюдались в экспериментах на плазменных ускорителях КСПУ [8]. В ИТЭР, где давление плазмы при ЭЛМах и срывах будет меньше чем в импульсах КСПУ, а область воздействия плазменного потока перемещается, и поверхность, на которую воздействует импульс плазмы, имеет неровности, следует ожидать образования именно бугристой поверхности, а не волн КГ. Найдены условия, когда бугры могут сдуваться плазменным ветром и образовывать струи текущие к периферии области воздействия плазменного потока, вызывая перенос расплавленного металла вдоль поверхности. Описан механизм эмиссии капель с верху-

шек бугров в результате их сдувания плазменным ветром.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Hirai T., Maier H., Rubel M., Mertens Ph., Neu R., Gauthier E., J. Likonen, C. Lungu, Maddaluno G., Matthews G.F., Mitteau R., Neubauer O., Piazza G., Philipps V., B. Riccardi, Ruset C., Uytendhouwen I. // Fusion Engineering and Design. 2007.V. 82. P. 1839.
2. Loarte A., Saibene G., Sartori R., Riccardo V., Andrew P., Paley J., Fundamenski W., Eich T., Herrmann A., Pautasso G. // Physica Scripta. 2007.V. 128. P. 222.
3. Pitts R.A., Carpentier S., Escourbiac F. // J. Nucl. Materials. 2013. V. 438. P. S48.
4. Arkhipov N.I., Bakhtin V.P., Safronov V.M., et al. // J. Nucl. Materials. 1995. V. 220–222. P. 1066.
5. Belan V.G., Levashov V.F., Maynashev V.S., et al. // J. Nucl. Materials. 1996. V. 233–237. P. 763.
6. Duwe R., Kuehnlein W., et al. // Proc. 18th Symposium on Fusion Technology (SOFT), Karlsruhe Germany. 1994. P. 35–358.
7. Nakamura K., Suzuki S., Tanabe T., et al. // Fusion Engineering and Design. 1998.V. 39–40. P. 295.
8. Позняк И.М., Климов Н.С., Подковыров В.Л., Сафронов В.М., Житлухин А.М., Коваленко Д.В. // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2012. Т. 35. № 4. С. 23.
9. Bakhtin V.P., Vasiliev V.I., Grebenstchikov Yu.B., Konkashbaev I.K., Kucheryavyi Yu.V., Myanko V.I., Strunnikov V.M. // 1st All Union Conf. “Constructive Materials Properties Modification by Beams of Charged Particles”. Part I. 1988. P. 108.
10. Martynenko Yu.V. // Physics Procedia. 2015. P. 9.
11. Ландау Л.Д., Лифшиц И.М. // Теоретическая физика. Гидродинамика, Гл. ред. Физ.-мат. Лит., 1986.
12. Мартыненко Ю.В. // Физика плазмы. 2017. Т. 43. № 3. С. 260.
13. Климов Н.С., Подковыров В.Л., Житлухин А.М., Сафронов В.М., Коваленко Д.В., Москачева А.А., Позняк И.М. // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2009. № 2. С. 52.