УДК 533.924, 004.942

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДВИЖЕНИЯ РАСПЛАВЛЕННОГО МЕТАЛЛИЧЕСКОГО СЛОЯ В УСЛОВИЯХ, ХАРАКТЕРНЫХ ДЛЯ ПЕРЕХОДНЫХ ПРОЦЕССОВ В ИТЭР

И.А. Алябьев^{1, 2}, В.Ю. Цыбенко², И.М. Позняк^{1, 2}, Е.З. Бирюлин^{1, 2}, З.И. Новоселова^{1, 2}, Е.Д. Федулаев^{1, 2}, А.Б. Путрик³

¹Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), МО, Долгопрудный, Россия ²ГНЦ РФ Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований, Москва, Троицк, Россия ³Частное учреждение «Проектный центр ИТЭР», Москва, Россия

В ходе работы термоядерного реактора ИТЭР защитные покрытия дивертора и первой стенки будут подвергаться интенсивному плазменно-тепловому воздействию. Одним из основных механизмов разрушения металлических защитных покрытий является перемещение расплавленного слоя по их поверхности. Для развития представлений о происходящих при этом физических процессах требуются разработка и проверка численных моделей. Данная работа посвящена разработке модели движения металлического расплавленного слоя под действием интенсивного плазменного потока. Численные расчёты основаны на экспериментальных данных, полученных на квазистационарном сильноточном плазменном ускорителе КСПУ-Т. Движение расплава в модели описывается системой связанных уравнений теплопроводности и Навье-Стокса. При наличии внешнего магнитного поля к системе добавлялись уравнения Максвелла. На металлическую мишень воздействует импульсный плазменный поток с заданным распределением мощности и давления по пространству и во времени. Плазменное воздействие вызывает плавление поверхностного слоя материала и его движение. В модели учитывались зависимость теплофизических свойств материала от температуры и процесс испарения вещества с поверхности. В результате моделирования получено перемещение расплава при различных значениях мощности плазменного потока, падающего на поверхность. Показано, что наблюдаемое в эксперименте перемещение расплава не объясняется действием одного лишь градиента давления плазмы. В численную модель введена сила трения плазмы о поверхностный слой расплава, благодаря чему получено качественное совпадение результатов расчётов с экспериментальными данными. Помимо этого, в модели учтено магнитное поле, а также исследовано влияние динамики импульса давления торможения и мощности плазменно-теплового воздействия на результирующий профиль поверхности мишени.

Ключевые слова: ИТЭР, КСПУ-Т, плазменные ускорители, численное моделирование, течение расплава, эрозия материалов, защитные покрытия.

NUMERICAL SIMULATION OF MELT METAL LAYER MOVEMENT UNDER CONDITIONS RELEVANT TO ITER TRANSIENT REGIMES

I.A. Aliabev^{1, 2}, V.Yu. Tsybenko², I.M. Poznyak^{1, 2}, E.Z. Biryulin^{1, 2}, Z.I. Novoselova^{1, 2}, E.D. Fedulaev^{1, 2}, A.B. Putrik³

¹Moscow Institute of Physics and Technology, Moscow region, Dolgoprudny, Russia

²State Research Center of Russian Federation Troitsk Institute for Innovation & Fusion Research, Moscow, Troitsk, Russia ³Institution «Project Center ITER», Moscow, Russia

Armour materials of ITER divertor and the first wall will be subjected to intense plasma-thermal impacts during the reactor operation. The most prevalent type of armour erosion is due to displacement of melt surface layer. In order to obtain solid interpretations of physical processes, development and verification of numerical models are required. The aim of this article is to outline initial development of a numerical model, which describes movement of a metal molten layer under the impact of intense plasma stream. Numerical calculations are based on experimental data obtained on the quasi-stationary high current plasma accelerator QSPA-T. The movement of molten metal is described by a system of coupled heat transfer and Navier-Stokes equations. In case of accounting external magnetic field, Maxwell's equations are included in the system. It is assumed that a metal target is exposed to pulsed plasma stream with a specified distribution of power and pressure in space and time. Plasma exposure causes melting and subsequent movement of the surface layer of the material. Thermophysical properties of the metal are considered as temperature dependent. Material evaporation from exposed surface is taken into account in the model. The metal layer displacement was obtained for a range of plasma stream power values. It is shown that the melt movement observed in the experiment cannot be explained by the action of the plasma pressure gradient alone. The friction force between near-surface plasma and melt metal was implemented into numerical model, whereby quantitative agreement between calculation force between near-surface plasma and melt metal was achieved. Magnetic field conditions were applied in the model. Influence of both stagnation pressure and power dynamics on the resulting profile of the target surface was studied.

Key words: ITER, QSPA-T, plasma accelerators, numerical simulation, material erosion, melt motion, armour material.

DOI: 10.21517/0202-3822-2024-47-1-76-88

введение

В современных термоядерных установках вольфрам, бериллий и другие металлы рассматриваются в качестве основных материалов защитных покрытий вакуумной камеры. В ходе работы термоядерного реактора ТЯР они будут подвергаться интенсивному плазменно-тепловому воздействию. Наиболее мощные нагрузки на поверхность будут приходить во время переходных процессов, связанных с нестабильностью плазменного шнура, — срывов тока, периферийной локальной неустойчивости (ELM), вертикальных смещений плазменного шнура, генерации убегающих электронов. Порог плавления вольфрама составляет 45—50 МДж/(м²·c^{0,5}), для бериллия он равен 28 МДж/(м²·c^{0,5}). Оценка фактора теплового воздействия при ELM-событиях в ИТЭР составляет 15—300 МДж/(м²·c^{0,5}), при срывах — 90— 2100 МДж/(м²·c^{0,5}) [1]. Это означает, что во время переходных процессов возможны плавление и усиленная эрозия защитных покрытий. Эрозия определяет ресурс первой стенки и режим горения топлива в ТЯР, поэтому требуется её тщательное изучение.

Плазменно-тепловые нагрузки на стенку современных токамаков (JET, EAST, AUG и др.) не достигают значений, ожидаемых в ИТЭР. Поэтому исследования воздействия интенсивных потоков тепла и частиц на макеты защитных покрытий вакуумной камеры ИТЭР проводятся на специальных стендах: линейных плазменных установках (Magnum-PSI, Pilot-PSI, JULE-PSI), ионных (RHEPP-1, MARION) и электронных пучках (JUDITH, IDTF, JEBIS), плазменных ускорителях (КСПУ-Т, MK-200UG, PLADIS), лазерах и других.

По некоторым характеристикам плазменные потоки, получаемые на ускорителях плазмы, близки к ожидаемым в ИТЭР. В проведённых ранее экспериментах по исследованию эрозии материалов на КСПУ-Т показано [2], что основным механизмом разрушения металлических защитных покрытий является уменьшение их толщины за счёт течения расплава. Поверхность имела развитую структуру после облучения. На ней образовывались волны, формировались струи застывшего металла либо наблюдалась бугристая поверхность (рис. 1).



Рис. 1. Внешний вид мишеней после интенсивного плазменного воздействия



Рис. 2. Рельеф поверхности стальной мишени в зависимости от тепловой нагрузки Q при многократном облучении: 50 экспериментов, 1,1 МДж/м² (——); 25 экспериментов, 1,6 (——), 1,9 (——), 2,5 МДж/м² (——)

На поверхности мишеней образовывался кратер эрозии. Глубина и радиус кратера увеличивались при увеличении тепловой нагрузки (рис. 2). Кроме того, глубина линейно возрастала с числом плазменных воздействий.

В работе [2] показано, что течение расплава — основной механизм эрозии макетов защитных покрытий при воздействии интенсивных потоков плазмы в экспериментах на установке КСПУ-Т. Для развития представлений о физических процессах, происходящих при воздействии горячей плазмы на материалы, требуются разработка и проверка численных моделей эрозии путём сравнения результатов расчёта с эксперимен-

тальными данными. Целью данной работы является создание численной модели, описывающей движение расплавленного металлического слоя под действием интенсивного плазменного потока ускорителя КСПУ-Т.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

В данной статье при построении модели движения расплава используются результаты экспериментов, проведённых на сильноточном квазистационарном плазменном ускорителе КСПУ-Т (АО «ГНЦ РФ ТРИ-



Рис. 3. Схема эксперимента на плазменном ускорителе КСПУ-Т

Длительность потока t, мс
Плотность энергии Q , МДж/м ²
Плотность мощности <i>W</i> , ГВт/м ²
Фактор теплового воздействия $F_{\rm HF}$, МДж/(м ² ·c ^{0,5})
Энергия ионов <i>E_i</i> , кэВ
Плотность плазмы $n, M^{-3} \dots$
Давление плазмы Р, Па
Диаметр потока D, см

НИТИ»). Установка КСПУ-Т представляет собой коаксиальный сильноточный плазменный ускоритель с собственным магнитным полем. Ускорение плазмы происходит под действием силы Ампера, возникающей при взаимодействии тока, текущего через разрядный промежуток между коаксиальными электродами ускорителя, с собственным магнитным полем. Схема проведения эксперимента показана на рис. 3.

Параметры плазменного потока установки КСПУ–Т [2] (символом * (астериска) обозначены значения, близкие к ожидаемым во время ELM-ов и срывов в ИТЭР):

 $\begin{array}{c} 0,25 - 0,6^{*} \\ 0,2 - 5^{*} \\ 0,5 - 20^{*} \\ 10 - 200^{*} \\ 0,01 - 0,5 \\ (1 - 10)10^{22} \\ (1 - 10)10^{5} \\ 6 - 7^{*} \end{array}$

Для численного моделирования движения расплава необходимо знать пространственное и временное распределение плотности мощности и давления плазменного потока, падающего на поверхность. Исходя из данных энергетических измерений [3], распределение плотности мощности и энергии вдоль поверхности облучаемого образца описывается гауссовым профилем

$$w_{e} = w_{e}^{o} \exp\left(-\frac{x^{2}}{2\sigma_{x}^{2}} - \frac{y^{2}}{2\sigma_{y}^{2}}\right),$$
(1)

где σ_x и σ_y — характерные размеры плазменного потока (3 см); $w_e^o = q_e^o / \tau = 1 - 10 \ \Gamma B t / m^2$ — плотность мощности на оси потока; $\tau = 0,2 - 0,6$ мс — характерная длительность воздействия; $q_e^o = 0,6 - 1,9 \ M \ Д ж / m^2$ — величина плотности энергии в центре потока. При моделировании распределение давления плазменного потока по облучаемой поверхности задаётся аналогично тепловому распределению:

$$P_e = P_e^{o} \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma_x^2} - \frac{y^2}{2\sigma_y^2}\right).$$
⁽²⁾

Временная зависимость плотности мощности и давления плазменного потока задаётся в соответствии с мощностью, вкладываемой в разряд, которая представлена на рис. 4.

Для исследования влияния магнитного поля на эрозию материалов за счёт течения расплава в экспериментах на КСПУ-Т используется сборка из постоянных неодимовых магнитов, расположенных за поверхностью мишеней, либо система катушек Гельмгольца. Величина магнитного поля вблизи поверхности достигает $\approx 0,1$ Тл в случае с магнитами, ≈ 1 Тл для катушек.



Рис. 4. Временная зависимость мощности, вложенной в разряд КСПУ-Т [6]

ОПИСАНИЕ ЧИСЛЕННОЙ МОДЕЛИ

Модель включает в себя систему уравнений Максвелла, теплопроводности и гидродинамики. Уравнение теплопроводности записывается в виде

$$\rho C_p^{eq} \frac{\partial T}{\partial t} + \rho C_p^{eq} U \nabla T = \nabla (k \nabla T), \tag{3}$$

где р — плотность, кг/м³; C_p^{eq} — удельная теплоёмкость, Дж/(кг·К) [7]; k — коэффициент теплопроводности, Вт/мК; T — температура, К; U — скорость течения расплава, м/с; t — время, с. На поверхность мишени, обращённую к плазме, воздействуют два фактора: поток тепла с плотностью мощности, заданной формулой (1), и поток тепла, связанный с потерями вследствие испарения:

$$w_{\nu} = -H_{\nu} \sqrt{\frac{\mu}{2\pi RT}} P_{\nu}, \qquad (4)$$

где µ — молярная масса, г/моль; *R* — универсальная газовая постоянная; Дж/(моль·К); *H*_v — удельная теплота испарения, Дж/кг. Давление, обусловленное испарением металла, описывается формулой [8]

$$P_{\nu} = \frac{1}{2} (1+\beta) P_{o} \exp\left(\frac{H_{\nu} \mu}{R} \left(\frac{1}{T_{\nu}} - \frac{1}{T}\right)\right),$$
(5)

где β — доля испаренных частиц, вернувшихся в расплав; P_0 — атмосферное давление; T_v — температура испарения при атмосферном давлении. Полагаем, что испарение происходит в вакуум, а эффект паровой экранировки [9] отсутствует, поэтому $\beta = 0$.

Массовая скорость испарения — масса испаряющегося вещества в данной точке с единицы поверхности за единицу времени также зависит от давления [8]:

$$M_{\nu} = -\sqrt{\frac{\mu}{2\pi RT}} P_{\nu}.$$
 (6)

Границы мишени, не обращённые к плазме, считаются теплоизолированными: $\frac{\partial w}{\partial x} = 0$. Начальная температура мишени одинакова по всему объёму и равняется $T_0 = 300$ К.

Материал мишени считается несжимаемой жидкостью, его ламинарное движение описывается системой уравнений гидродинамики:

$$\begin{cases} \rho \frac{\partial U}{\partial t} + \rho(U\nabla)U = -\nabla p + \eta \Delta U + F_{\rm D} + F_{\rm P} + F_{\rm B} + \rho g + \gamma \kappa n + \nabla_{\rm S} \gamma; \\ \rho(U\nabla) = 0, \end{cases}$$
(7)

ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2024, т. 47, вып. 1

где p — давление, Па; η — вязкость, Па·с; κ — кривизна границы жидкость—газ, 1/м; γ — коэффициент поверхностного натяжения, Н/м; g — ускорение свободного падения, м/с²; $F_{\rm B}$ — сила Ампера; $F_{\rm P}$ — сила трения плазменного потока о поверхность расплава; $F_{\rm D}$ — сила Дарси.

На поверхность мишени действуют давление торможения плазмы P_e , давление испаряющегося металла P_v и давление, обусловленное поверхностным натяжением и термокапиллярной конвекцией:

$$(-\nabla p + \eta \Delta U)n = -(P_{\nu} + P_{e})n + \gamma \kappa n + \frac{\partial \gamma}{\partial T} \nabla_{s} T, \qquad (8)$$

где n — нормаль к границе раздела жидкость—газ; $\nabla_{s}T = \nabla T - n(n\nabla T)$ — градиент температуры вдоль границы.

Поверхность мишени, на которую падает плазменный поток, задаётся как свободная поверхность, остальные границы являются непроницаемыми жёсткими стенками, проскальзывание жидкости вдоль них отсутствует. В начальный момент времени материал мишени неподвижен U = 0.

Магнитные поля в модели рассчитывались согласно системе уравнений Максвелла, записанной в форме для векторного **A** и скалярного *V* потенциалов электромагнитного поля:

$$\begin{cases} \nabla \times H = J; & E = -\nabla V - \frac{\partial A}{\partial t}; \\ B = \nabla \times A; & (9) \\ J = \sigma_e (E + U \times B); & VJ = 0. \end{cases}$$

Здесь *В* — магнитная индукция, Тл; *H* — напряжённость магнитного поля, А/м; *E* — напряжённость электрического поля, В/м; *J* — плотность тока, А/м²; σ_e — удельная проводимость, См·м⁻¹. Нагрев металла электромагнитным полем и термоэлектрический эффект в расчёте не учитывались.

Расчёт проводится в осесимметричной геометрии. В начальный момент времени мишень находится в однородном магнитном поле, направленном вдоль оси z. Электрическое поле имеет нулевое значение: скалярный потенциал во всём объёме V = 0. Векторный потенциал задан на границе расчётной области:

$$A = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{1}{2}B_z r \\ 0 \end{pmatrix}.$$
 (10)

В расчётах величина *B*_z варьировалась в диапазоне от 0 до 4 Тл. Потенциалу (11) соответствует вектор индукции магнитного поля

$$\mathbf{B} = \begin{pmatrix} 0\\0\\B_z \end{pmatrix}.$$
 (11)

В работах [10, 11] было выдвинуто предположение, что за движение расплава отвечает тангенциальная сила трения со стороны плазменного потока, растекающегося вдоль поверхности мишени. Предлагались различные механизмы передачи импульса от плазмы к расплаву: за счёт вязкого трения и за счёт давления на подветренную сторону металлических волн, формирующихся на поверхности.

В описываемой численной модели сила трения плазмы о расплав задана как объёмная сила, действующая в жидком поверхностном слое глубиной $\lambda \approx 1$ мкм. Она пропорциональна динамическому давлению приповерхностного слоя плазмы $P_e^d = P_e - P_e^\circ$:

$$\mathbf{F}_{P} = KP_{e}^{d} f_{l}(T) H f\left(z - \left(dz - \frac{\lambda}{2}\right), \frac{\lambda}{2}\right),$$
(12)

где $K \approx 10^3 - 10^4 \text{ м}^{-1}$ — численный параметр, отвечающий за коэффициент трения; dz — перемещение поверхности относительно начального положения; $f_l(T) = Hf(T - (T_m - dT), dT)$ — функция, определяющая долю расплава при температуре T; dT — «полуширина» фазового перехода; Hf — сглаженная функ-

ция Хевисайда. Значение f_l обращается в 1, когда T достигает температуры плавления T_m . Произведение коэффициента K и глубины λ отвечает за величину силы трения плазмы о поверхность.

Граница фазового перехода твёрдое тело—расплав в модели задаётся неявно. Для моделирования фазового перехода используется метод эквивалентной теплоёмкости [7]

$$C_{p}^{eq} = C_{p}^{s} + (C_{p}^{l} - C_{p}^{s})Hf(T - T_{m}, dT) + H_{m} \exp\left(\frac{-(T - T_{m})^{2}}{\sqrt{\pi dT^{2}}}\right),$$
(13)

где C_p^s и C_p^l — теплоёмкость в твёрдой и жидкой фазах соответственно; H_m — удельная теплота плавления.

В расчётах учитывались температурные зависимости не только теплоёмкости, но и остальных физических свойств материала: плотности, теплопроводности, проводимости, теплоёмкости, вязкости. Их непрерывность вблизи границы фазового перехода моделировалась с помощью выражения *a*, *a* = ρ, *k*, μ, σ.

В модели принято, что металл при температуре ниже температуры плавления является жидкостью с очень высокой вязкостью $\mu_s = 200$ Па·с. Чтобы подавить движение в твёрдой фазе, используется демпфирующая сила Дарси $F_D = -C(1 - f_l)U$, где C — константа $C \approx 10^{12}$. При температуре $T < T_m$ сила Дарси велика и демпфирует всякое движение, при $T \ge T_m$ она перестаёт действовать.

Для расчёта движения свободной поверхности металла, находящейся в контакте с плазмой, используется метод дополнительного Лагранжа—Эйлера (ALE) [12] с подвижной сеткой. Этот метод применяется для определения перемещения границ расчётной области вследствие деформации и испарения материала. Для сглаживания сетки при работе с методом ALE реализованы метод гиперэластичного сглаживания и методы Йео, Уинслоу и Лапласса [13].

Расчёты проводились в двумерной осесимметричной геометрии. Радиус расчётной области составляет 5—7 см, её толщина лежит в диапазоне от 0,2 до 0,5 мм (в зависимости от тепловой нагрузки и глубины проплавления). В модели использована прямоугольная расчётная сетка. В радиальном направлении шаг сетки не меняется и составляет 50 мкм. В направлении оси симметрии расстояние между узлами сетки увеличивается с глубиной от 0,1 до 10 мкм. Это обосновано тем, что характерная глубина кратера эрозии, определяемая течением расплава, составляет 0,1—10 мкм, а характерная глубина проплавления 100 мкм.

РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

В работе [2] представлены экспериментальные результаты по исследованию воздействия интенсивного потока водородной плазмы на мишени из нержавеющей стали AISI 316. Эксперименты проводились на плазменном ускорителе КСПУ-Т. Для проверки численной модели расчёты были выполнены в условиях, приближенных к экспериментальным: материал мишени — нержавеющая сталь AISI 316, $P_e^{\circ} = 1$ атм., $q_e^{\circ} = 0.6$ МДж/м², $\tau = 0.5$ мс, $B_z = 0$. В качестве причин движения расплава выступали радиальный градиент плазменного давления и давление отдачи паров испаренного вещества мишени.

Анализ результатов показывает, что кратер эрозии на поверхности мишени, полученный в расчётах (рис. 5), не соответствует по форме и амплитуде кратеру эрозии в экспериментах (см. рис. 1). Глубина



Рис. 5. Профиль поверхности стальной мишени после плазменных воздействий — результат расчёта с учётом плазменного давления и давления отдачи паров испаренного вещества мишени, $P_e^0 = 1$ атм., $q_e^0 = 0.6$ МДж/м², $\tau = 0.5$ мс: *a* — одно воздействие; δ — шесть воздействий

кратера *h* в расчётах составляет 0,01—0,1 мкм, в то время как в экспериментах h = 1—10 мкм. При давлении торможения плазмы на оси потока 1—6 атм. оценка скорости движения расплава в эксперименте V_{max} даёт ≈ 1 —10 м/с, расчётные значения V_{max} при этом $\approx 0,1$ м/с. Численная модель подтверждает сделанный в работе [2] вывод, что один лишь градиент давления плазмы не способен обеспечить наблюдаемый в эксперименте перенос вещества по поверхности мишени. Помимо этого, установлено, что давление отдачи испаряющегося металла сравнимо по величине с давлением налетающего на мишень плазменного потока.

В ходе расчётов обнаружено образование волновой структуры на поверхности мишени, что также наблюдается в экспериментах [2]. Волны появляются в результате первого плазменного воздействия, при дальнейших облучениях их амплитуда нарастает, но перемещение вдоль поверхности не происходит. Анализ динамики движения расплава показал, что волнообразная структура на поверхности возникла на периферии кратера эрозии в связи с натеканием расплава на твёрдую поверхность. Рост глубины кратера от числа плазменных воздействий оказался линейным, как было показано в проведённых ранее экспериментах [2].



Рис. 6. Профиль поверхности мишени из нержавеющей стали AISI 316 после однократного облучения плазмой — результат расчёта с учётом тангенциальной силы, $P_{a}^{o} = 1$ атм., $q_{a}^{o} = 0,6$ МДж/м², $\tau = 0,5$ мс, $K = 10^{4}$ м⁻¹, $\lambda = 10$ мкм

Чтобы добиться лучшего соответствия результатам экспериментов [5], в модель введена тангенциальная сила трения (12), действующая со стороны плазменного потока на расплав. Величины эффективного объёмного коэффициента трения К и глубины действия силы λ подбирались таким образом, чтобы получить максимальное совпадение по форме кратера и скорости течения расплава. По порядку величины этого удалось добиться (рис. 6).

Видно, что на оси плазменного потока присутствует

характерное возвышение — поверхность расплава покрыта волнами. Максимальная глубина кратера *h* растёт линейно с числом плазменных воздействий.

В экспериментах на КСПУ-Т на поверхности мишеней наблюдалось образование кольцевых волн, вытянутых к периферии струй или бугров [2]. К образованию струй и волн приводят гидродинамические неустойчивости при течении расплава [10]. Для моделирования этих явлений проведён расчёт в трёхмерной геометрии. Расчётная область представляла собой сектор шириной до 8 мм, длиной до 4 см и толщиной 0,5 мм, вырезанный от центра вдоль радиуса мишени.

Причиной возникновения гидродинамических неустойчивостей предполагалась неоднородность обтекающего мишень плазменного потока. Вариация плотности мощности и давления торможения плазмы в азимутальном направлении приводит к неравномерному плавлению и течению материала мишени. В области меньшего нагрева участок фронта жидкометаллической волны будет запаздывать по отношению к участку фронта с большей температурой. Это приведёт к вытягиванию фронта в радиальном направлении и образованию струй. В трёхмерной задаче вводилось распределение тепловой мощности w_e и давления P_e с плавным снижением (на 10—15%) по боковым краям расчётного элемента (рис. 7, *a*, *б*). Результирующее смещение расплава показано на рис. 7, *в*. Наблюдается усиленный вынос расплава вдоль центра элемента, но он не настолько выражен, чтобы это приводило к формированию струй как в экспериментах [2].



Рис. 7. Распределение плотности мощности поперёк (*a*) и вдоль (б) сектора мишени, профиль стальной мишени после однократного облучения (*в*), поверхность стальной мишени после 25 плазменных воздействий (*г*)

Последующие расчёты проводились для бериллия [14], поскольку он выбран в качестве обращённого к плазме защитного покрытия первой стенки ИТЭР и обладает более определёнными теплофизическими свойствами, чем сталь.

Чтобы определить, какой из параметров — глубина действия силы λ или эффективность передачи импульса от плазмы к расплаву *K* в большей степени влияет на эрозию, проведено исследование зависимости глубины кратера эрозии *h* и скорости движения расплава V_{max} от λ и *K*. Установлено, что увеличение *h* и V_{max} линейно по *K* при фиксированном λ . При фиксированном *K* рост *h* и V_{max} также линеен по λ . При постоянном произведении λ на *K h* и V_{max} постоянны (рис. 8).



Рис. 8. Параметры эрозии бериллиевой мишени после плазменного воздействия, $q_e^{\circ} = 1,1$ МДж/м², $P_e^{\circ} = 1,5$ атм., $\tau = 0,5$ мс: *a* — глубина кратера; δ — скорость течения; λ равна: — 0,5, — 1, — 2, — 4, — 8 мкм

Анализ влияния типа сглаживания, применённого в методе ALE, показал, что методы дают одинаковый результат с погрешностью 5—10% для скорости движения расплава V_{max} , глубины h и радиуса rкратера эрозии (табл. 1). Машинное время t, затраченное на решение задачи разными методами, отличается более чем на 30%. Расчёты проводились на рабочей станции со следующими характеристиками: CPU AMD Ryzen 3990X (один процессор, 2,9 ГГц, 20 ядер) и 80 Гб RAM. В дальнейшем использовался метод Уинслоу как наиболее надёжный.

Тип сглаживания	<i>t</i> , ч	<i>V</i> _{max} , м/с	<i>h</i> , мкм	<i>r</i> , см
Гиперупругая сетка	12:08	0,23	0,43	3,3
Йео	14:05			
Уинслоу	15:01			
Лапласс	13:48	0,22	0,41	

Та	блица	1. 3a	висимость	па	раметр	ов э	розии	от	типа	сглажи	вания

Минимальная длина волн, образующихся на поверхности расплава, составляет 200—300 мкм. Для их разрешения требуется порядка пяти узлов сетки с шагом 40 мкм. При радиусе расчётной области 70 мм для решения задачи понадобится \approx 1750 узлов сетки. В табл. 2 приведены результаты моделирования при N = 500, 1000, 1500 и 2000 узлах сетки. Видно, что задача сходится к определённому решению при $N \ge 1000$.

	· · · · · · · · · · · ·	· · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	r r r r	
<i>N</i> , шт.	$V_{ m max}$, м/с	<i>t</i> , ч	<i>h</i> , мкм	<i>r</i> , см
 500	0,23	6	0,43	3,3
1000		16	0,41	
1500		37	0,41	
2000		72	0,42	

Т а б л и ц а 2. Зависимость параметров эрозии от числа узлов сетки N в радиальном направлении

Рассчитана эрозия бериллиевой мишени (табл. 3) в зависимости от амплитуды давления торможения P_e° и мощности падающего на мишень плазменного потока w_e° ($\lambda = 2$ мкм, $K = 10^4$ м⁻¹ фиксированы). При увеличении w_e° и P_e° почти в 2 раза максимальная температура поверхности T_{max} увеличилась лишь на 30—40%, что обусловлено существенными потерями энергии на испарение. Радиус кратера эрозии r (области плавления) возрастает в 1,5 раза, поскольку тепловая нагрузка резко спадает к периферии (1). Максимальная скорость течения расплава V_{max} и глубина кратера h увеличиваются в 10—20 раз. Такая сильная зависимость связана с экспоненциальным ростом давления отдачи испаряющегося металла P_v и увеличением толщины расплавленного слоя с 7 до 12 мкм.

Таблица 3. Результаты моделирования параметров эрозии при различных значениях мощности теплового воздействия и давления торможения плазменного потока

		-			
w_e^{o} , $\Gamma Bt/m^2$	$P_e^{ m o}$, атм.	$T_{\rm max}$, K	$V_{ m max}$, м/с	<i>h</i> , мкм	<i>r</i> , см
 2,2	1,5	2240	0,22	0,41	3,3
3,2	2,3	2675	1,25	3,84	4,2
3,8	3,0	2815	2,47	7,14	4,5

На графиках зависимости скорости и температуры от времени присутствуют колебания, возникающие из-за неоднородности мощности разряда плазменного ускорителя (см. рис. 4). На глубину кратера эрозии неоднородности мощности существенно не влияют. Установлено, что поверхность металла остаётся расплавленной дольше, чем находится в движении (рис. 9, *б*, *в*). Расплав останавливается под действием вязких сил и поверхностного натяжения, а уже потом затвердевает.



Рис. 9. Поверхность оериллиевои мишени (*a*), максимальная скорость течения расплава (*b*), максимальная температура поверхности (*b*): — $w_e^o = 2,2 \ \Gamma BT/m^2$, $P_e^o = 1,5 \ \text{атм.}$; — $w_e^o = 3,2 \ \Gamma BT/m^2$, $P_e^o = 2,3 \ \text{атм.}$; — $w_e^o = 3,8 \ \Gamma BT/m^2$, $P_e^o = 3,0 \ \text{атм.}$

В работе [2] представлены экспериментальные результаты по исследованию разбрызгивания вольфрама при воздействии интенсивного потока плазмы. Характерный радиус вылетающих капель *r* лежит в диапазоне от 5 до 60 мкм. Оценка давления, обусловленного поверхностным натяжением, по формуле Лапласа $P_{\gamma} = 2\gamma/d$ для бериллия ($\gamma = 1,1$ H/м, d = 5—60 мкм) соответственно даёт $P_{\gamma} = 5 \cdot 10^4$ —5 $\cdot 10^5$ Па, что сравнимо с давлением торможения плазменного потока. Поэтому силы поверхностного натяжения могут существенно повлиять на результат моделирования.

Чтобы определить, насколько сильно поверхностные силы влияют на картину течения расплава, были проведены расчёты с различными коэффициентами поверхностного натяжения γ . Рассматривались случаи, когда функция температуры $\gamma = 0$, $\gamma = \text{const}$ и $\gamma = \gamma(T)$. Расчёт проведён для бериллия при $P_e^{\circ} = 1,5$ атм., $q_e^{\circ} = 1,1$ МДж/м², $\tau = 0,5$ мс ($\lambda = 2$ мкм, $K = 10^4$ м⁻¹).

Радиус и глубина кратера эрозии практически не изменились. Амплитуда волн на поверхности уменьшилась примерно на 10% (рис. 10), поскольку силы поверхностного натяжения приводят к разглаживанию поверхности расплавленного металла при остывании. Учитывая малость полученных эффектов, вклад поверхностного натяжения в дальнейшем учитываться не будет. Пренебрежение силами поверхностного натяжения в описанных расчётах является обоснованным.

Воздействие интенсивных потоков плазмы на материалы защитных покрытий вакуумной камеры ИТЭР будет происходить в сильном



Рис. 10. Результаты расчёта зависимости рельефа поверхности бериллиевой мишени от поверхностного натяжения расплава $\gamma = 0$ H/м (——), 1,1 H/м (——), (1,1—0,2)10⁻³ ($T - T_{\rm m}$) H/м (——)

магнитном поле, что может существенным образом сказаться на эрозии покрытий. Поэтому эксперименты по облучению макетов-мишеней интенсивными потоками плазмы следует проводить при наличии магнитного поля. Конструкция мишенной камеры установки КСПУ-Т позволяет создать магнитное поле перед мишенью двумя способами: либо с помощью системы катушек Гельмгольца (≈0,5 Тл), либо с помощью неодимовых магнитов (NdFeB), расположенных за мишенью (≈0,1—0,3 Тл на обращённой к плазме поверхности).

На КСПУ-Т проведены эксперименты по исследованию движения расплава на мишени из нержавеющей стали, за которой устанавливался неодимовый магнит диаметром 100 мм и толщиной 10 мм (рис. 11). Поле, создаваемое магнитом вблизи поверхности мишени, составляло ≈0,1 Тл. Размер мишени 140×140×4 мм. Расстояние от магнита до поверхности, обращённой к плазме, составляло

h = 14 мм. Две стальные мишени облучались потоками плазмы КСПУ-Т при $q_e^{\circ} = 1,5$ МДж/м², $P_e^{\circ} = 2$ атм., $\tau = 1$ мс. Одна мишень облучалась при наличии магнитного поля, другая — без него. Мишень ориентирована перпендикулярно плазменному потоку и полю, которые, в свою очередь, сонаправлены.

Качественно структура на поверхности мишеней вблизи центра плазменного потока не зависит от магнитного поля. Однако в присутствии поля наблюдается значительное уменьшение выноса расплава из кратера эрозии по радиусу и практически отсутствует вынос струй на неоп-





лавленную поверхность (рис. 12, 13). Торможение расплава происходит на периферии кратера эрозии, где имеется сильная неоднородность поля.



Рис. 12. Поверхности мишеней после облучения плазмой: *а* — с магнитным полем 0,1 Тл (пунктиром обозначено положение магнита); *б* — без магнитного поля

Рис. 13. Периферийные участки поверхности мишеней: *а* — эксперимент с магнитным полем; *б* — эксперимент без магнитного поля

При движении проводящей среды (плазмы или металла) перпендикулярно магнитному полю *B* со скоростью *u* в ней генерируется плотность тока *j*~ σuB и действует объёмная тормозящая сила, равная σuB^2 . Полагаем, что движение происходит под действием только градиента давления плазмы между осью потока и периферией на расстоянии *R*. При этом устанавливается постоянная скорость потока, определяемая равенством $dP/dr = P/R = \sigma uB^2$, $u = P/R\sigma B^2$. При отсутствии магнитного поля величина *u* равняется тепловой скорости $u_0 = (8T/\pi M)^{1/2}$, где *T* — температура расплава (плазмы), *M* — масса атома вещества. В общем случае можно положить зависимость скорости движения расплава от величины магнитного поля:

$$u = \frac{u_o}{1 + u_o R \sigma B^2 / P},\tag{14}$$

где *P* — давление над поверхностью (1,5 атм.); u_0 — скорость расплава в отсутствии магнитного поля (0,2 м/с); *R* — радиус плазменного потока (3 см); σ — удельная проводимость металла (10⁷ См^{·м⁻¹}); *B* — величина магнитной индукции (0—3,5 Тл). Для бериллиевых мишеней оценка величины $R\sigma/P$, характеризующей параметры материала и плазменного потока, даёт 5 с/(Тл²·м).

Проведено численное моделирование движения бериллиевого расплава в магнитном поле, ориентированном ортогонально поверхности мишени. В расчёте использовались следующие условия: $P_e^{\circ} = 1,5$ атм., $q_e^{\circ} = 1,1$ МДж/м², $\tau = 0,5$ мс. Величина магнитной индукции B_z варьировалась в диапазоне от 0 до 3,5 Тл. Расчёты проведены при наличии ($\lambda = 2$ мкм, $K = 10^4$) и в отсутствии силы плазменного трения.

Зависимость скорости движения расплава от величины магнитного поля (рис. 14, синие точки) хорошо аппроксимируется функцией (14) (пунктирная кривая). При учёте силы трения в расчёте ошибка аппроксимации возрастает (табл. 4), поскольку зависимость *и* от *B* становится более сложной. Детальное исследование этого эффекта предполагается в ходе дальнейшей работы.



Рис. 14. Зависимость расчётной скорости движения расплава от величины постоянного внешнего магнитного поля без тангенциальной силы (*a*), с тангенциальной силой (б): • — результат расчёта; --- — аппроксимация функцией (14)

T	· ~	TC 1 1					1	(1 4
	аопина4.	Коэффиниен	ты аппроксим	ании скорости	лвижения	расплава (функциеи (4
				again encopoern	A			· - ·

Аппроксимационные коэффициентыБез силы тренияС силой трения u_{o} , м/с $0,034 \pm 0,001$ $0,19 \pm 0,01$ $R\sigma/P$, c/(Tл²·м) 52 ± 4 $1,8 \pm 0,4$

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В статье описана численная модель движения расплавленного слоя металла под действием интенсивного потока плазмы в условиях, характерных для переходных процессов в ИТЭР. Модель построена на экспериментальных данных, полученных в ходе исследований на плазменной установке КСПУ-Т. Расчёты проведены для мишеней из нержавеющей стали и бериллия.

При моделировании воздействия плазменного потока на сталь обнаружено, что градиент давления торможения плазмы не обеспечивает наблюдаемый в эксперименте перенос вещества по поверхности мишени. Характерные скорость движения расплава и глубина кратера эрозии, полученные в расчёте, на порядок отличаются от экспериментальных значений. Тем не менее в расчётах на поверхности мишеней получена волновая структура, подобная той, что наблюдается в экспериментах. С увеличением числа плазменных воздействий положение волн не меняется, а их амплитуда и глубина кратера эрозии растут линейно, что совпадает с экспериментальными данными.

После того, как в численную модель была введена тангенциальная сила трения плазмы о расплав, скорость течения расплава и форма кратера эрозии совпали с измеренными в экспериментах. Обнаружено, что величина эрозии существенно зависит от амплитуды мощности теплового воздействия и давления плазмы на поверхность. Поверхностное натяжение не оказывает существенного влияния на форму кратера эрозии. Проведено моделирование движения расплава в постоянном магнитном поле и получена зависимость скорости течения расплава от величины поля, качественно соответствующая созданной ранее теоретической модели.

Работа выполнена при финансовой поддержке Частного учреждения «Проектный центр ИТЭР» в рамках договора № 17706413348220000170/35-22/01 от 28 апреля 2022 г.

REFERENCES

- 1. Pitts R.A., Carpentier S., Escourbiac F. et al. A full tungsten divertor for ITER: physics issues and design status. J. of Nuclear Materials, 2013, vol. 438, pp. S48—S56.
- Poznyak I.M., Klimov N.S., Podkovyrov V.L. et al. Erosion of metals under the action of intense plasma stream. VANT. Ser. Termoyadernyi sintez (Problems of Atomic Science and Technology. Ser. Thermonuclear Fusion), 2012, issue 4, pp. 23—33 (in Russian).
- 3. Klimov N.S., Podkovyrov V.L., Zhitlukhin A.M. et al. Tungsten splashing under intense plasma flow. In the same place, 2009, issue 2, pp. 52—61 (in Russian).
- 4. **Poznyak I.M., Arkhipov N.I., Karelov S.V. et al.** Properties of tungsten impurities formed under conditions relevant to the transient plasma events in ITER. In the same place, 2014, vol. 37, issue 1, pp. 70—79 (in Russian).
- 5. **Poznyak I.M., Safronov V.M., Tsybenko V.Yu.** Movement of melt metal layer under conditions typical for transient events in ITER. In the same place, 2016, vol. 39, issue 1, pp. 15—21 (in Russian).
- 6. Klimov N.S. Macroscopic erosion of materials under irradiation by intense plasma streams. Dissertation for scientific degree of the cand. of phys.-math. sciences. SSC RF TRINITI, Moscow, Troitsk, 2011. 209 p. (in Russian).
- Hu H., Argyropoulos A.S. Mathematical modelling of solidification and melting: a review. Modelling Simul. Mater. Sci. Eng., 1996, vol. 4, pp. 371—396.
- 8. Samokhin A.A. First order phase transitions induced by laser radiation in absorbing condensed matter. In: Effect of Laser Radiation on Absorbing Condensed Matter, 1990, pp. 1—47.
- 9. Arakcheev A.S. Theoretical and experimental research of melting, evaporation and formation of cracks in tungsten under intense plasma load. Dissertation for scientific degree of the cand. of phys.-math. sciences. Budker Institute of Nuclear Physics SB RAS, Novosibirsk, 2020. 210 p. (in Russian).
- Martynenko Yu.V. Movement of melt metal layer and droplet erosion under plasma flow action typical for iter transient regimes. VANT. Ser. Termoyadernyi sintez (Problems of Atomic Science and Technology. Ser. Thermonuclear Fusion), 2014, vol. 37, issue 2, pp. 53—59.
- 11. Martynenko Yu.V. Surface erosion of metals under the effect of plasma flows typical of transient processes in tokamaks. Fizika plazmy (Plasma Physics), 2020, vol. 46, № 1, pp. 84—89 (in Russian).
- 12. Hirt C.W., Amsden A.A., Cook J.L. J. Comput. Physics, 1974, vol. 14, pp. 227–253.
- 13. Comsol Multiphysics User's Guide. www.comsol.com. COMSOL AB, Stockholm, Sweden, 2012, p. 1292.
- 14. **Tolias P.** Analytical expressions for thermophysical properties of solid and liquid beryllium relevant for fusion applications. Nuclear Materials and Energy, 2022, vol. 31, p. 101195.

AUTHORS

Aliabev I.A. Moscow Institute of Physics and Technology, Institutskiy per. 9, 141701 Dolgoprudnyi, Moscow region, Russia; JSC «State Research Center of Russian Federation, Troitsk Institute for Innovation and Fusion Research», ul. Pushkovykh 12, 142190 Troitsk, Moscow, Russia; aliabev.ia@phystech.edu

Tsybenko V.Yu. JSC «State Research Center of Russian Federation, Troitsk Institute for Innovation and Fusion Research», ul. Pushkovykh 12, 142190 Troitsk, Moscow, Russia

Poznyak I.M. Moscow Institute of Physics and Technology, Institutskiy per. 9, 141701 Dolgoprudnyi, Moscow region, Russia; JSC «State Research Center of Russian Federation, Troitsk Institute for Innovation and Fusion Research», ul. Pushkovykh 12, 142190 Troitsk, Moscow, Russia

Biryulin E.Z. Moscow Institute of Physics and Technology, Institutskiy per. 9, 141701 Dolgoprudnyi, Moscow region, Russia; JSC «State Research Center of Russian Federation, Troitsk Institute for Innovation and Fusion Research», ul. Pushkovykh 12, 142190 Troitsk, Moscow, Russia

Novoselova Z.I. Moscow Institute of Physics and Technology, Institutskiy per. 9, 141701 Dolgoprudnyi, Moscow region, Russia; JSC «State Research Center of Russian Federation, Troitsk Institute for Innovation and Fusion Research», ul. Pushkovykh 12, 142190 Troitsk, Moscow, Russia

Fedulaev E.D. Moscow Institute of Physics and Technology, Institutskiy per. 9, 141701 Dolgoprudnyi, Moscow region, Russia; JSC «State Research Center of Russian Federation, Troitsk Institute for Innovation and Fusion Research», ul. Pushkovykh 12, 142190 Troitsk, Moscow, Russia

Putrik A.B. Institution «Project Center ITER», ul. Raspletina 11, korpus 2, 123060 Moscow, Russia

Received 12 January 2024 Revised 15 January 2024 Accepted 17 January 2024 Problems of Atomic Science and Technology Ser. Thermonuclear Fusion, 2024, vol. 47, issue 1, pp. 76–88