

УДК 533.924

## ЗАЩИТА ВОЛЬФРАМОВОЙ МИШЕНИ ОТ ВОЗДЕЙСТВИЯ МОЩНОГО ПОТОКА ВОДОРОДНОЙ ПЛАЗМЫ С ПОМОЩЬЮ АЗОТНОЙ ГАЗОВОЙ ЗАВЕСЫ

*С.Д. Лиджигорьяев, Д.А. Бурмистров, В.В. Гаврилов, В.А. Костюшин, И.М. Позняк, А.В. Пушина, Д.А. Топорков*  
АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», Москва, Троицк, Россия

Защита материалов от воздействия мощных плазменных потоков представляет несомненный интерес для решения широкого класса фундаментальных и прикладных задач. Например, для защиты дивертора от воздействия высокотемпературной плазмы при срывах тока в токамаках используется газонапуск азота или неона непосредственно перед поверхностью диверторных пластин. Также с помощью газовой завесы можно регулировать тепловую нагрузку на материалы при их облучении мощными плазменными потоками с целью улучшения эксплуатационных характеристик поверхностных слоёв. В работе исследовано влияние азотной газовой завесы на экранировку вольфрама при воздействии на него мощных потоков водородной плазмы и на локализацию паров вольфрама вблизи поверхности облучаемой мишени. Установлено, что газовая завеса из азота с плотностью атомов  $2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  перед вольфрамовой мишенью снижает тепловую нагрузку на мишень до уровня в 2—2,5 раза меньше предельного уровня энергии, поглощаемой вольфрамом при импульсном воздействии мощного потока водородной плазмы без газовой завесы. Экспериментально определена зависимость плотности поглощённой мишенью энергии от плотности частиц в завесе. Показано, что в наших экспериментальных условиях наличие азотной газовой завесы перед мишенью препятствует распространению вольфрама на расстояния более 1 см вдоль силовых линий магнитного поля навстречу налетающему плазменному потоку.

**Ключевые слова:** ИТЭР, дивертор, газовая завеса, инжекция газа, вольфрам, плазменные потоки, плазменные ускорители.

## SHIELDING OF A TUNGSTEN TARGET FROM IMPACT OF A POWERFUL HYDROGEN PLASMA FLOW BY MEANS OF A NITROGEN GAS SCREEN

*S.D. Lidzhigoriaev, D.A. Burmistrov, V.V. Gavrilov, V.A. Kostyushin, I.M. Poznyak, A.V. Pushina, D.A. Toporkov*  
JC «SSC RF TRINITY», Moscow, Troitsk, Russia

The shielding of materials from the impact of powerful plasma flows is of interest for a wide class of fundamental and applied problems. For example, to protect the divertor from the impact of high-temperature plasma during current disruptions, tokamaks use nitrogen or neon gas injection directly in front of the surface of the divertor plates. The gas screen can also be used to regulate the heat load on the materials when they are exposed to powerful plasma flows in order to improve the performance characteristics of the surface layers. In this work, the effect of nitrogen gas screen on the shielding of tungsten target exposed to powerful hydrogen plasma flows and on the localization of tungsten vapor near the exposed target surface was studied. It has been established that a nitrogen gas screen with an atom density of  $2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  in front of a tungsten target reduces the thermal load on the target to a level 2—2.5 times less than the limit level of energy absorbed by tungsten under the pulsed action of a powerful flow of hydrogen plasma without a gas screen. The dependence of the energy per unit area absorbed by the target on the density of particles in the gas screen was experimentally determined. It is shown that, under our experimental conditions, the presence of nitrogen gas screen in front of the target prevents tungsten vapor from propagating more than 1 cm along the magnetic field lines towards the incident plasma flow.

**Key words:** ITER, divertor, gas screen, gas injection, tungsten, plasma flows, plasma accelerators.

DOI: 10.21517/0202-3822-2023-46-2-63-71

### ВВЕДЕНИЕ

Исследования по взаимодействию высокоэнергетичных плазменных потоков с материалами представляют несомненный интерес для решения ряда прикладных задач. В первую очередь полученные экспериментальные данные могут найти применение для верификации расчётно-теоретических моделей, описывающих поведение защитных покрытий под действием интенсивных плазменных потоков. Так, например, результаты, полученные в ТРИНИТИ на установке МК-200UG, были успешно использованы при моделировании одной из ключевых особенностей паровой защиты — предельного уровня энергии, поглощаемой вольфрамом при импульсном воздействии мощного потока водородной плазмы [1, 2]. Новые экспериментальные данные также могут представлять интерес для разрабатываемой концепции диссипативного дивертора ИТЭР, в рамках которой предполагается, что энергия, поступающая из плазменного шнура в область дивертора, будет рассеиваться в виде излучения инжектируемых примесей, таких как азот или неон [3]. При этом необходимо экспериментально определить эффективность газовой за-

щиты и получить сравнительные данные о том, какая из примесей более предпочтительна [4]. Немаловажным аргументом в пользу азота являются результаты экспериментов по облучению вольфрамовых пластин азотными потоками на установке ASDEX-UG [5], согласно которым использование азота приводит к снижению физического распыления вольфрама. С помощью газовой завесы можно также управлять тепловой нагрузкой на материалы при их облучении мощными плазменными потоками с целью улучшения эксплуатационных характеристик поверхностных слоёв [6, 7]. Следует отметить, что использование газовой завесы значительно расширяет технологические возможности комплексного воздействия на материалы — одновременно плазменными потоками и излучением плазмы, образующейся при взаимодействии плазменных потоков с газовой струёй. В нашей статье приводятся результаты исследования влияния азотной газовой завесы на экранировку вольфрамовой мишени при воздействии на неё мощного потока водородной плазмы и не в последнюю очередь на локализацию паров вольфрама в приповерхностной области.

## УСТАНОВКА МКТ И ДИАГНОСТИЧЕСКИЙ КОМПЛЕКС

Эксперименты проводились на установке МКТ (ГНЦ РФ ТРИНИТИ), состоящей из коаксиального электродинамического плазменного ускорителя и цилиндрической вакуумной камеры, в торце которой устанавливались облучаемые мишени (рис. 1). Эта установка представляет собой вариант установки МК-200UG, принцип работы которой описан в [8]. Помимо укороченной вакуумной камеры, отличие заключается в меньшей ёмкости ( $\approx 660$  мкФ) высоковольтной конденсаторной батареи ускорителя. МКТ генерирует водородный плазменный поток, движущийся со скоростью  $(4\text{--}6)10^7$  см $\cdot$ с $^{-1}$  в продольном магнитном поле с нарастающей индукцией от 1 Тл вблизи ускорителя до 2 Тл в мишенной камере. Энергия направленного движения протонов при этом составляет 0,8—1,8 кэВ, плотность частиц в плазменном потоке  $(2\text{--}4)10^{15}$  см $^{-3}$ . Энергосодержание плазменного потока в проведённых экспериментах составляло  $\approx 40$  кДж при длительности теплового воздействия на мишень 10—15 мкс. Диаметр плазменного потока в мишенной камере составлял 8—10 см.

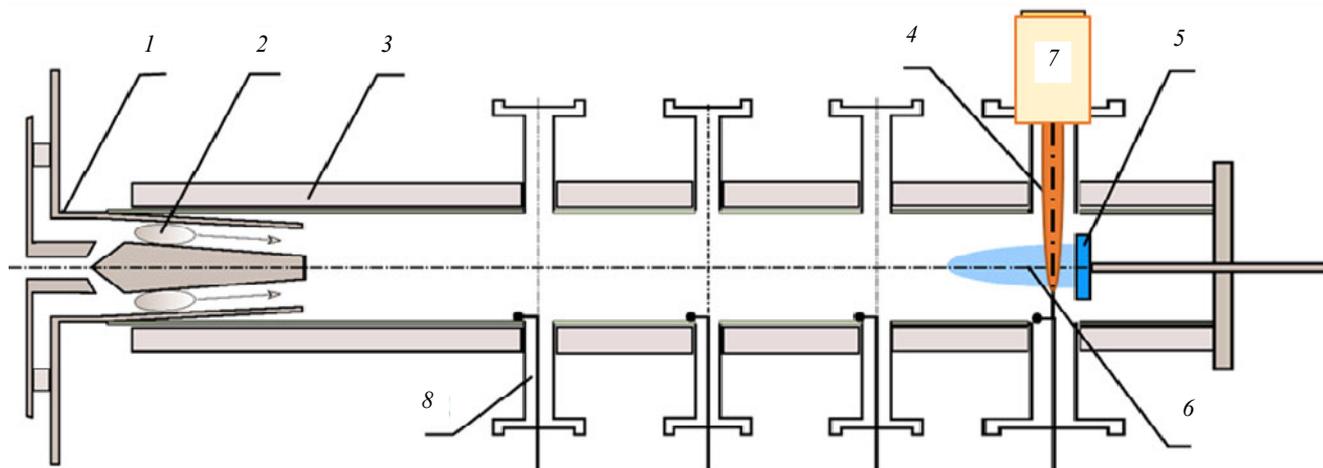


Рис. 1. Схема экспериментов на установке МКТ: 1 — импульсный плазменный ускоритель; 2 — ускоряемая плазма; 3 — соленоиды; 4 — газовая завеса; 5 — вольфрамовая мишень; 6 — мишенная плазма; 7 — газовый клапан с формирователем струи; 8 — магнитные зонды

Газовая завеса перед мишенью формируется импульсным газовым клапаном с плоским соплом Лавы. Толщина газовой завесы вдоль направления движения плазменного потока составляет  $\approx 5$  см, ширина вдоль поверхности мишени  $\approx 15$  см. В качестве вещества завесы использовался азот. Плотность атомов азота в центральной плоскости завесы соответствовала давлению в клапане и находилась в диапазоне от  $6 \cdot 10^{16}$  см $^{-3}$  при давлении 26 атм. до  $2 \cdot 10^{17}$  см $^{-3}$  при 90 атм.

В экспериментах по взаимодействию мощных водородных плазменных потоков с газовой завесой и твёрдотельной мишенью использовались следующие диагностические средства:

— пристеночные магнитные зонды;

- многоканальный термопарный калориметр для измерения поглощённой мишенью энергии и анализа её распределения по поверхности мишени;
- многокадровая МКП-камера [9] для регистрации пространственного распределения мягкого рентгеновского излучения плазмы, образующейся при взаимодействии водородного плазменного потока с вольфрамовой мишенью и газовой завесой;
- спектрометр с пропускающей дифракционной решёткой [10] и многокадровой МКП-камерой для регистрации спектров излучения плазмы в диапазоне длин волн 1—65 нм с пространственно-временным разрешением.

Магнитные зонды были установлены внутри плазмопровода в непосредственной близости от его стенок. Данные магнитных зондов, помимо очевидной возможности определения с их помощью скорости плазменных потоков и времени жизни плазмы в зоне взаимодействия, позволяли оценивать давление и тепловую энергию плазмы, образующейся при столкновении водородного плазменного потока с газовой завесой и твердотельной мишенью.

Чувствительным элементом термопарного калориметра является прямоугольная вольфрамовая пластина-мишень размером 12×14 см и толщиной  $h = 8$  мм, которая в поперечном сечении плазмопровода полностью перекрывает плазменный поток. На обратной стороне мишени закреплены восемь термопар, позволяющие регистрировать динамику распределения температуры на тыльной поверхности. Время, за которое происходит выравнивание температуры по толщине пластины,  $\approx 1$  с, и оно существенно меньше времени выравнивания температуры по всему объёму вольфрамовой мишени  $\approx 39$  с. Таким образом, при достаточно быстрой  $\approx 1$  с выборке сигналов термопар удаётся проводить измерение температуры тыльной поверхности мишени до того, как тепло успевает равномерно распределиться по пластине.

Поглощённая калориметром энергия на единицу площади поверхности  $Q$  определялась по разнице температуры до и через 1—2 с после облучения плазмой в соответствии с формулой

$$Q(x, y) = \frac{m\rho\Delta T}{S} = c\rho h\Delta T(x, y) \left[ \frac{\text{Дж}}{\text{см}^2} \right], \quad (1)$$

где  $m$  — масса калориметра;  $\rho$  — плотность материала калориметра;  $h$  — его толщина;  $c$  — удельная теплоёмкость;  $S$  — площадь поверхности;  $\Delta T(x, y)$  — изменение температуры. При этом следует отметить, что в  $Q$  не учитывается энергия, затраченная на испарение вольфрама за всё время взаимодействия ( $\leq 15$  мкс). Распределение  $Q(x, y)$  по поверхности мишени вычисляется путём сплайн-интерполяции значений, полученных в точках расположения термопар.

Многокадровая МКП-камера использовалась для регистрации двумерных рентгеновских изображений плазмы и спектров её излучения. В первом варианте камера применялась совместно с обскурами. Расположение МКП и плоскости обскур были выбраны с таким расчётом, чтобы каждая обскура строила отдельное изображение на соответствующую секцию МКП. Камера позволяет получать несколько последовательных кадров с длительностью экспозиции от 40 нс до 100 мкс и интервалом между кадрами от 0 до 10 мкс. В диапазон спектральной чувствительности камеры попадает мягкое рентгеновское (МР) и вакуумное ультрафиолетовое (ВУФ) излучение с длинами волн 1—200 нм. Чувствительность МКП в длинноволновой области обеспечивается напылением золота на входные поверхности рабочих секций микроканальной пластины. Внешний вид 4-кадровой МКП-камеры показан на рис. 2. В описываемых экспериментах использовалась экспозиция 40 нс, что позволяло получить наилучшее пространственное разрешение, несмотря на высокую скорость движения исследуемой плазмы.



Рис. 2. Структура четырёхкадровой МКП-камеры (а) и внешний вид секционированной микроканальной пластины (б)

Спектрометр с пропускающей дифракционной решёткой и многокадровой МКП-камерой применялся для регистрации спектров излучения плазмы в диапазоне длин волн 1—65 нм с пространственно-временным разрешением. Принципиальная схема спектрометра показана на рис. 3.

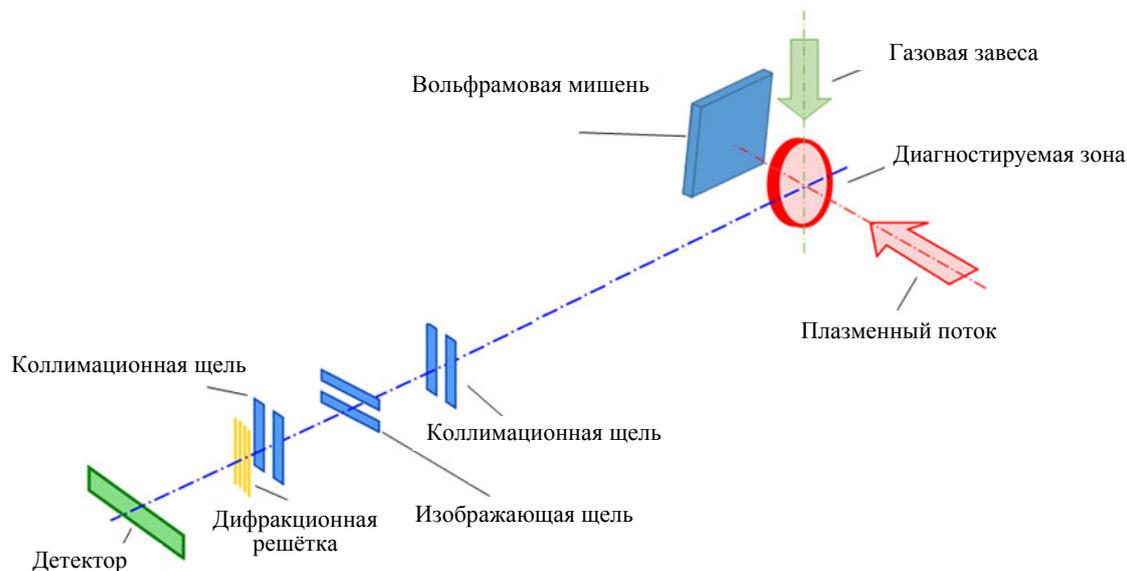


Рис. 3. Принципиальная схема расположения диагностируемой области и элементов спектрометра с пропускающей дифракционной решёткой

Поскольку источник излучения имеет существенно не точечный характер, для достижения приемлемого спектрального разрешения использовался коллиматор, состоящий из двух щелей, каждая шириной 100 мкм, одна из которых располагалась непосредственно перед дифракционной решёткой. Период решётки составлял 500 нм, её рабочая апертура  $3 \times 10$  мм. Время экспозиции кадров было одинаковым и равным 2 мкс.

### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Рассмотрим экспериментальные результаты, полученные в опытах по нагреву высокоэнергетичным водородным плазменным потоком вольфрамовой мишени при отсутствии газовой завесы и при её использовании.

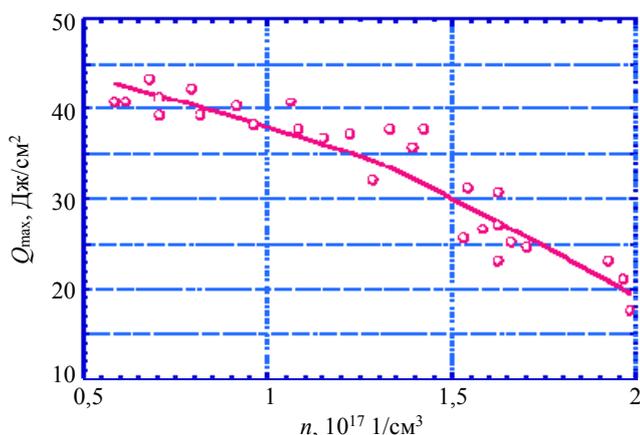


Рис. 4. Зависимость максимальной плотности поглощённой мишенью энергии от плотности атомов в азотной газовой завесе

В проведённой серии экспериментов плотность частиц в азотной газовой завесе варьировалась изменением давления газа в клапане. Параметры налетающего на мишень водородного плазменного потока оставались при этом неизменными. Зависимость максимальной плотности поглощённой мишенью энергии  $Q_{\text{max}}$  от плотности частиц в газовой завесе показана на рис. 4.

Как видим, при увеличении максимальной плотности нейтральных атомов в газовой завесе с  $5 \cdot 10^{16}$  до  $2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  наблюдается монотонное уменьшение максимальной поглощённой мишенью энергии  $Q_{\text{max}}$  с 44 до 17 Дж·см $^{-2}$ . Длина пробега протонов в азотной завесе в этом диапазоне плотности составляет  $\approx 1\text{—}4$  см [11, 12], что согласуется с эффективным торможением водородного плазменного потока в азотной струе плотностью  $2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  и нарастающей «прозрачностью» газовой завесы по мере снижения плотности до  $5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  (см. рис. 4).

Пространственные распределения плотности поглотённой мишенью энергии без использования газовой завесы и для случаев с двумя значениями плотности частиц показаны на рис. 5. Применение газовой завесы для защиты мишени от плазменного потока приводит к заметному снижению поглотённой вольфрамом энергии, т.е. тепловая нагрузка на него существенно уменьшается.

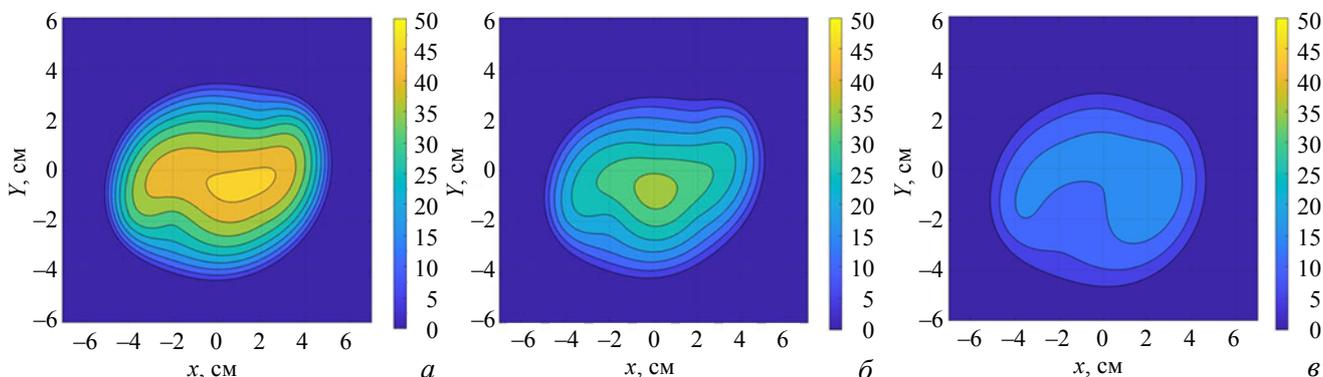


Рис. 5. Влияние плотности газовой завесы на распределение  $Q$  по поверхности мишени: *a* — без использования газовой завесы; *б* — азотная завеса с  $n \approx 1,4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ; *в* — азотная завеса с  $n \approx 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$

В работе [13] показано, что расчётная эрозия вольфрама и соответственно температура поверхности зависят от формы задаваемого импульса тепловой нагрузки. Исходя из этого, была использована форма, повторяющая временной ход сигнала магнитного зонда, находившегося в мишенной камере и регистрировавшего изменение индукции продольного магнитного поля во время взаимодействия плазменного потока с газовой струёй и вольфрамовой мишенью. В условиях наших экспериментов [14] это изменение индукции оказывается пропорционально газокинетическому давлению, т.е. энергосодержанию мишенной плазмы в зоне взаимодействия. Характерный сигнал магнитного зонда показан на рис. 6.

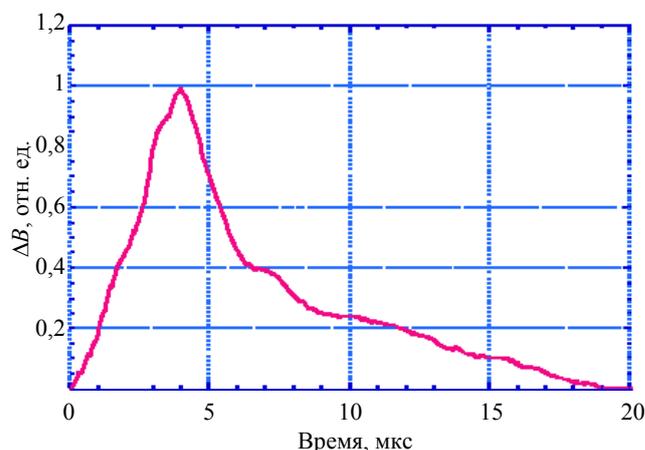


Рис. 6. Сигнал магнитного зонда:  $t = 0$  — время начала взаимодействия плазмы с мишенью

Путём численного моделирования прогрева вольфрама тепловым импульсом были получены пространственные распределения максимальной температуры, достигаемой на поверхности мишени за время взаимодействия (рис. 7), и временной ход температуры в самых горячих зонах поверхности

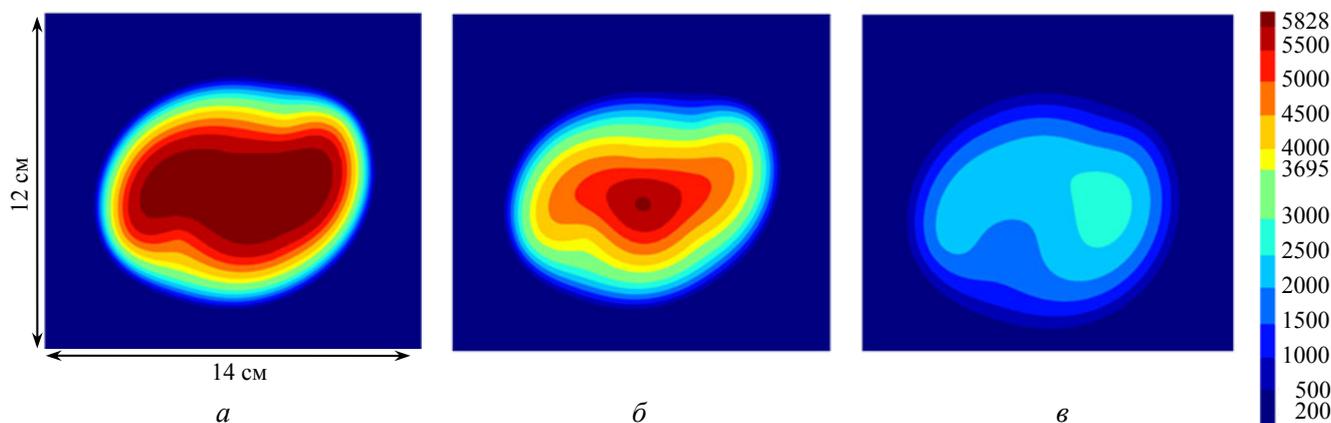


Рис. 7. Распределение максимальной достигаемой температуры на поверхности мишени: *a* —  $Q_{\text{max}} = 47 \text{ Дж} \cdot \text{см}^{-2}$ ; *б* —  $Q_{\text{max}} = 37 \text{ Дж} \cdot \text{см}^{-2}$ ; *в* —  $Q_{\text{max}} = 17 \text{ Дж} \cdot \text{см}^{-2}$

(рис. 8) для каждого из трёх значений  $Q_{\max}$ , указанных в таблице. Расчёты были выполнены для вольфрамовой мишени с использованием полученных в экспериментах распределений плотности поглощённой энергии в качестве тепловых нагрузок. В модели учитывались поглощение/выделение энергии в процессе фазовых переходов и потери энергии за счёт теплового излучения с поверхности (см. таблицу).

Расчётные оценки максимальной температуры на поверхности мишени

Завеса	$Q_{\max}$ , Дж·см <sup>-2</sup>	Поглощённая энергия, кДж	Максимальная температура поверхности, К
Без газовой завесы	≈47	≈1,9	≈ 6000
$n \approx 1,4 \cdot 10^{17}$ см <sup>-3</sup>	≈37	≈1,2	Не превышает 5800
$n \approx 2 \cdot 10^{17}$ см <sup>-3</sup>	≈17	≈0,8	≈3000

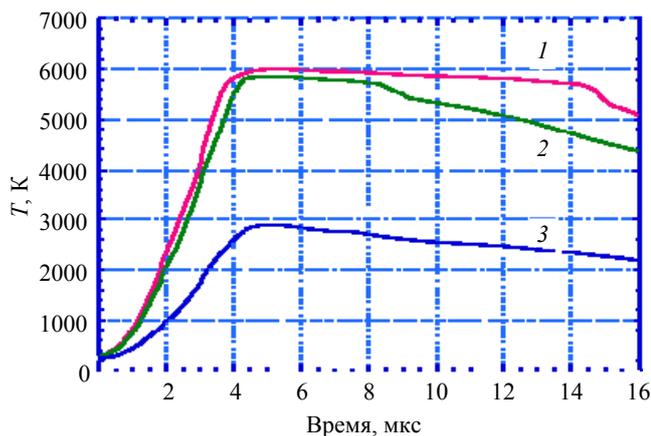


Рис. 8. Временной ход максимальной достигаемой температуры на поверхности вольфрамовой мишени: 1 —  $Q_{\max} = 47$  Дж·см<sup>-2</sup>; 2 —  $Q_{\max} = 37$  Дж·см<sup>-2</sup>; 3 —  $Q_{\max} = 17$  Дж·см<sup>-2</sup>. Время начала взаимодействия плазмы с мишенью  $t = 0$

В опыте с завесой азота с  $n \approx 8 \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup>. Видно, что без газовой завесы излучение плазмы испаренного вольфрама имеет равномерное распределение на расстояниях не менее 2 см от поверхности мишени в широком спектральном диапазоне до 65 нм. Максимум светимости наблюдается в диапазоне от 2 до 30 нм. С азотной завесой в этом же спектральном диапазоне наблюдаются линии ионов азота от He-подобного 2,88 нм ( $1s^2-1s2p$ ) до Li-подобного 18,6 нм ( $1s^22p-1s^24d$ ), 20,9 нм ( $1s^22s-1s^23p$ ), 24,8 нм ( $1s^22p-1s^23d$ ), 26,6 нм ( $1s^22p-1s^23s$ ). Излучение вольфрама также присутствует, однако его яркость на расстояниях более 1 см от поверхности мишени заметно снижается.

Согласно термодинамическим расчётам, в экспериментах без использования газовой завесы азота температура большей части поверхности вольфрамовой мишени достигает температуры кипения (5828 К). Предельная плотность поглощённой энергии, выше которой на поверхности достигается температура кипения, составляет 37 Дж·см<sup>-2</sup>, что соответствует плотности газовой завесы  $n \approx 1,4 \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup>. В случае использования газовой завесы высокой плотности, не менее  $2 \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup>, расчётная температура на поверхности мишени оказывается  $\leq 3000$  К, что значительно меньше температуры плавления вольфрама (3695 К).

Результаты спектральных измерений показаны на рис. 9 в опыте без газовой завесы и на рис. 10 в опыте с завесой азота с  $n \approx 8 \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup>.

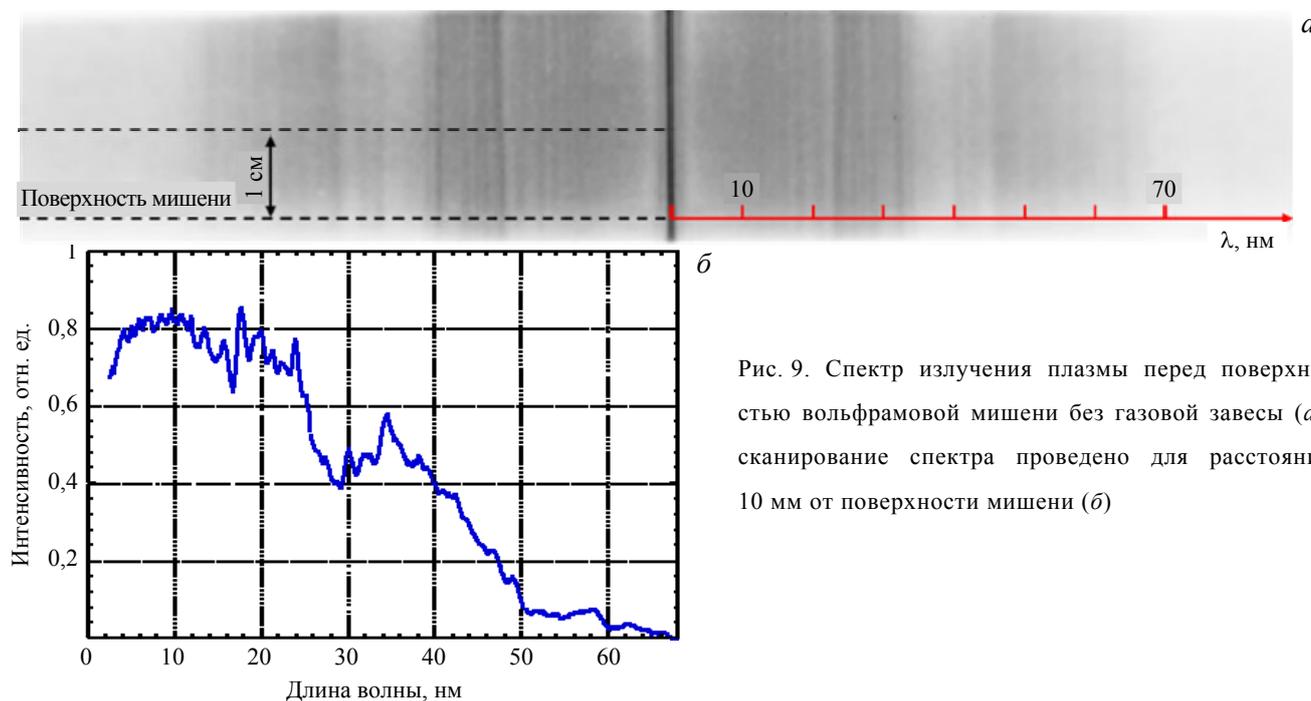


Рис. 9. Спектр излучения плазмы перед поверхностью вольфрамовой мишени без газовой завесы (а); сканирование спектра проведено для расстояния 10 мм от поверхности мишени (б)

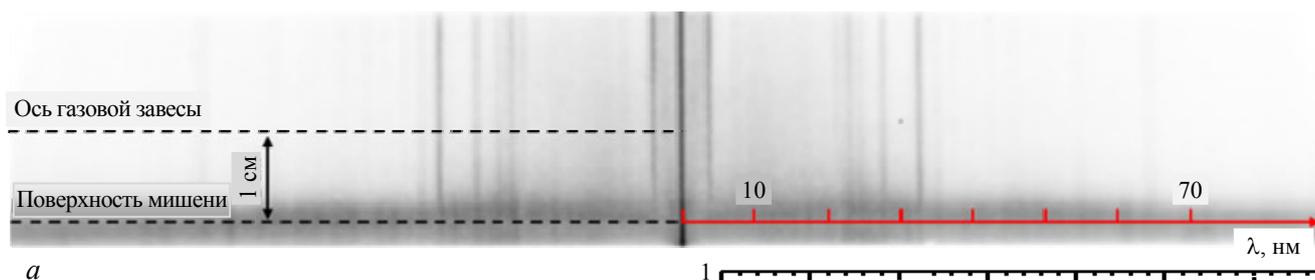
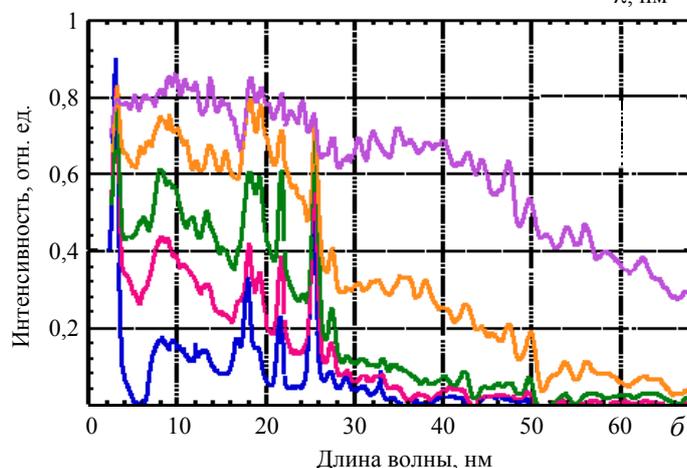


Рис. 10. Спектр излучения плазмы перед поверхностью вольфрамовой мишени с использованием газовой завесы (а), расстояния от поверхности мишени, для которых проведено сканирование спектров: — 24, — 10, — 6, — 4, — 2 мм (б)



Результаты скоростной съёмки свечения плазмы в спектральных диапазонах МР-ВУФ показаны на рис. 11. Видно, что в отсутствие газовой завесы интенсивное излучение вольфрамовой плазмы наблюдается по всей исследуемой области, на расстояниях более 6 см от поверхности образца.

При использовании газовой завесы из азота с плотностью атомов  $n \approx 8 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  результаты измерения плотности поглощённой энергии и численные расчёты динамики температуры образца показывают, что в ходе эксперимента температура большей части поверхности вольфрамовой мишени достигает температуры кипения. Однако источник излучения оказывается локализован вблизи мишени и не отходит от неё далее 1 см. Максимум яркости излучения наблюдается лишь в узком слое, в непосредственной близости от поверхности мишени. Даже в случае  $n < 1,4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  азот препятствует распространению вольфрамовых примесей вдоль силовых линий магнитного поля навстречу водородному плазменному потоку.

Проведём оценки составляющих энергобаланса в процессе взаимодействия водородного плазменного потока с азотной струёй и вольфрамовой мишенью. Энергия водородного плазменного потока при диаметре потока перед газовой завесой  $\approx 10 \text{ см}$  составляет  $\approx 500 \text{ Дж} \cdot \text{см}^{-2}$ . Часть этой энергии, поглощаемой азотной завесой, расходуется на её нагрев, ионизацию и излучение. Для ионизации азота до He-подобного состояния суммарно требуется  $\approx 270 \text{ эВ}$  на ион. При температуре азотной плазмы  $\approx 40 \text{ эВ}$  (следует из анализа линейчатых спектров азота рис. 10) затраты на ионизацию и нагрев азота в завесе составляют при плотности ионов  $\approx 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3} \leq 30 \text{ Дж} \cdot \text{см}^{-2}$ . Излучательная способность азотной плазмы при этих температурах составляет  $\approx 10^{-28} \text{ Вт} \cdot \text{см}^3$  [15], что приводит к потерям на излучение  $\approx 300 \text{ Дж} \cdot \text{см}^{-2}$ . При менее плотной газовой завесе ( $5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ) на ионизацию и разогрев азота газовой завесы потребуется не более  $2 \text{ Дж} \cdot \text{см}^{-2}$ , а на излучение —  $20 \text{ Дж} \cdot \text{см}^{-2}$ . Следует отметить, что до по-

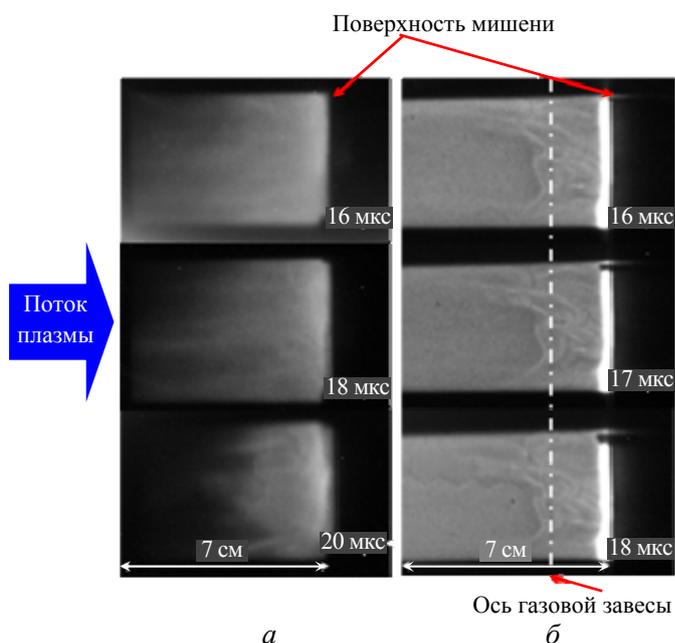


Рис. 11. Динамика свечения мишени плазмы: а — без газовой завесы; б — с азотной завесой  $n \approx 8 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ . Здесь  $t = 0$  — время старта ускорителя

ловины излучения из плоского плазменного слоя газовой завесы направляется на поверхность вольфрамовой мишени.

Энергия, приходящая на мишень, расходуется на нагрев вольфрама, его испарение и образование плазмы вольфрама. Тепловое излучение с поверхности вольфрама за всё время взаимодействия не превышает  $0,1 \text{ Дж}\cdot\text{см}^{-2}$ . Тепловая энергия, необходимая для нагрева и испарения  $1 \text{ мкм}$  вольфрама, составляет  $0,8 \text{ Дж}\cdot\text{см}^{-2}$ . За время воздействия потока без газовой завесы, по данным расчётов, до температуры кипения нагревается  $<2 \text{ мкм}$  вольфрама. Суммарно энергия теплового излучения и затраты на испарение вольфрама не превышают  $2 \text{ Дж}\cdot\text{см}^{-2}$ .

Поскольку тепловая энергия, поглощаемая вольфрамовым калориметром, согласно измерениям находится в диапазоне  $20\text{—}45 \text{ Дж}\cdot\text{см}^{-2}$ , то приходящая на мишень энергия, в основном, расходуется на разогрев, ионизацию испаренного с поверхности вольфрама и излучение образующейся вольфрамовой плазмы (см. рис. 10, 11, б). В итоге, испарение вольфрама за счёт снижения тепловой нагрузки на поверхность уменьшается, при этом распространение плазмы вольфрама навстречу водородному плазменному потоку ограничивается образующейся высокоионизованной азотной плазмой.

Следует отметить, что дугообразование, в том числе множественное [16], которое является важным каналом передачи энергии от приповерхностной плазмы к вольфраму в токамаках, в наших экспериментальных условиях не наблюдалось.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе исследовано влияние азотной газовой завесы на экранировку вольфрама при воздействии на него мощных потоков водородной плазмы и на локализацию паров вольфрама вблизи облучаемой поверхности мишени.

Установлено, что газовая завеса из азота с плотностью атомов  $2\cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  перед вольфрамовой мишенью снижает тепловую нагрузку на мишень до уровня в  $2\text{—}2,5$  раза меньше предельного уровня энергии, поглощаемой вольфрамом при импульсном воздействии мощного потока водородной плазмы без газовой завесы. Экспериментально определена зависимость плотности поглощённой мишенью энергии от плотности завесы.

Результаты регистрации свечения плазмы с пространственно-временным разрешением показали, что в наших экспериментальных условиях наличие азотной газовой завесы перед мишенью препятствует распространению вольфрама на расстояния более  $1 \text{ см}$  вдоль силовых линий магнитного поля навстречу налетающему плазменному потоку.

Работа выполнена при финансовой поддержке в рамках научного проекта РФФИ № 20-21-00153.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Pshenov A.A., Eksaeva A.A., Krashennnikov S.I., Marenkov E.D. Vapor shielding of solid targets exposed to high heat flux. — *Physics Procedia*, 2015, vol. 71, p. 14—19.
2. Skovorodin D.I., Pshenov A.A., Arakcheev A.S., Eksaeva E.A., Marenkov E.D., Krashennnikov S.I. Vapor shielding models and the energy absorbed by divertor targets during large ELMs. — *Physics of Plasmas*, 2016, vol. 23, p. 022501.
3. Пшенов А.А., Кукушкин А.С., Крашенинников С.И. Влияние поперечного переноса в диверторной области на излучение инжектируемой примеси и переход в режим детачмента. — *Физика плазмы*, 2020, т. 46, № 6, с. 483.
4. Pitts R.A. et al. Physics basis for the first ITER tungsten divertor. — *Nuclear Materials and Energy*, 2019, vol. 20, p. 100696.
5. Schmid K., Manhard A., Linsmeier Ch., Wiltner A., Schwarz-Selinger T., Jacob W., Mändl S. Interaction of nitrogen plasmas with tungsten. — *Nuclear Fusion*, 2010, vol. 50, p. 025006.
6. Golubeva A.A., Kovalenko D.V., Lidzhigoryaev S.D., Barsuk V.A., Bobyr N.P., Mednikov A.A., Klimov N.S., Huang Q., Terentyev D., Ashikawa N., Chernov V.M. Modification of surfaces of reduced-activation ferritic–martensitic steels upon irradiation by pulsed deuterium plasma with parameters typical for peripheral plasma disruption. — *J. of Surface Investigation: X-ray, Synchrotron and Neutron Techniques*, 2022, vol. 16, № 1, p. 23—32.
7. Emelyanova O.V. et al. Surface modification of low activation ferritic–martensitic steel EK-181 (Rusfer) by high temperature pulsed plasma flows. — *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 2015, vol. 365, p. 218—221.

8. Позняк И.М., Архипов Н.И., Карелов С.В., Сафронов В.М., Топорков Д.А. Свойства примесей вольфрама, образующихся в плазме при облучении вольфрамовых мишеней мощными плазменными потоками. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2014, т. 37, вып. 1, с. 70.
9. Архипов Н.И., Васенин С.Г., Житлухин А.М., Половцев Н.А., Сафронов В.М., Топорков Д.А. Многокадровая МКП-камера для МР и ВУФ спектроскопии мишени плазмы. — Приборы и техника эксперимента, 1998, № 1, с. 128.
10. Arkhipov N. et al. Absolute VUV spectroscopy of an eroding graphite target using a calibrated CCD camera. — J. of Nuclear Materials, 1999, vol. 266—269, p. 751—753.
11. Tabata T., Ito R., Nakai Y., Shirai T., Funatake Y. Partial Cross-Sections for Single-Electron Capture of Hydrogen Ions Colliding with Gaseous Atoms and Molecules. Osaka Prefectural Radiation Research Institute, Technical Report 11, 1990.
12. Готт Ю.В. Взаимодействие частиц с веществом в плазменных исследованиях. — М.: Атомиздат, 1978.
13. Ивано К., Ueda Y., Takizuka T. Pulse shape dependence of vapor shielding efficiency during transient loads. — Plasma and Fusion Research, 2021, vol. 16, p. 140092-1—140092-5.1.
14. Гаврилов В.В., Еськов А.Г., Житлухин А.М., Кочнев Д.М., Пикуз С.А., Позняк И.М., Рязанцев С.Н., Скобелев И.Ю., Топорков Д.А., Умрихин Н.М. Встречное столкновение высокоэнергетичных плазменных потоков в продольном магнитном поле. — Физика плазмы, 2020, т. 46, № 7, с. 606—612.
15. Clark R., Abdallah J., Post D. Radiation rates for low Z impurities in edge plasmas. — J. of Nuclear Materials, 1995, vol. 220—222, p. 1028—1032.
16. Будаев В.П., Химченко Л.Н., Грашин С.А., Карпов А.В. Эффекты дугообразования при действии плазмы на вольфрамовые компоненты первой стенки в токамаке. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2019, т. 42, вып. 1, с. 51.

АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», 108840 МОСКВА, ТРОИЦК, ул. ПУШКОВЫХ, вл. 12, РОССИЯ



Санджи Джангарович Лиджигориев, м.н.с.  
sandji96@mail.ru



Даниил Алексеевич Бурмистров, м.н.с.  
burmistrov@trinit.ru



Валерий Васильевич Гаврилов, в.н.с., д.ф.-м.н.  
vvgavril@trinit.ru



Владислав Андреевич Костюшин, м.н.с.  
vakostyushin@trinit.ru



Игорь Михайлович Позняк, начальник лаборатории, к.ф.-м.н.  
teufida@gmail.com



Анита Викторовна Пушина, инженер  
anitaowl@yandex.ru



Дмитрий Анатольевич Топорков, с.н.с.  
toporkov@trinit.ru

Статья поступила в редакцию 12 декабря 2022 г.

После доработки 3 апреля 2023 г.

Принята к публикации 4 апреля 2023 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2023, т. 46, вып. 2, с. 63—71.