

УДК 533.924

СВОЙСТВА ПРИМЕСЕЙ ВОЛЬФРАМА, ОБРАЗУЮЩИХСЯ В ПЛАЗМЕ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ВОЛЬФРАМОВЫХ МИШЕНЕЙ МОЩНЫМИ ПЛАЗМЕННЫМИ ПОТОКАМИ

И.М. Позняк, Н.И. Архипов, С.В. Карелов, В.М. Сафронов, Д.А. Топорков

Государственный научный центр Российской Федерации Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований, Троицк, Москва, Россия

В настоящее время одной из наиболее острых проблем в создании токамака-реактора ИТЭР является выбор материалов, из которых будут изготовлены защитные покрытия дивертора и первой стенки. Вольфрам выбран в качестве основного материала для облицовки дивертора. В данной работе представлены результаты экспериментального исследования процессов формирования и распространения примесей вольфрама в плазме при облучении вольфрамовых мишеней мощными плазменными потоками. Эксперименты выполнены на импульсном плазменном ускорителе МК-200. Определён энергетический порог интенсивного испарения вольфрама. Показано, что испаренный материал быстро ионизируется и вблизи поверхности мишени образуется вольфрамовая плазма. Интенсивность излучения плазмы резко падает с увеличением расстояния до мишени. Измерена скорость движения фронта свечения примесей вдоль силовых линий магнитного поля навстречу налетающему плазменному потоку. Определён химический и ионизационный состав примешенной плазмы. Проведено сопоставление экспериментальных данных о ионном составе плазмы с результатами численного моделирования.

Ключевые слова: ИТЭР, дивертор, защитные покрытия, вольфрамовые примеси в плазме, плазменные ускорители.

PROPERTIES OF TUNGSTEN IMPURITIES FORMED UNDER CONDITIONS RELEVANT TO THE TRANSIENT PLASMA EVENTS IN ITER

I.M. Poznyak, N.I. Arkhipov, S.V. Karelov, V.M. Safronov, D.A. Toporkov

State Research Center of Russian Federation Troitsk Institute for Innovation & Fusion Research, Troitsk, Moscow, Russia

One of the key problems in the ITER project today is a choice of armour materials for the divertor and the first wall. Tungsten is foreseen presently as the main candidate armour material for the divertor targets in ITER. The paper presents experimental results on investigation of tungsten impurities formation and its dynamics under conditions relevant to the transient events in ITER. Experiments were performed at the plasma gun facility MK-200. The energy threshold of the tungsten evaporation was found. The evaporated material is ionized quickly and tungsten plasma formed near the target surface. It is shown that the intensity of the target plasma radiation has a maximum close to the target surface and reduces quickly with a distance. The impurity velocity was measured along the magnetic field lines in direction which is opposite to incoming hydrogen plasma stream. Chemical and ion composition of plasma near the target surface were determined. Comparison of the measured tungsten spectra with the calculated ones was performed.

Key words: ITER, divertor, armour material, tungsten impurities, plasma accelerators.

ВВЕДЕНИЕ

Выбор защитных материалов дивертора и первой стенки является одной из ключевых проблем в создании токамака-реактора ИТЭР. На стадии физического пуска ИТЭР наиболее теплонепригодные участки дивертора планировалось покрыть углеграфитовым композитом СФС. При переходе в дейтерий-третиевую фазу углеграфитовый композит, интенсивно поглощающий тритий, необходимо было заменить вольфрамом. В настоящее время в целях экономии средств уже на первой стадии работы ИТЭР предполагается использовать дивертор, полностью покрытый вольфрамом [1, 2].

Защитные покрытия будут подвергаться интенсивному плазменно-тепловому воздействию как во время стационарных режимов работы токамака, так и во время переходных плазменных процессов, таких, как периферийная локализованная неустойчивость (ПЛН или ЭЛМы в англоязычной литературе) и срывы тока. Тепловые потоки, поступающие в дивертор во время переходных плазменных процессов таковы, что приводят к интенсивной эрозии приёмных пластин. Эрозия представляет опасность не только с точки зрения разрушения материалов и снижения срока службы элементов вакуумной камеры, но и с точки зрения образования примесей, попадание которых в горячую зону токамака может привести к радиационному охлаждению плазмы и снижению интенсивности термоядерной реакции [3, 4].

В интересующем нас диапазоне тепловых нагрузок (для ЭЛМов $Q = 0,2—5$ МДж/м² при длительности воздействия $t = 0,1—1$ мс, для срывов тока $Q = 10—100$ МДж/м² при $t = 1—10$ мс [3, 4]) физика

взаимодействия плазмы с поверхностью изучена недостаточно. Для построения соответствующих расчётно-теоретических моделей и их последующей проверки необходимо проведение модельных экспериментов. Поскольку указанные тепловые нагрузки не достигаются ни на одном из существующих сегодня токамаков, то эксперименты по изучению взаимодействия плазмы с защитными покрытиями проводят на мощных плазменных ускорителях [5—8] и электронных пучках [9—12].

Данная работа посвящена экспериментальному исследованию образования примесей вольфрама при взаимодействии интенсивного потока горячей водородной плазмы с твердотельными вольфрамовыми мишенями в условиях, характерных для ПЛН и ослабленных срывов тока в ИТЭР. Значительное внимание уделено изучению динамики распространения примесей вдоль силовых линий магнитного поля, навстречу налетающему плазменному потоку. Эксперименты выполнены на плазменной установке МК-200 [13].

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА И ДИАГНОСТИКА

Плазменная установка МК-200. Установка состоит из плазменного ускорителя, плазмопровода длиной 9,5 м и мишенной камеры с набором диагностик (рис. 1). Питание ускорителя происходит от конденсаторной батареи ёмкостью 1152 мкФ. Рабочее напряжение батареи меняется в диапазоне 10—20 кВ, что соответствует изменению запасённой энергии от 58 до 230 кДж. В описываемых экспериментах в качестве плазмообразующего газа использовали водород.

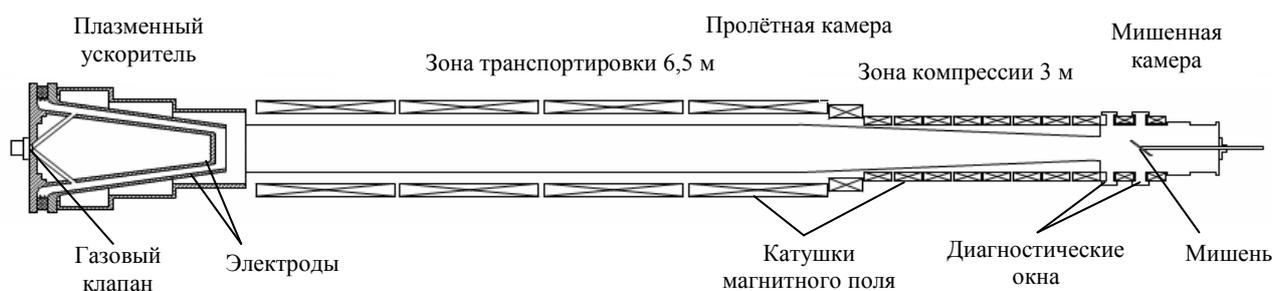


Рис. 1. Схема плазменной установки МК-200

Плазмопровод состоит из зоны транспортировки — цилиндрической части длиной 6,5 м и диаметром 30 см, а также зоны сжатия и замагничивания плазменного потока — конической секции длиной 3 м и диаметром 30 см на входе и 15 см на выходе. Движение плазмы от ускорителя к мишени происходит в продольном однородном магнитном поле величиной $B = 0,7$ Тл, в зоне сжатия магнитное поле возрастет по длине от 0,7 до 2,8 Тл (рис. 2, а).

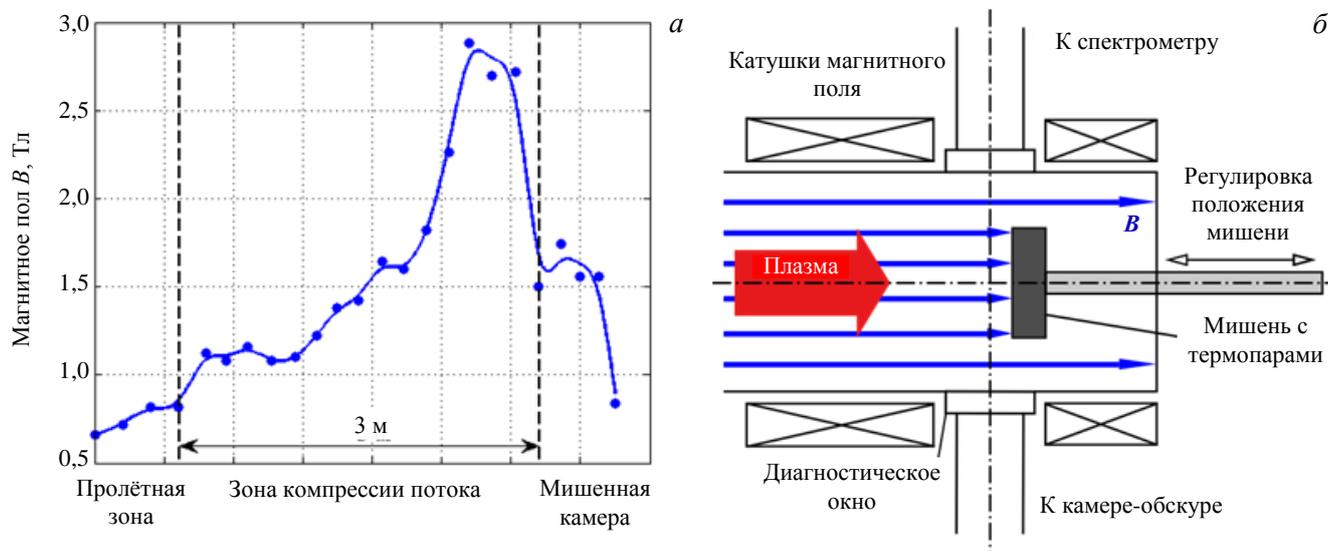


Рис. 2. Магнитное поле в зоне компрессии плазменного потока и мишенной камере (а) и схема облучения образцов (б)

Облучаемые образцы располагают в цилиндрической мишенной камере длиной 50 и диаметром 30 см (рис. 2, б). Угол падения плазменного потока на мишень может регулироваться, и в описываемых экспериментах составлял $\alpha = 0$ (нормальное падение). Камера заполнена продольным магнитным полем, величина которого варьируется в диапазоне 0,5—1,6 Тл. В мишенной камере имеются диагностические окна, к которым пристыковываются средства диагностики.

В плазмопроводе, в непосредственной близости от его стенок, установлены магнитные зонды. При движении плазменного потока к облучаемому образцу магнитное поле B_0 вытесняется в зазор между плазмой и стенкой плазмопровода. В результате магнитное поле вблизи стенки увеличивается на величину $\Delta B = B_k - B_0$, где B_0 и B_k — начальное и конечное значение величины магнитного поля соответственно. Зная расстояние между зондами $\Delta l = 80$ см и измеряя временную задержку между сигналами зондов Δt (рис. 3, а), можно определить скорость потока водородной плазмы $V = \Delta l / \Delta t$. На рис. 3, а указана скорость $V_{1,2}$ водородной плазмы, измеренная по показаниям первого и второго зондов, и $V_{2,3}$, измеренная по показаниям второго и третьего зондов.

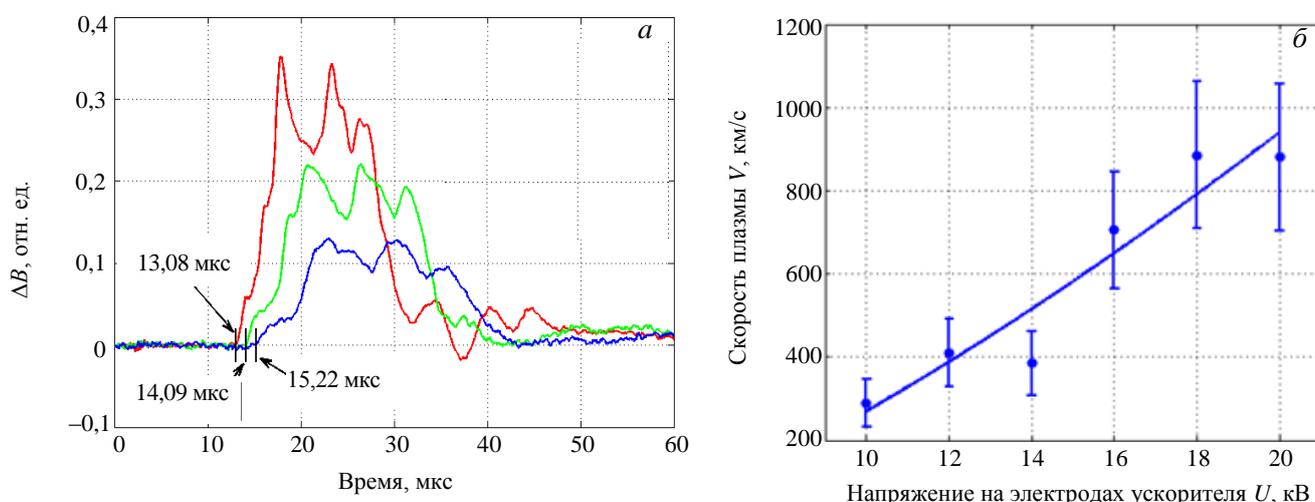


Рис. 3. Сигналы магнитных зондов ($V_{1,2} = 790$, $V_{2,3} = 710$ км/с) (а) и скорость потока водородной плазмы (б)

Зависимость скорости плазменного потока от напряжения U на электродах ускорителя показана на рис. 3, б. Видно, что при изменении рабочего напряжения U от 10 до 20 кВ скорость потока меняется от 300 до 900 км/с, что соответствует энергии направленного движения ионов водорода 0,5—4,2 кэВ.

Тепловую нагрузку Q на мишень варьируют как за счёт изменения рабочего напряжения ускорителя U , так и за счёт величины магнитного поля B в мишенной камере: чем выше B , тем выше концентрация частиц n в плазменном потоке. В описываемых экспериментах энергия направленного движения ионов водородной плазмы поддерживалась на уровне 2—3 кэВ.

В таблице приведены характеристики плазменных потоков, измеренные в мишенной камере на установке МК-200.

Характеристики плазменных потоков в мишенной камере установки МК-200

Параметр	Моделирование срывов тока	Моделирование ЭЛМов и ослабленных срывов
Тепловая нагрузка Q , МДж/м ²	10—15	0,05—1
Поток энергии w^* , ГВт/м ²	200—300	1—20
Длительность потока t , мкс	50	50
Энергия ионов E_i^* , кэВ	2	3
Плотность плазмы n^* , м ⁻³	(2—3)10 ²¹	(0,1—2)10 ²⁰
Давление плазмы p^* , Па	$\leq 10 \cdot 10^5$	$< (0,02—0,5)10^5$
Магнитное поле B^* , Тл	2	0,5—1,6
Диаметр потока d^* , см	6	6—10

* Параметры, близкие к ожидаемым во время срывов тока и ЭЛМов в ИТЭР.

Плотность мощности w , энергия ионов E_i , концентрация n и давление p плазмы, а также магнитное поле B в плазме близки к параметрам, прогнозируемым во время срывов тока и ПЛН в диверторе ИТЭР. Недостатком установки является малая длительность t плазменного импульса. Поскольку эрозия мате-

риалов растёт с увеличением t практически линейно [14], то проведение ресурсных испытаний защитных покрытий целесообразно выполнять на квазистационарных ускорителях, таких, как КСПУ-Т [15]. На импульсных ускорителях (МК-200), в основном, изучают физические процессы, развивающиеся при воздействии интенсивных потоков плазмы на материалы.

Вольфрамовые мишени. Эксперименты были выполнены с двумя мишенями. Одна из них представляет собой вольфрамовый цилиндр диаметром 20 и толщиной 10 мм. Эта мишень свободно обтекается плазменным потоком. Другая — плоская вольфрамовая пластина размером 145×80 мм полностью перекрывает плазменный поток, тем самым предотвращая обтекание плазмой. Мишени снабжены термопарами для измерения температуры до и после плазменного воздействия. Плотность энергии, поглощённой материалом в результате воздействия, вычислялась по формуле $Q_{\text{полг}} = c\rho h\Delta T$, где c , ρ — удельная теплоёмкость и плотность вольфрама соответственно; h — толщина мишени; ΔT — изменение её температуры. Для определения плотности энергии в падающем плазменном потоке использовали медный калориметр — полый цилиндр диаметром 20 и длиной 70 мм.

Средства диагностики излучения примесей. Для регистрации излучения из области вблизи поверхности мишени применяли спектрометры видимого и ВУФ-диапазонов, а также камеру-обскуру, оснащённую в качестве регистраторов абсолютно калиброванными фотодиодами (АХУВ), чувствительными в рентгеновском и ВУФ-диапазонах.

Спектрометр на основе пропускающей дифракционной решётки. Схема спектрометра на основе

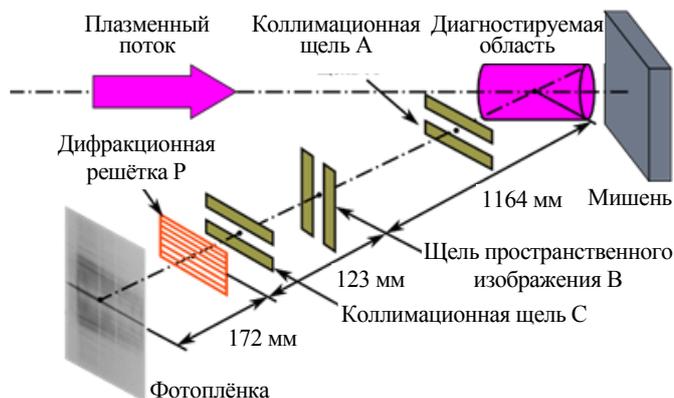


Рис. 4. Схема спектрографа на основе пропускающей дифракционной решётки

пропускающей дифракционной решётки, показана на рис. 4. Спектрометр состоит из коллимационных щелей А и С, дифракционной решётки Р, а также «изображающей» щели В, позволяющей получить спектрограммы с пространственным разрешением.

Дифракционная решётка Р имеет период $d = 200$ нм, отношение ширины щелей к периоду 1:3, размер рабочей области 3×10 мм. Регистрация спектрограмм осуществляется на абсолютно калиброванную фотоплёнку Kodak-101-01.

В описываемых экспериментах излучение регистрировалось из центральной области плазменного столба протяжённостью 70 мм. Геометрия

расположения элементов спектрометра обеспечивала спектральное и пространственное разрешение $\delta\lambda = 0,2$ нм и $\delta x = 2$ мм соответственно, обратная спектральная дисперсия равнялась $d\lambda/dx = 1,8$ нм/мм.

Спектрометр ДФС-452. Диагностику излучения в оптическом диапазоне осуществляли с помощью дифракционного спектрографа ДФС-452 ($\Delta\lambda = 190$ —1100 нм). В проведённых экспериментах основное внимание было сосредоточено на спектральном интервале $\Delta\lambda = 400$ —550 нм, содержащем линии атомов W^0 и однократно ионизованных ионов вольфрама W^{+1} .

Входная щель спектрометра была ориентирована перпендикулярно поверхности мишени. Спектрограммы регистрировали на фотоплёнку РФ-3. Поле зрения охватывало область протяжённостью 30 мм, обратная линейная дисперсия равнялась $d\lambda/dx = 1,6$ нм/мм.

Применение спектроскопических методик позволило определить:

- минимальную тепловую нагрузку, при которой начинается испарение вольфрама;
- ионный и химический состав плазмы;
- зависимость интенсивности излучения примесей от расстояния до поверхности мишени.

Камера-обскура. Распространение вольфрамовой плазмы вдоль силовых линий магнитного поля изучалось с помощью камеры-обскуры, оснащённой в качестве регистраторов тремя абсолютно калиброванными АХУВ-фотодиодами российского производства ФДУК-8УВСК [16]. Диапазон чувствительности фотодиодов — от рентгеновского до ближнего инфракрасного (ИК) диапазона $\Delta\lambda = 0,02$ —1100 нм. Каждый фотодиод оснащён коллиматором диаметром 3 и длиной 6 мм. Расстояние между фотодиодами составляет 20 мм.

Геометрия расположения отверстия обскуры и фотодиодов такова, что коэффициент увеличения камеры составлял $K = 0,5$. При этом каждый фотодиод регистрировал излучение из области диаметром 6 мм перед поверхностью мишени, расстояние между соседними областями равнялось 40 мм (рис. 5, а).

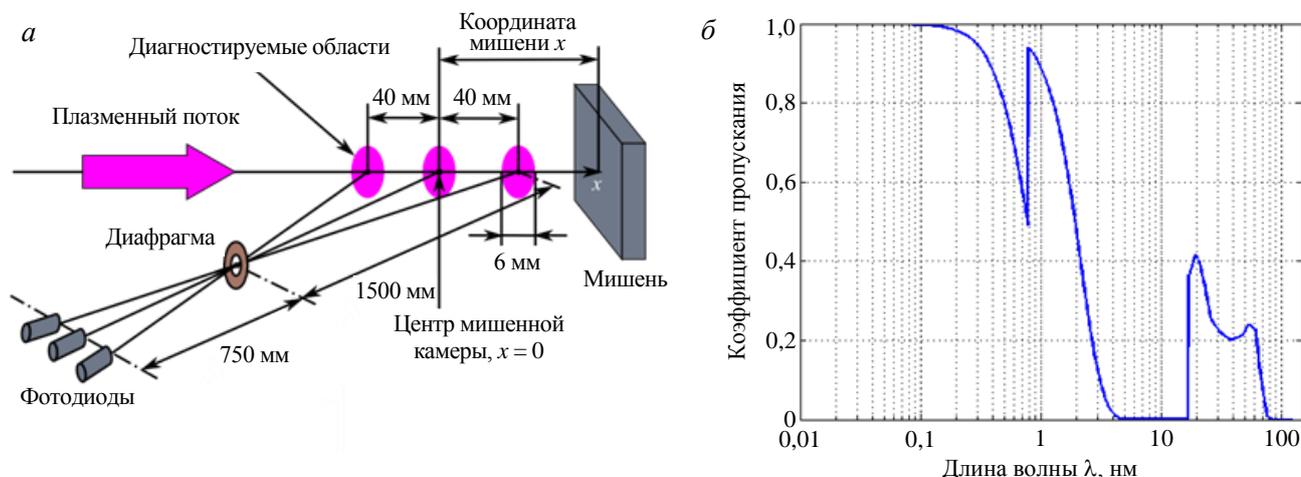


Рис. 5. Камера-обскура с AXUV-фотодиодами (а) и коэффициент пропускания алюминиевой фольги толщиной 0,65 мкм (б)

Чтобы изучить вклад различных диапазонов излучения в интегральный спектр вольфрамовой плазмы, часть экспериментов была выполнена с применением фильтра, устанавливаемого непосредственно перед отверстием обскуры. В качестве фильтра использовали алюминиевую фольгу толщиной 0,65 мкм. Коэффициент пропускания такой фольги показан на рис. 5, б [17].

Применение данной диагностики позволило измерить:

- минимальную тепловую нагрузку, при которой начинается испарение облучаемого материала;
- скорость движения фронта свечения примесей;
- интенсивность излучения примесей и её зависимость от расстояния до поверхности мишени;
- вклад различных диапазонов излучения в интегральный спектр примешенной плазмы.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Спектроскопия видимого диапазона. На рис. 6 представлены спектрограммы видимого диапазона, полученные для различных значений плотности энергии в плазменном потоке Q . Спектрограммы расположены в порядке увеличения Q . Горизонтальное направление на них соответствует спектральной, а вертикальное — пространственной координатам. Поверхность мишени показана сплошной чёрной линией.

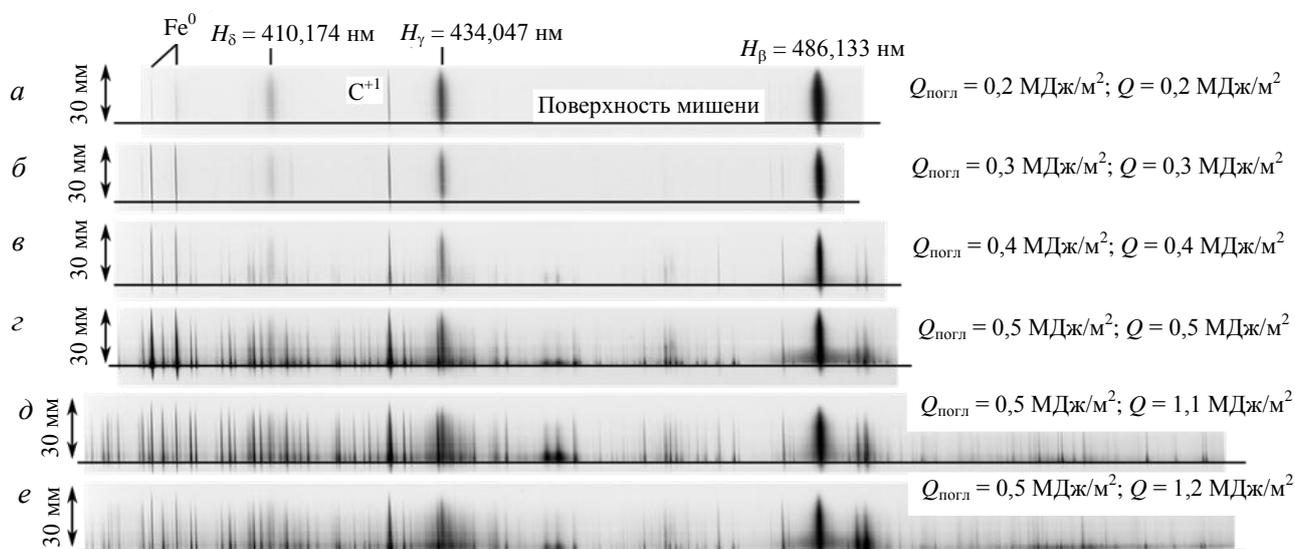


Рис. 6. Спектрограммы видимого диапазона для различных значений плотности энергии Q в плазменном потоке

Видно, что при $Q < 0,4$ МДж/м² спектрограммы на рис. 6, а, б выглядят одинаковыми: на них присутствуют спектральные линии водорода, железа, углерода, но отсутствуют спектральные линии вольфрама. При тепловой нагрузке $Q = 0,4$ МДж/м² (см. рис. 6, в) вблизи поверхности мишени появляются первые признаки спектральных линий вольфрама, что свидетельствует о начале испарения материала мишени. Интенсивное испарение происходит при $Q \geq 0,5$ МДж/м² (см. рис. 6, г—е).

На рис. 7 показан участок спектра видимого диапазона, полученный на расстоянии 10 мм от мишени при интенсивном испарении вольфрама. Наблюдаются линии, принадлежащие атомам W^0 и однократно ионизованным ионам вольфрама W^+ . Присутствует спектральная линия водорода H_β , а также линии конструкционных материалов камеры и крепежа мишени, такие, как Fe, Cr, V, Zn, Sn. При этом большое количество спектральных линий не идентифицировано — установлен лишь факт, что они не принадлежат конструкционным элементам установки. Разумно предположить, что данные линии принадлежат ионам вольфрама со степенями ионизации выше +1.

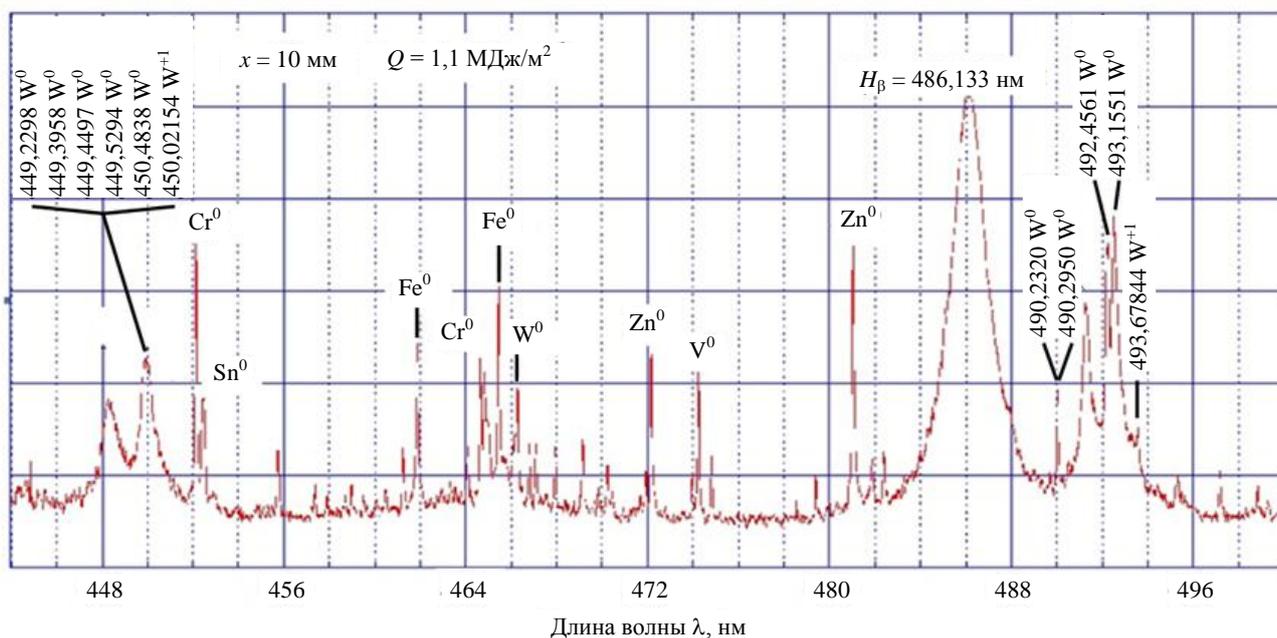


Рис. 7. Участок спектра видимого диапазона при интенсивном испарении вольфрама

Для определения эффективной толщины слоя вольфрамовой плазмы, излучающей в видимом диапазоне, были проведены измерения интегральной светимости спектрального интервала $\Delta\lambda = 490\text{—}494$ нм в зависимости от расстояния до поверхности мишени (рис. 8). Видно, что на расстоянии около 20 мм до поверхности интенсивность свечения спадает до уровня фона.

Спектроскопия ВУФ-диапазона. Регистрация спектров вольфрамовой плазмы в ВУФ-диапазоне выполнена при различных значениях плазменной нагрузки Q и различных расстояниях x до поверхности облучаемого образца.

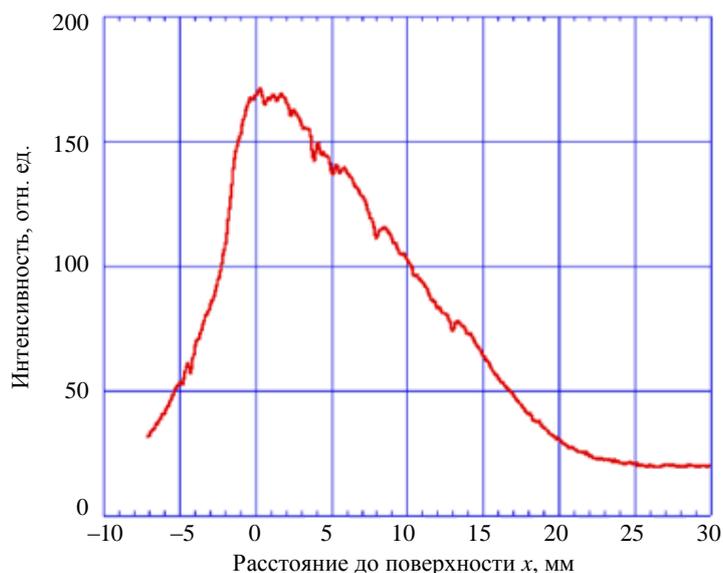


Рис. 8. Интегральная светимость спектрального интервала $\Delta\lambda = 490\text{—}494$ нм в зависимости от расстояния до поверхности мишени

Типичная спектрограмма, полученная в эксперименте, представлена на рис. 9, *а*. Горизонтальное и вертикальное направление на ней соответствует спектральной и пространственной координате соответственно. Поверхность мишени отмечена сплошной жёлтой линией. Чёрные горизонтальные полосы — тени от маркеров, которые использовались для определения пространственного масштаба.

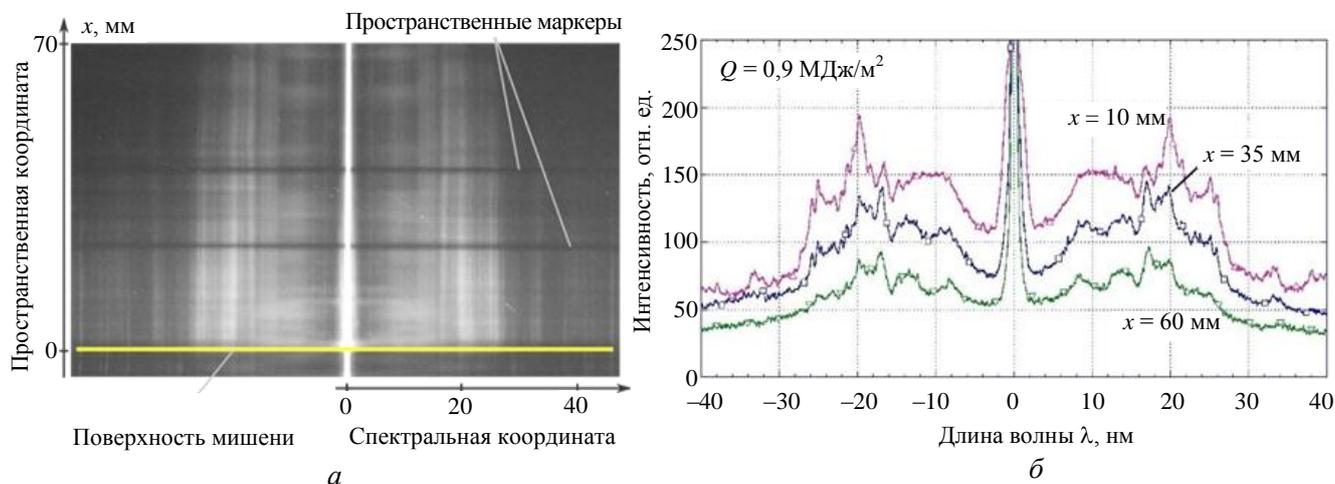


Рис. 9. Типичная спектрограмма ВУФ-диапазона (*а*) и спектры на различных расстояниях до поверхности мишени (*б*)

Спектрограмма симметрична относительно нулевого порядка дифракции (белая вертикальная полоса) и по спектральному компоненту охватывает диапазон $\Delta\lambda = 0\text{—}40$ нм. По пространственной координате поле зрения спектрометра охватывает область протяжённостью 70 мм, но за счёт перемещения мишени относительно линии наблюдения исследование спектров было выполнено на расстоянии до 250 мм от мишени.

На рис. 9, *б* показаны спектры, полученные для тепловой нагрузки $Q = 0,9$ МДж/м² на различных расстояниях (10, 35 и 60 мм) до поверхности мишени. Максимум спектральной яркости излучения вольфрама приходится на диапазон длины волны $\Delta\lambda_{\text{макс}} = 17\text{—}22$ нм, в то время как в аналогичных экспериментах, соответствующих срывам тока в ИТЭР, максимум яркости свечения наблюдался в диапазоне $\Delta\lambda_{\text{макс}} = 8\text{—}9$ нм [18]. Это различие объясняется тем, что в экспериментах по моделированию срывов тока тепловая нагрузка на мишень примерно в 30 раз больше, чем при моделировании ЭЛМов, соответственно, вольфрамовая плазма нагревается до более высоких температур, а спектр её свечения смещается в сторону коротких длин волн.

В работе [19] было проведено сопоставление экспериментальных данных, полученных на МК-200, с результатами численного моделирования, выполненного с помощью расчётного кода TOKES [20, 21] в Институте технологии Карлсруэ (KIT), Германия. Данный код разработан для моделирования процессов, протекающих в высокотемпературной плазме токамака, взаимодействия плазмы с защитными покрытиями дивертора, переноса энергии из плазмы на защитные покрытия с их последующим испарением и поступлением примесей в горячую водородную плазму.

Данные о спектральных линиях ионов вольфрама в окрестности 20 нм взяты из работ [22, 23]. Показано, что экспериментальные спектры являются суперпозицией спектральных линий двух групп ионов: $W^{+7}\text{—}W^{+8}$ и $W^{+13}\text{—}W^{+16}$ [19]. По-видимому, это может быть связано с тем, что линия наблюдения спектрометра проходит по диаметру плазменного столба, образующегося перед поверхностью мишени, и спектрометр регистрирует излучение, приходящее как из центральной части столба, так и с его периферии. Кроме того, описанные измерения были проведены без временного разрешения, поэтому нельзя исключать возможность того, что различные участки спектра формируются в различные моменты времени.

Измерения температуры плазмы в описываемых экспериментах не проводились. Такие измерения выполнялись ранее в аналогичных экспериментах, но при более высоких плазменных нагрузках [24]. В качестве средства диагностики использовался метод томсоновского лазерного рассеяния. Было показано, что на расстоянии 1—10 см от поверхности мишени температура плазмы составляет 30—90 эВ. Полученный результат хорошо согласуется как с результатами расчётов [19], согласно которым температура вольфрамовой плазмы на установке МК-200 составляет 10—50 эВ, так и с результатами работы [23], в которой приведены спектральные данные для ионов вольфрама $W^{+5}\text{—}W^{+16}$ при температуре 50 эВ.

На рис. 10 показаны спектры излучения вольфрамовой плазмы в ВУФ-диапазоне, полученные для различных значений тепловой нагрузки Q .

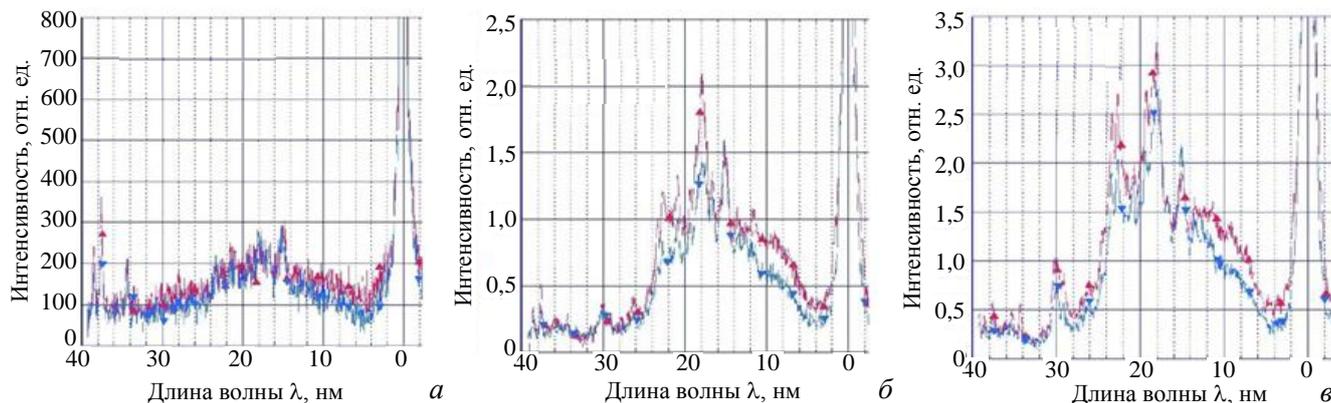


Рис. 10. ВУФ-спектры вольфрамовой плазмы на расстоянии от поверхности мишени 10 (▲) и 20 мм (▼) для значений тепловых нагрузок Q : а — 0,35 МДж/м²; б — 0,5 МДж/м²; в — 1,0 МДж/м².

Увеличение Q с 0,35 до 0,5 МДж/м² (см. рис. 10, а, б) ведёт к резкому возрастанию яркости спектра, а также к существенному изменению его формы, что связано с началом интенсивного испарения материала мишени. Дальнейшее увеличение Q вплоть до 1,0 МДж/м² приводит лишь к незначительному росту интенсивности излучения, при этом характерный вид спектра не меняется (см. рис. 10, б, в).

На рис. 11 показана интегральная светимость плазмы в спектральном интервале $\Delta\lambda = 5\text{—}30$ нм в зависимости от расстояния до поверхности мишени.

В ВУФ-диапазоне толщина излучающего слоя оказывается больше, чем в видимом диапазоне длин волн, и равна 60—70 мм.

Динамика примесей вольфрама. По сравнению с ВУФ-спектроскопией АХУV-фотодиоды обладают большей чувствительностью и позволяют регистрировать излучение примесей при более низких значениях тепловой нагрузки, приходящей на материал. Так, фотодиод, направленный на ближайшую к мишени зону, регистрировал коротковолновое излучение при $Q = 0,2$ МДж/м², в то время как на спектрограммах (см. рис. 10, а) линии вольфрама появляются при $Q > 0,35$ МДж/м².

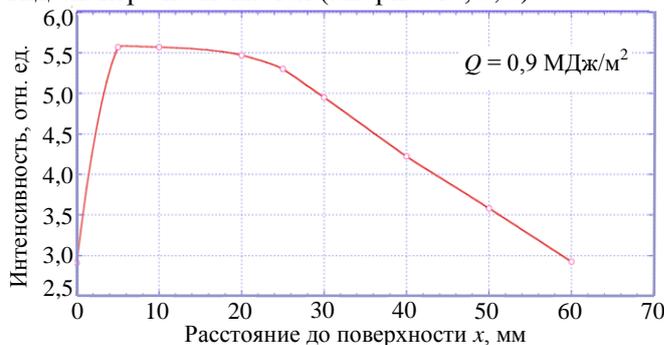


Рис. 11. Интегральная светимость плазмы в спектральном интервале $\Delta\lambda = 5\text{—}30$ нм в зависимости от расстояния до поверхности мишени

Скорость движения фронта свечения примесей V была определена с помощью камеры-обскуры (см. рис. 5, а) по временной задержке Δt между сигналами с АХУV-фотодиодов (рис. 12, а). Видно, что при расстоянии между соседними точками наблюдения 40 мм (см. рис. 5, а) время Δt составляет 1,5 мкс, что соответствует скорости $V \sim 25$ км/с. Стоит отметить, что во всём исследованном диапазоне тепловых

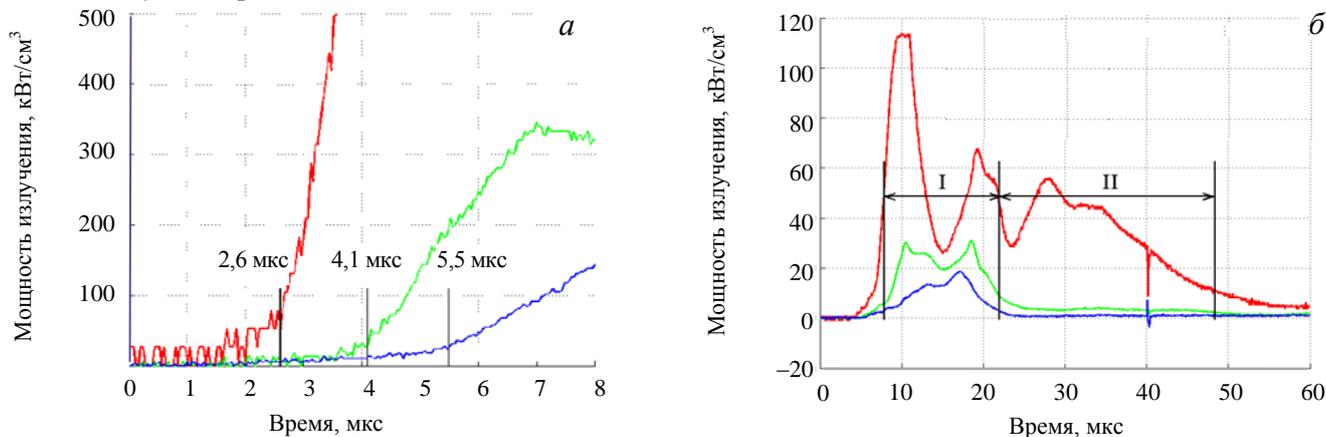


Рис. 12. Сигналы с фотодиодов на расстоянии до поверхности мишени $x = 9$ (—), 49 (—), 89 мм (—) (а) и динамика свечения примесей за время плазменного воздействия: $x = 20$ см, $E = 1,92$ Дж (—); $x = 60$ см, $E = 0,43$ Дж (—); $x = 100$ см, $E = 0,20$ Дж (—) (б)

нагрузок $Q = 0,2—1,2$ МДж/м² полученное значение V остаётся примерно одинаковым и не зависит от величины Q . Без проведения дополнительных спектральных измерений было бы преждевременно утверждать, что измеренная скорость — это скорость движения ионов вольфрама ($E_W \sim 0,5$ кэВ) вдоль силовых линий магнитного поля навстречу налетающему потоку водородной плазмы.

На рис. 12, б показана динамика свечения примесей на разных расстояниях x до поверхности мишени. На рисунке также показаны интегральные значения энергии излучения E , поступившей на фотодиоды за всё время облучения мишени. Видно, что энергия излучения примесей уменьшается примерно в 5 раз при увеличении x с 20 до 60 мм и ещё в 2 раза при увеличении x с 60 до 100 мм. Это свидетельствует о резком снижении концентрации примесей с увеличением расстояния до облучаемого образца.

Динамика свечения примесей оказывается различной на разных расстояниях от мишени. Так, на начальной стадии облучения I (см. рис. 12, б) все три фотодиода регистрируют яркое свечение длительностью 10—15 мкс. Далее сигнал ближнего к мишени ($x = 20$ мм) фотодиода продолжает оставаться на достаточно высоком уровне на протяжении ещё 25 мкс. При этом сигналы «дальних» фотодиодов ($x > 50$ мм) спадают практически до нуля и остаются малыми вплоть до окончания плазменного воздействия. В настоящее время сложно однозначно указать причину наблюдаемой динамики свечения примесей.

Яркость свечения примесей быстро падает с увеличением расстояния до мишени: примерно на порядок

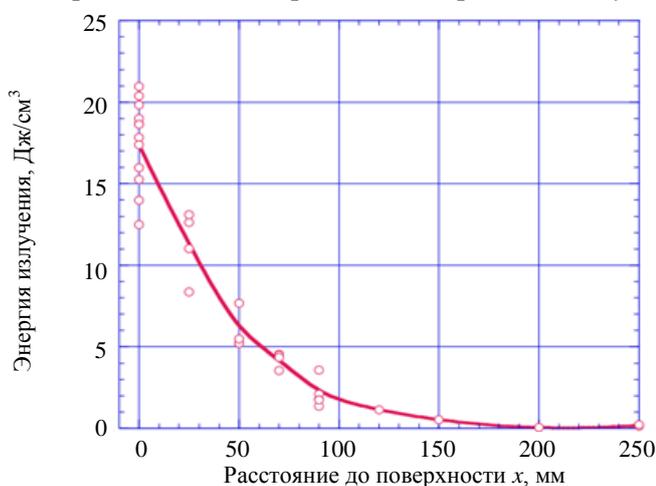


Рис. 13. Пространственное распределение плотности энергии излучения примесей в зависимости от расстояния до поверхности мишени

величины при $x = 100$ мм (рис. 13). Несмотря на это, чувствительность фотодиодов оказывается достаточной, чтобы зарегистрировать излучение на расстоянии $x = 150—200$ мм до поверхности облучаемого образца. Таким образом, было бы преждевременно делать вывод о том, что вольфрамовые примеси будут локализованы исключительно вблизи диверторных пластин ИТЭР и не смогут проникнуть в основную камеру токамака.

Использование фильтра, отсекающего излучение в длинноволновой области спектра (см. рис. 5, б), не ведёт к существенному изменению результата, представленного на рис. 13. Объёмная плотность источника излучения вблизи поверхности мишени остаётся на уровне 15 Дж/см³. Это позволяет утверждать, что основная часть энергии свечения примесей сосредоточена в ВУФ- и мягкой рентгеновской (МР) областях спектра, лежащих в окнах пропускания фильтра.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе исследованы формирование и динамика примесей вольфрама, образующихся в условиях, характерных для ЭЛМов и ослабленных срывов тока в диверторе ИТЭР. В ходе работы плоские вольфрамовые мишени облучали потоками водородной плазмы на установке МК-200. Экспериментально определена тепловая нагрузка, при которой начинается интенсивное испарение вольфрама. Проведены спектральные исследования плазмы вблизи поверхности мишени в видимом и ВУФ-диапазонах. Получены данные о динамике перемещения примесей вдоль силовых линий магнитного поля, навстречу налетающему плазменному потоку.

Показано, что при длительности плазменного воздействия $t = 50$ мкс излучение вольфрамовой плазмы появляется при тепловой нагрузке около $Q = 0,4$ МДж/м². Интенсивное испарение вольфрама происходит при нагрузке $Q \geq 0,5$ МДж/м².

В видимом диапазоне зарегистрированы спектральные линии атомов W^0 и однократно ионизованных ионов вольфрама W^{+1} . Эффективная толщина плазменного слоя, излучающего в видимом диапазоне, составляет $h = 1—2$ см. При этом в ВУФ-диапазоне толщина h оказывается больше и достигает 6—7 см.

Максимум спектральной яркости излучения вольфрамовой плазмы при плазменных нагрузках, характерных для ЭЛМов, приходится на диапазон длины волны $\Delta\lambda_{\text{макс}} = 17—22$ нм. При этом интенсивность свечения максимальна вблизи поверхности мишени и резко снижается с увеличением расстояния x до неё. Тем не менее излучение удаётся уверенно регистрировать даже на расстоянии $x > 15$ см.

Основываясь на полученных экспериментальных результатах, преждевременно делать вывод о том, что примеси вольфрама будут локализованы вблизи диверторных пластин ИТЭР и не смогут проникнуть в главную камеру токамака. Эксперименты по дальнейшему изучению эрозии защитных материалов и динамики их примесей будут продолжены.

REFERENCES

1. <http://www.iter.org/mach/divertor>.
2. **Pitts R.A. et al.** — J. of Nuclear Materials, 2011, vol. 415, S957.
3. **ITER Physics Basis.** — Nucler Fusion, 1999, vol. 39, p. 2137.
4. **Federici G., Scinner C.H., Brooks J.N. et al.** — Ibid., 2001, vol. 41, p. 1967.
5. **Drozdov A.A., Litunovsky V.N., Ljublin B.V. et al.** — Plasma Devices and Operations, 1992, vol. 2, p. 111.
6. **Arkhipov N.I., Bakhtin V.P., Safronov V.M. et al.** — J. of Nuclear Materials, 1995, vol. 220—222, p. 1066.
7. **Belan V.G., Levashov V.F., Maynashev V.S. et al.** — Ibid., 1996, vol. 233—237, p. 763.
8. **Chebotarev V.V., Garkusha I.E., Garkusha V.V. et al.** — Ibid., p. 736.
9. **Linke J., Akiba M., Bolt H. et al.** — Ibid., 1994, vol. 212—215, p. 767.
10. **Astrelin V.T., Burdakov A.V., Chebotaev P.Z.** — Nuclear Fusion, 1997, vol. 37, № 11, p. 1541.
11. **Nakamura K., Suzuki S., Tanabe T. et al.** — Fusion Engineering and Design, 1998, vol. 39—40, p. 295.
12. **Engelko V., Andreev A.D., Burtseva T. et al.** — J. of Nuclear Materials, 1996, vol. 233—237, p. 818.
13. **Arkhipov N. et al.** — Ibid., p. 767.
14. **Arkhipov N.I., Bakhtin V.P., Vasenin S.G. et al.** — Fizika plazmy (Plasma Physics), 2001, vol. 27, № 3, p. 243 (in Russian).
15. **Klimov N.S., Podkovyrov V.L., Zhitlukhin A.M. et al.** — VANT. Ser. Termoyadernyi sintez (Problems of Atomic Science and Technology. Ser. Thermonuclear Fusion), 2009, issue 2, p. 52 (in Russian).
16. <http://www.technoexan.ru/products/diodes/cat3.php>.
17. http://henke.lbl.gov/optical_constants/filter2.html.
18. **Arkhipov N.I., Bakhtin V.P., Kurkin S.M. et al.** — Problems of Atomic Science and Technology. Series Plasmas Physics, 2000, vol. 6, pp. 97—99.
19. **Pestchanyi S., Arkhipov N., Landman I. et al.** — J. of Nuclear Materials, 2013, vol. 438, pp. 459—462.
20. **Landman I.S. et al.** — Fusion Eng. Des., 2011, vol. 86, pp. 1616—1619.
21. **Landman I.S.**, Tokamak Code TOKES Models and Implementation. Report of Forschungszentrum Karlsruhe, FZKA-7496, 2009.
22. **Suzuki C. et al.** — J. Phys. B: Mol. Opt. Phys., 2011, vol. 44, № 17.
23. **Peacock N.J. et al.** — Can. J. Phys., 2008, vol. 86, pp. 277—284.
24. **Arkhipov N.I., Bakhtin V.P., Vasenin S.G. et al.** — Fizika plazmy (Plasma Physics), 1998, vol. 24, № 4, pp. 309—317 (in Russian).

AUTHORS

Poznyak I.M. State Research Center of Russian Federation Troitsk Institute for Innovation & Fusion Research, ul. Pushkovykh 12, 142190 Troitsk, Moscow, Russia; teufida@gmail.com

Arkhipov N.I. State Research Center of Russian Federation Troitsk Institute for Innovation & Fusion Research, ul. Pushkovykh 12, 142190 Troitsk, Moscow, Russia; n.arkhipov@iterrf.ru

Karelov S.V. State Research Center of Russian Federation Troitsk Institute for Innovation & Fusion Research, ul. Pushkovykh 12, 142190 Troitsk, Moscow, Russia; karscer1@mail.ru

Safronov V.M. State Research Center of Russian Federation Troitsk Institute for Innovation & Fusion Research, ul. Pushkovykh 12, 142190 Troitsk, Moscow, Russia; vsafr@triniti.ru

Toporkov D.A. State Research Center of Russian Federation Troitsk Institute for Innovation & Fusion Research, ul. Pushkovykh 12, 142190 Troitsk, Moscow, Russia; toporkov@triniti.ru

Received 15 November 2013
Problems of Atomic Science and Technology
Ser. Thermonuclear Fusion, 2014, vol. 37, issue 1, pp. 70—79.