

УДК 533.9

ИССЛЕДОВАНИЯ СПЕКТРОВ ИЗЛУЧЕНИЯ ПРОДУКТОВ РАЗРУШЕНИЯ АБЛИРУЮЩИХ ТЕПЛОЗАЩИТНЫХ МАТЕРИАЛОВ В ДОЗВУКОВОМ ПОТОКЕ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ВОЗДУШНОЙ ПЛАЗМЫ

Быкова Н.Г.

*Научно-исследовательский институт механики МГУ,
Москва, 119192, Мичуринский проспект, 1
nageby@mail.ru*

Аннотация

В работе представлены результаты исследования пограничного слоя аблирующих теплозащитных материалов двух типов – асботекстолита и стеклопластика. Исследования проводилось методом эмиссионной спектроскопии. Образцы подвергались воздействию дозвукового потока воздушной плазмы в индукционном плазматроне ВГУ-4 ИМП РАН. По временным сериям спектров излучения пограничного слоя (СИПС) определены компоненты продуктов разрушения и их динамика в процессе уноса массы образцов. По спектрам молекулярных компонентов, поступающих в пограничный слой при абляции, определены его температурные характеристики, по абсолютной интенсивности спектров – концентрации молекулярных и атомарных компонентов. По относительной интенсивности линий Ca I и Ca II получено распределение температуры в пограничном слое. По временной серии изображений пограничного слоя определена скорость разрушения образца при заданном тепловом потоке и динамика зоны свечения поступающих в него продуктов.

INVESTIGATIONS OF DESTRUCTION PRODUCTS EMISSION SPECTRA OF ABLATIVE THERMOPROTECTION MATERIALS, EFFECTED BY SUBSONIC FLOW OF LOW-TEMPERATURE AIR PLASMA

Bykova N.G.

Institute of Mechanics, Lomonosov Moscow State University, Russia, Moscow, 119192

The paper presents the results of a study of the boundary layer on the two types of ablative thermal protection materials – asbotekstolit and fiberglass. The investigation was performed by emission spectroscopy methods. Samples were exposed to subsonic flow of air plasma in the induction plasmatron IPG-4 of Institute for Problems in Mechanics of RAS. From series of the boundary layer emission spectra the ablative components were identified and their dynamics in the process of the samples destruction was revealed. From the spectra of molecular ablative components the temperature characteristics of the boundary layer were estimated, while the concentration of molecular and atomic components were determined from the spectra absolute intensity. Through the relative intensities of the Ca I and Ca II lines the temperature distribution in the boundary layer was found. By the series of the boundary layer images the rate of the sample destruction at a given heat loading was defined, as well as the dynamics of injection products glowing zone.

1. Введение

Анализ характеристик пограничного слоя при обтекании образцов теплозащитных материалов (ТЗМ) потоком воздушной плазмы дает важную информацию о скорости абляции, компонентном составе и состоянии уносимых с поверхности материалов, а также о темпера-

турных характеристиках поверхности ТЗМ. Эта информация чрезвычайно важна при проектировании перспективных космических аппаратов нового поколения, а также для разработки физико–химической и радиационной моделей течения, необходимых для расчета конвективного и лучистого теплообмена к поверхности спускаемых аппаратов при вдуве продуктов разрушения ТЗМ в пограничный слой [1, 2].

Установками, моделирующими натурные условия на траектории спуска летательных аппаратов, являются плазмотроны разного типа. С точки зрения чистоты плазменного потока наиболее ценными из них являются индукционные плазмотроны. Возможность стабильной работы в течение длительного времени, позволяющая проследить эволюцию разрушения ТЗМ, создает плазмотронам преимущество перед ударными трубами.

В настоящей работе приведены результаты исследования пограничных слоев аблирующих материалов двух видов ТЗМ – асботекстолита (АТ1) и стеклопластика (СП1), представляющего собой более позднюю разработку ТЗМ. Исследования проводились методами оптической эмиссионной спектроскопии. Образцы испытывались в дозвуковом потоке низкотемпературной воздушной плазмы, генерируемой индукционным 100-киловаттным плазмотроном ВГУ–4 (ИПМ РАН) при давлении 100 гПа и плотности теплового потока в критической точке 40 Вт/см^2 (энтальпия в критической точке $\sim 15 \text{ МДж/кг}$) [3–5].

Спектры излучения, регистрируемые в пограничном слое около образцов материалов тепловой защиты, при их термохимическом разрушении, принадлежат частицам (атомам и молекулам) четырех типов:

- молекулы и атомы диссоциированного и частично ионизованного воздуха;
- молекулы примесей, содержащихся в воздухе;
- молекулы и атомы продуктов разрушения, различные для материалов разного состава;
- продукты химических реакций продуктов разрушения с компонентами набегающего потока (воздуха) – оксиды, нитриды и т.п.

2. Описание эксперимента

Поток дозвуковой воздушной плазмы, генерируемый на плазмотроне ВГУ–4, имеющим разрядный канал диаметром 80 мм, представляет собой осесимметричную струю диаметром ~ 50 мм. Для наблюдения явлений непосредственно в пограничном слое желательно исключить обтекание образца плазменной струей со стороны линии наблюдения. Для этого длина образца вдоль линии оптического наблюдения должна заметно превышать диаметр обтекающего плазменного потока. В представленных экспериментах этому условию полностью удовлетворял образец из стеклопластика, изготовленный в виде параллелепипеда со скругленными краями сечением 10×12 мм и длиной 65 мм. Образец из материала АТ1, представлял собой полуцилиндр радиусом 15 мм и длиной 35 мм. Такая длина образца была явно недостаточной для полного исключения обтекания боковых поверхностей плазменной струей, что подтверждалось наблюдаемой после испытаний значительной эрозией краев боковых граней образца АТ1. При анализе результатов исследования это обстоятельство следует иметь в виду.

Оптическая часть экспериментальной установки для регистрации СИПС приведена на рис. 1. При испытаниях асботекстолита АТ1 СИПС регистрировался последовательно в коротковолновом ($240 \div 450$ нм) и длинноволновом ($450 - 990$ нм) диапазонах спектрометром S1000, встроенным в ПК, а изображение пограничного слоя в узком спектральном диапазоне фиксировалось CCD камерой, расположенной на выходе монохроматора McPherson с фокусным расстоянием 1 м и дифракционной решеткой 1200 штр./мм. При испытаниях стеклопластика спектрометр S1000 регистрировал СИПС в коротковолновом диапазоне, а спектрограф SPM2 с CCD камерой фиксировал изображение пограничного слоя в длинноволновом участке спектра. Процедура калибровки чувствительности спектрометра S1000 в абсолютных энергетических единицах, описанная в [6], была выполнена с помощью тарированной

вольфрамовой лампы. При диаметре входного отверстия световода 50 μm и 4-кратном оптическом уменьшении изображения линейный размер регистрируемой спектрометром области излучения составлял примерно 0.2 мм в центре плазменной струи и 0.8 мм – на краях струи.

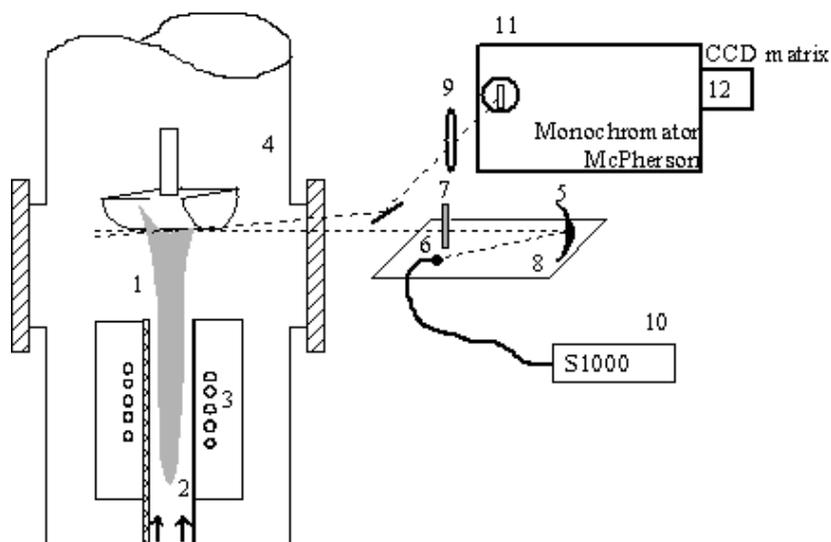


Рис.1. Схема экспериментальной установки. 1 – плазменная струя; 2 – кварцевая труба; 3 – индуктор; 4 – барокамера; 5 – вогнутое зеркало; 6 – световод; 7 – светофильтры; 8 – платформа; 9 – линза ахромат ($f = 300$ мм); 10 – двухканальный дифракционный спектрометр S1000; 11 – монохроматор; 12 – CCD камера (1024×1024)

Технические возможности регистрирующей части установки таковы, что минимальный интервал времени между записями последовательных объемов информации составил 13 и 8 секунд при испытаниях соответственно АТ1 и стеклопластика. Это и определило в данном исследовании выбор режима тепловой нагрузки на исследуемые образцы: $N_{\text{ап}} = 20$ кВт; $P = 100$ гПа; $G = 2.5$ г/с. Для этих параметров генерации тепловой поток к холодной каталитической стенке в критической точке в месте расположения образца (на расстоянии 60 мм от среза разрядного канала) составляет 40 Вт/см². При таком режиме испытаний скорости нагрева и разрушения образца невысоки, что позволяет проследить развитие этих процессов во времени при данной скорости записи информации. При этом нужно отметить, что информация, содержащаяся в разных спектрах временной последовательности, относится к разным сечениям пограничного слоя, поскольку при записи положение линии наблюдения фиксировано в пространстве, а ее расстояние от поверхности разрушающегося образца увеличивается со временем неконтролируемым образом. Так, если в начальный момент времени линия наблюдения проходит в непосредственной близости от поверхности образца (точность юстировки не хуже 0.5 мм), то для образца АТ1 соответствующий зазор достигает ~ 3.5 мм по истечении 8 минут испытаний, а для стеклопластика ~ 2.3 мм по окончании 4.5 минут испытаний.

3. Результаты эксперимента

Общий характер изменения СИПС в коротковолновом диапазоне длин волн для обоих образцов можно проследить по данным рис. 2, а соответствующая временная последовательность спектров в длинноволновом диапазоне длин волн для образца АТ1 приведена на рис. 3.

На рис. 4 сопоставлены СИПС в коротковолновом диапазоне и спектры излучения свободной воздушной плазменной струи, снятые в сечении потока, соответствующем положе-

нию образца в начальный момент ($t=0$ с), и СИПС, снятые сразу после ввода образцов в плазму. Там же приведена расшифровка наблюдаемых спектров.

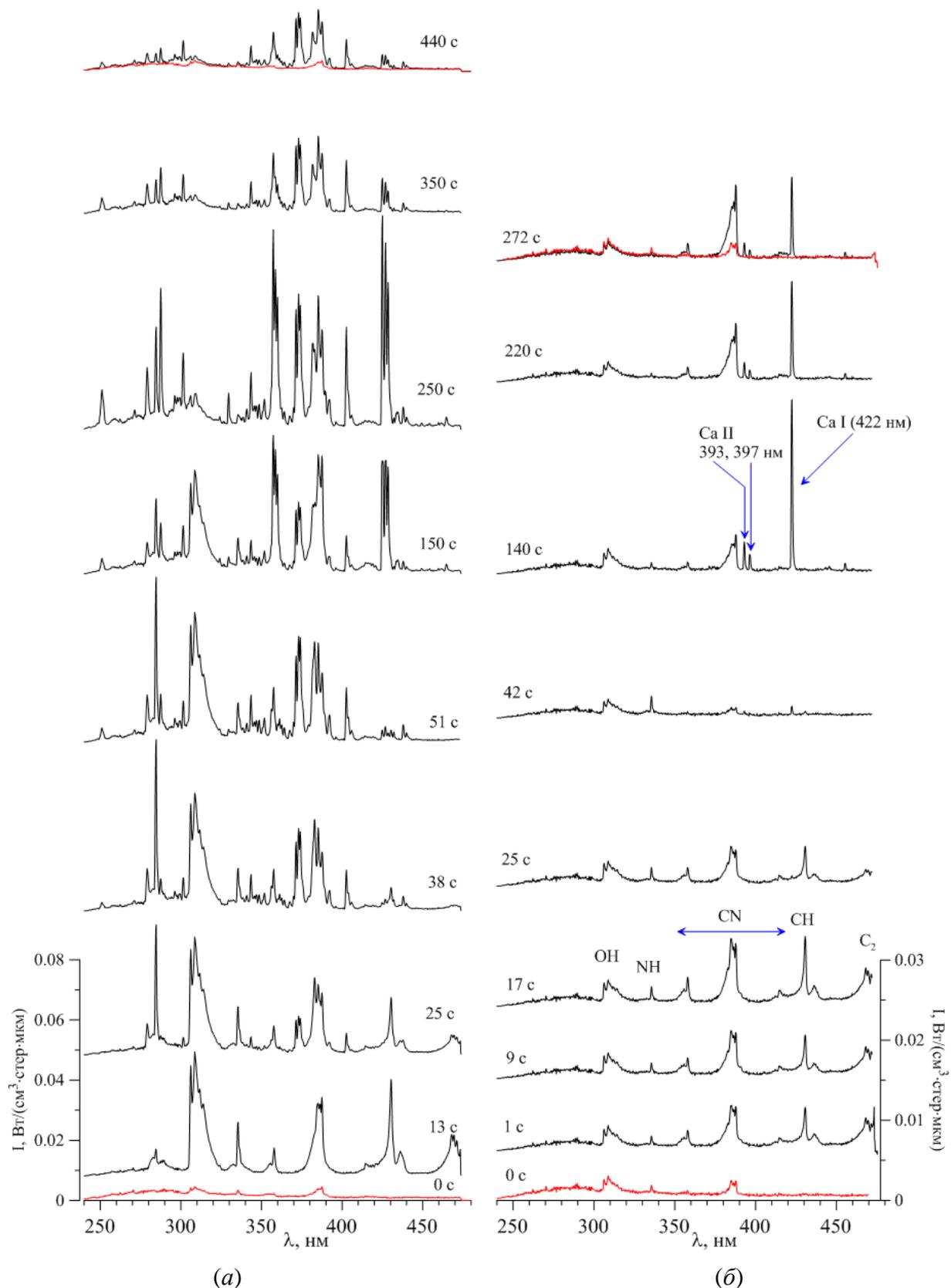


Рис. 2. Временные последовательности СИПС в коротковолновом диапазоне образцов АТ1 (а) и СП1 (б); спектр свободной плазменной струй – красные линии

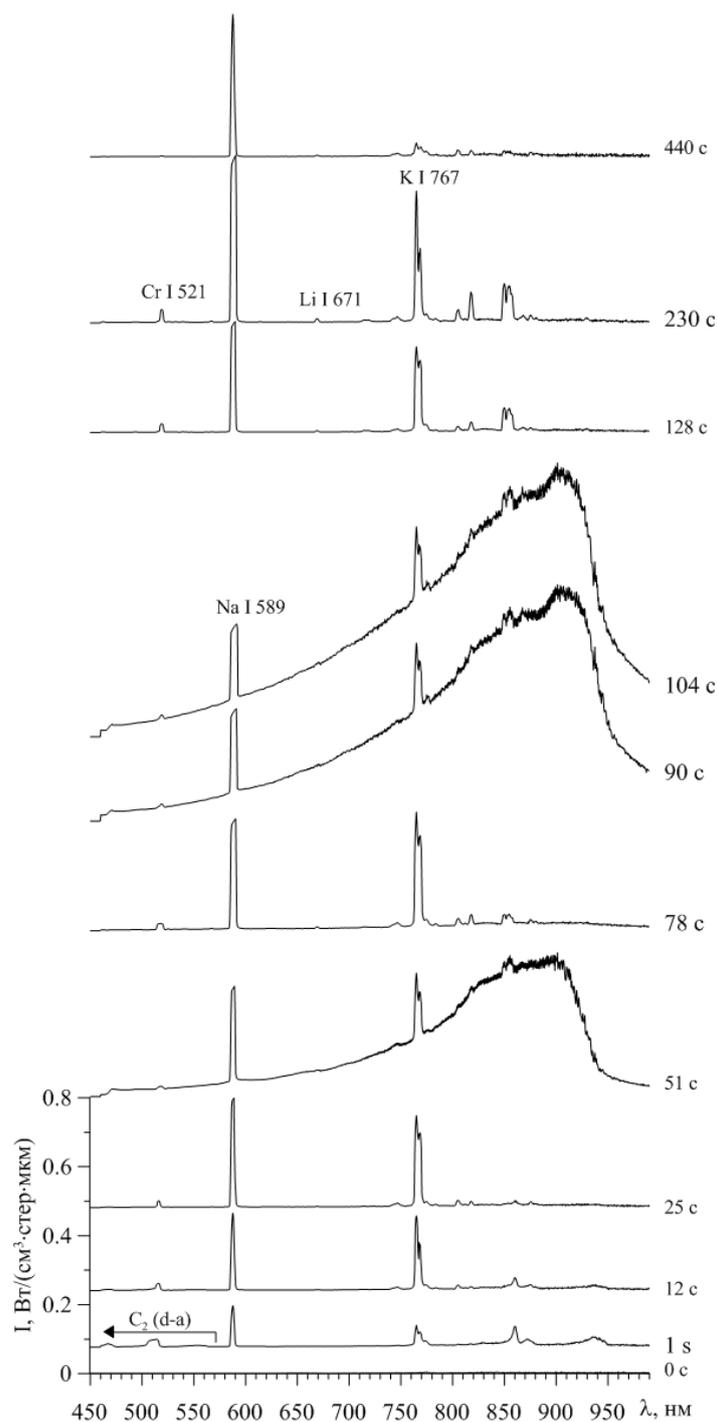


Рис. 3. Временная последовательность СИПС в длинноволновом диапазоне образца АТ1

Из данных рис. 4 следует, что в спектре плазменной струи присутствуют полосы радикалов ОН, NH и CN. После ввода образцов в плазменный поток на начальном этапе нагрева (до ~40 с) в СИПС появляются полосы радикала СН и молекулы C_2 , интенсивности которых коррелированно меняются во времени по мере прогрева образцов (рис. 5). Появление этих компонентов обусловлено, скорее всего, пиролизом смолы, который начинается уже при $T > 400$ К. По всей видимости, радикал СН вдвигается в пограничный слой в результате распада органических компонентов образца, а молекула C_2 может также образовываться в пограничном слое в результате, например, диссоциации $CH \xrightarrow{3.5\text{eV}} C + H$ и рекомбинации $C + C \rightarrow C_2$.

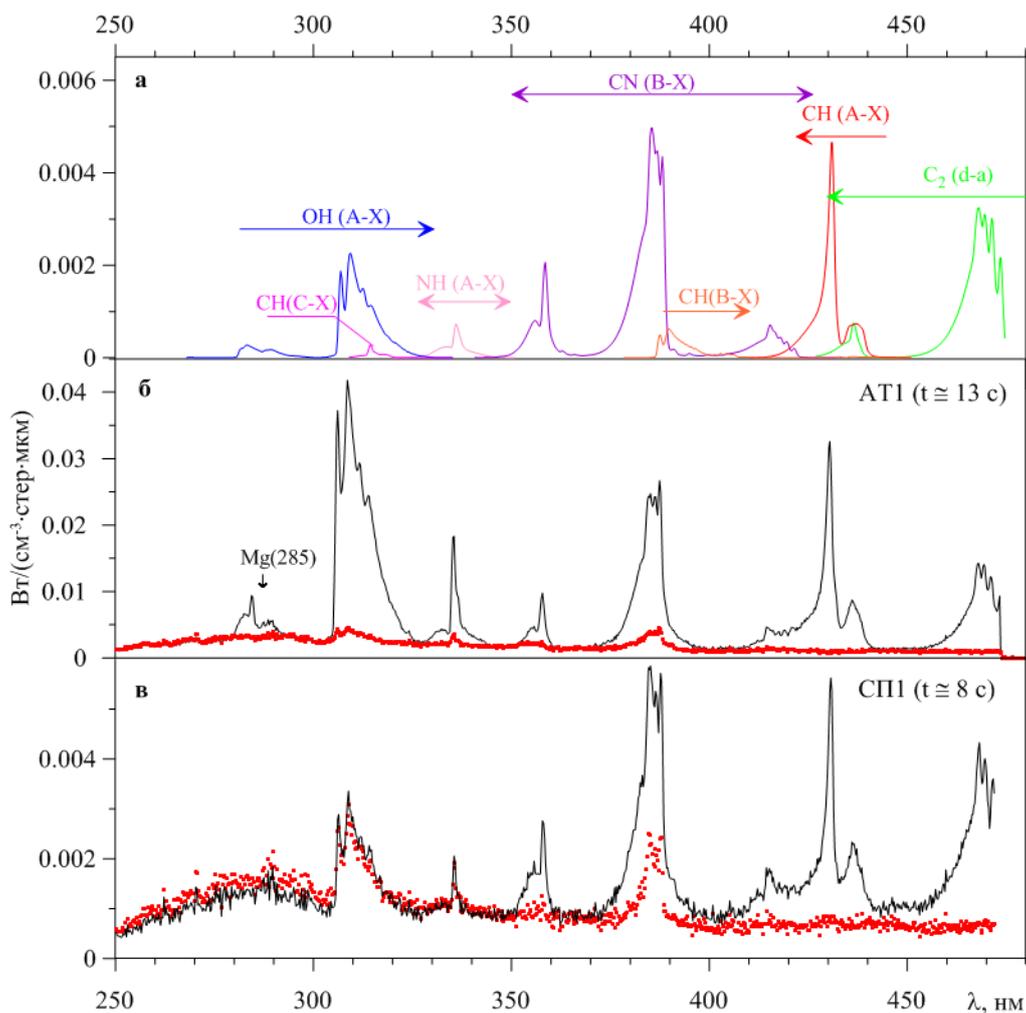


Рис.4. СИПС образцов АТ1 (б) и СП1 (в) сразу после ввода образцов в плазму ($t \sim 10$ с) (сплошные линии) в сравнении с соответствующими спектрами свободной плазменной струи (красные точки); (а) – расчетные спектры молекулярных компонентов [7], идентифицированных в спектрах излучения пограничных слоев

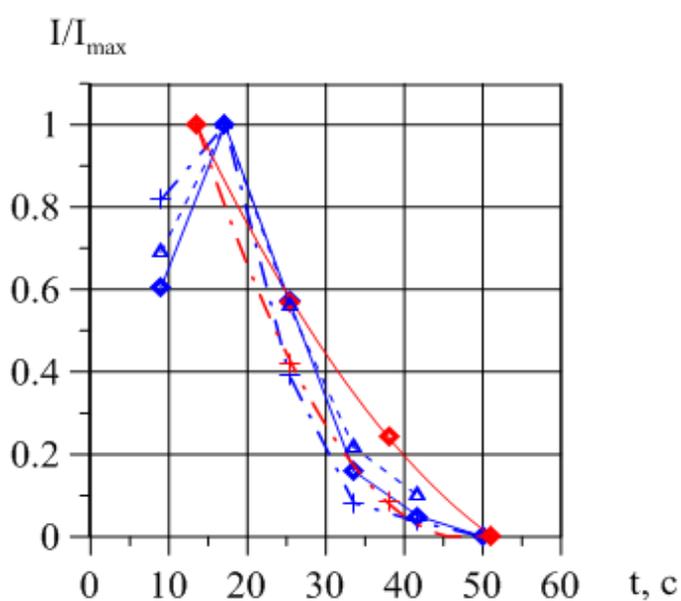


Рис.5. Изменение интенсивности излучения молекул СН (\diamond), C_2 (+) и CN (Δ) со временем в СИПС образца АТ1 (красные символы и линии) и образца СП1 (синие символы и линии)

Причем, на примере образца СП1, когда спектр излучения полос CN не перекрывается спектрами излучения других продуктов нагрева образца, из сравнения наблюдаемой формы спектра фиолетовой полосы CN с расчетными можно сделать вывод о том, что радикал CN на этапе нагрева образца образуется в высоком колебательно-возбужденном состоянии (см. рис.6 и табл.1).

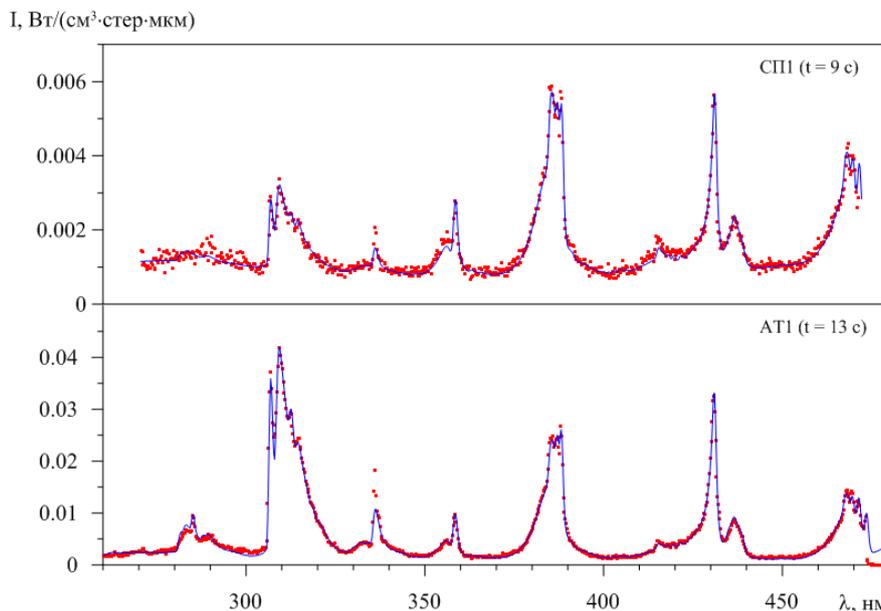


Рис.6. Сопоставление СИПС образцов АТ1 и СП1, снятых на этапе нагрева образцов (красные точки), со спектрами излучения, рассчитанными на основе данных таблицы 1 (синяя сплошная линия)

Таблица 1

Значения параметров, используемых при расчете СИПС, представленных на рис.6

Компонент	АТ1						СП1					
	N_i, cm^{-3}	N_0, cm^{-3}			T_v, K	T_r, K	N_i, cm^{-3}	N_0, cm^{-3}			T_v, K	T_r, K
		T_e, K						T_e, K				
	1500	1800	2000				1600	1800	2000			
C2_d-a	$2.3 \cdot 10^5$	$3 \cdot 10^{17}$	$1.3 \cdot 10^{16}$	$2.7 \cdot 10^{15}$	4500	4000		$7 \cdot 10^{15}$	$1.25 \cdot 10^{15}$	$3 \cdot 10^{14}$	5500	3500
CH_A-X	$1.45 \cdot 10^7$	$1.55 \cdot 10^{19}$	$4.8 \cdot 10^{17}$	$8.6 \cdot 10^{16}$	3000	3000	$2.1 \cdot 10^6$	$8.4 \cdot 10^{17}$	$9.5 \cdot 10^{16}$	$1.75 \cdot 10^{16}$	2500	2500
CH_B-X	$6.65 \cdot 10^5$	$1.55 \cdot 10^{19}$	$3.08 \cdot 10^{17}$	$4.45 \cdot 10^{16}$	3000	3000	$2.1 \cdot 10^5$	$1.08 \cdot 10^{18}$	$9.5 \cdot 10^{16}$	$1.4 \cdot 10^{16}$	2500	2500
CH_C-X	$1.7 \cdot 10^4$	$1.55 \cdot 10^{19}$	$1.22 \cdot 10^{17}$	$1.12 \cdot 10^{16}$	3000	3000	$4.3 \cdot 10^3$	$4 \cdot 10^{18}$	$2 \cdot 10^{17}$	$1.8 \cdot 10^{16}$	2500	2500
CN_B-X	$3.3 \cdot 10^4$	$1.95 \cdot 10^{19}$	$3.2 \cdot 10^{17}$	$4 \cdot 10^{16}$	7400	6000	$5.3 \cdot 10^3$	$9.7 \cdot 10^{17}$	$7.4 \cdot 10^{16}$	$9.5 \cdot 10^{15}$	9200	6500
Mg (285 нм)	$1.64 \cdot 10^5$	$2.25 \cdot 10^{19}$	$8.3 \cdot 10^{16}$	$5 \cdot 10^{15}$								
Компонент	N_i, cm^{-3}	N_0, cm^{-3}			T_v	T_r		N_0, cm^{-3}			T_v	T_r
		T_e						T_e				
		1500	2000	4000				1600	2000	4000		
NH_A-X	$4 \cdot 10^5$	$2.15 \cdot 10^{20}$	$2.45 \cdot 10^{17}$	$1.5 \cdot 10^{13}$	7600	6000	$6.0 \cdot 10^4$	$6 \cdot 10^{18}$	$3.6 \cdot 10^{16}$	$2.2 \cdot 10^{12}$	4000	4000
OH_A-X	$7.3 \cdot 10^6$	$2.0 \cdot 10^{23}$	$7.6 \cdot 10^{19}$	$6 \cdot 10^{14}$	4400	5000	$5.3 \cdot 10^5$	$1.4 \cdot 10^{21}$	$3.9 \cdot 10^{18}$	$3.1 \cdot 10^{13}$	4000	4000

Здесь N_i – заселенность возбужденного электронного уровня, N_0 – концентрация компонента.

На этапе разрушения образцов (после 50 секунды) в СИПС можно наблюдать появление фиолетовой полосы CN лишь для образца СП1, причем интенсивность полосы превышает ее интенсивность в свободном плазменном потоке и возрастает вплоть до момента выключения (270 сек). На этом этапе разрушения образца форма наблюдаемого спектра фиолетовой полосы CN описывается расчетным спектром с колебательной и вращательной температурами равными температуре плазменного потока (см. рис. 7 и табл. 2). Заметим, что на этом временном отрезке наблюдаемые изменения в СИПС связаны не столько с процессами в образце, сколько с перемещением линии наблюдения в область набегающего плазменного потока. Что касается образца АТ1, то для него проследить изменение структуры полос CN в СИПС не представляется возможным, поскольку, начиная уже со второго спектра, эта область длин волн перекрывается достаточно интенсивными линиями Fe I.

Спектры излучения пограничных слоев образцов отличаются также поведением полос радикалов OH и NH. А именно, если для образца СП1 интенсивности излучения полос этих радикалов практически не меняются с вводом образца в плазменный поток, а также на всем протяжении эксперимента, то при вводе в плазменный поток образца АТ1 интенсивности излучения полос OH и NH сначала резко возрастают, затем остаются практически стабильными вплоть до 150 секунды, а потом начинают уменьшаться и достигают уровня интенсивности в свободной плазменной струе примерно к 350 секунде.

Экспериментальные СИПС, снятые на начальном этапе нагрева образцов, сопоставлены на рис. 6 с расчетными распределениями для значений молекулярных температур и концентраций излучателей пограничного слоя, приведенных в табл. 1. Используемая в работе модель расчета спектров двухатомных молекул подробно описана в работе [7]. Отметим, что в расчетах не учитывается эффект преддиссоциации молекул, а также пространственное распределение параметров пограничного слоя вдоль луча наблюдения.

Значения колебательной и вращательной температур для молекул OH, CN, и C₂ определялись независимо по форме их полос излучения, которые незначительно перекрываются с другими структурами.

Для радикала CN форма полос более чувствительна к вращательной температуре, поэтому величина колебательной температуры в этом случае приравнивалось значению вращательной температуры, точность определения которой составила примерно ± 500 К.

В силу заметного совмещения полос CN (B-X) и CN (C-X) с другими структурами (рис. 4а), значения молекулярных температур для них приравнивались соответствующим величинам, полученным по полосе CN (A-X).

Надежное определение температурных характеристик радикала NH практически невозможно, с одной стороны, в силу слабой зависимости формы спектра полосы A-X от температуры, с другой стороны, как оказалось, расчеты, выполненные в модели трех молекулярных температур, не описывают в должной мере форму наблюдаемого спектра радикала NH, по всей видимости, из-за неучета в расчетах эффекта преддиссоциации.

Определение температуры заселенности электронных уровней молекул (далее – электронной температуры) методом относительной интенсивности возможно для радикала CN, так как только для этой молекулы в спектрах пограничного слоя присутствуют полосы нескольких электронных переходов (A-X; B-X; C-X). Однако, поскольку полоса CN (B-X) сильно перекрывается с полосой CN (C-X), а интенсивность полосы CN (C-X) невелика (рис. 4а), то электронная температура определяется с относительно невысокой точностью ± 300 К. Методом абсолютных интенсивностей можно определить либо абсолютную заселенность верхнего электронного уровня перехода – N_i, либо, предположив больцмановский закон распределения заселенности, пару из двух параметров – электронной температуры T_e и концентрации частиц N₀. В табл. 1 приведены расчетные данные для обоих подходов, причем значения N₀ показаны для трех значений температуры T_e.

Согласие наблюдаемых и расчетных спектров (рис. 6) можно считать приемлемым во всем диапазоне длин волн, за исключением небольшого интервала в области полосы NH. Для образца СП1, обращает на себя внимание и расхождение расчетной и наблюдаемой формы первой секвенции молекулы CN.

По данным табл. 1 можно сделать вывод о том, что радикал CN, присутствующий в пограничном слое находится в сильно возбужденном колебательном состоянии: разница между колебательной и вращательной температурами заметно больше, чем для других молекул, и составляет 1400 К для образца АТ1 и 2700 К для образца СП1, кроме того, значения колебательной и вращательной температур значительно выше температуры нагрева образца и даже температуры плазменного потока. Более того, для образца СП1 форма спектра этой молекулы моделью трех температур описывается не вполне удовлетворительно.

На этапе разрушения СИПС обоих образцов различаются кардинально, поэтому далее они рассматриваются отдельно.

В коротковолновом диапазоне спектра (250 ÷ 450 нм) пограничного слоя образца АТ1 присутствуют линии многих атомов: на первых секундах появляется резонансная линия Mg I 285 нм, затем линия Mg I 382 нм, две линии Mn I 280 и 403 нм и многочисленные линии Fe I, а с 24 секунды линии Si I 290 нм, Na I 330 нм, ряд линий Ni I и резонансный триплет Cr I (425 нм). На рис.7 сопоставлены спектр при $t = 116$ с, в котором представлены линии всех атомарных составляющих пограничного слоя образца АТ1, и расчетный равновесный спектр для $T = 4000$ К и значений концентраций компонентов, представленных в табл.2.

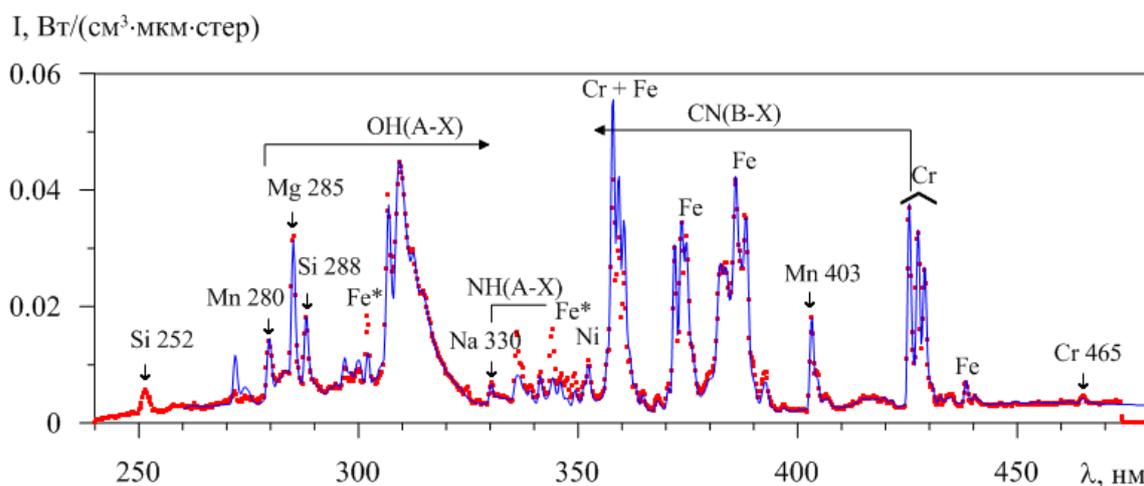


Рис.7. Сопоставление экспериментального СИПС образца АТ1 (точки) при $t = 116$ с и спектра, рассчитанного для значений температур и концентраций компонентов пограничного слоя, приведенных в табл.2 (сплошная линия)

Таблица 2

Значения параметров, используемых при расчете СИПС, приведенного на рис.7

Компонент	$N_0, \text{см}^{-3}$	$T_e, \text{К}$	$T_v, \text{К}$	$T_r, \text{К}$
OH_AX	1.02×10^{15}	4000	4200	4000
NH_AX	1.0×10^{13}	4000	4000	4000
CN_BX	3.4×10^{12}	4000	4400	4500
Si I	1.05×10^{13}	4000		
Mg I 383	4×10^{12}	4000		
Mg I 285	1.05×10^{11}	4000		
Fe I	1.55×10^{12}	4000		
Na I	5×10^{11}	4000		
Ni I	3.0×10^{11}	4000		
Cr I	$(2.5 \div 1.5) \times 10^{11}$	4000		
Mn I	7.7×10^{10}	4000		
Mg II	3×10^{10}	4000		

Значение температуры возбуждения атомов, равное 4000 К, было определено по относительной интенсивности основных спектральных линий Fe I, близкое к этому значению следует и из отношения интенсивностей двух линий Mn I. В то же время по двум интенсивным триплетам Cr I (360 и 425 нм) получается величина ~ 3100 К, хотя значение температуры 4000 К хорошо согласуется с отношением интенсивностей слабых линий Cr I 435, 465 нм и триплета 425 нм. Определение температуры по линиям Mg I 285 и 383 нм в рамках равновесной модели оказывается невозможным в силу аномально высокой интенсивности линии 383 нм на фоне отсутствия группы линий Mg I 278 нм. Наблюдаемое расхождение может быть объяснено как самопоглощением излучения резонансных линий, так и неравновесной заселенностью некоторых атомных уровней, что явно имеет место, по крайней мере, для двух линий Fe I (Fe* на рис.7).

Обращает на себя внимание отсутствие в СИПС наиболее интенсивной линии атома углерода (C I 248 нм). Оценка, полученная на основе чувствительности спектрометра и значения температуры ~ 4000 К, позволяет утверждать, что концентрация атомарного углерода в пограничном слое образца АТ1 не превышает 10^{17} см $^{-3}$.

Как видно из рис.2 а, абсолютные интенсивности атомных линий разных элементов с течением времени меняются независимым образом. Вместе с тем значение температуры, определенное по относительной интенсивности атомных линий (T_a), остается постоянным в пределах ошибки измерений ± 200 К. Так как такая величина погрешности при $T_a = 4000$ К незначительно влияет на результаты расчета равновесных концентраций атомов, то определение их зависимости от времени представляет определенный интерес. Значения концентрации элементов пограничного слоя, полученные из сопоставления экспериментальных спектров для различных моментов времени с расчетными, представлены на рис.8.

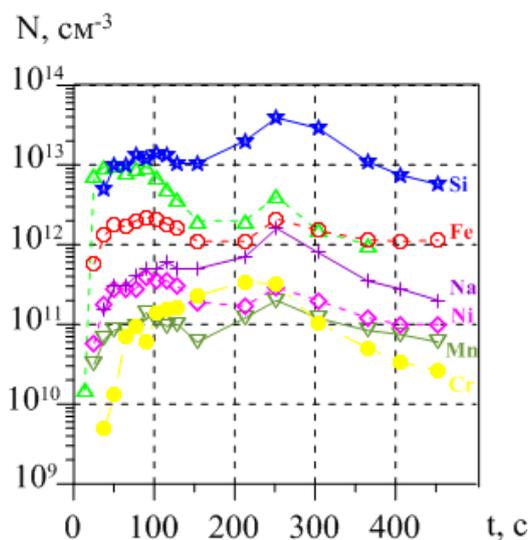


Рис.8. Концентрации атомных компонентов пограничного слоя образца АТ1, определенные из временной последовательности спектров

Заметим, что полученные таким образом зависимости отражают как временное, так и пространственное распределение атомарных продуктов вдува: на начальном этапе нагрева образца ($t \approx 50$ с) – это в большей мере временная зависимость, а на стадии разрушения образца – это преимущественно пространственное распределение. По данным рис. 8 прослеживается определенная корреляция временного хода концентраций для ряда элементов, а именно, группы Si, Na, Mn при соотношении концентраций $\approx 100 : 10 : 1$ и группы Fe, Ni, Mg при соотношении концентраций $\approx 10 : 1 : 20$; отличная от всех зависимость от времени присуща Cr.

Атомные спектральные линии присутствуют и на длинноволновом участке ($470 \div 990$ нм) СИПС образца АТ1 (см. рис. 3). Это – очень интенсивные резонансные дубле-

ты Na I 589 нм и K I 767 нм во всей последовательности спектров, слабые линии Mg I 518 нм и Na I 820 нм, Li I 671 нм, регистрируемые с $t = 26$ с, и линия Sr I 521 нм – после 90 с. На начальных спектрах присутствуют также «1», «0» и «-1» секвенции системы полос Свана молекулы C_2 . Из сопоставления абсолютных интенсивностей спектральных линий всех компонентов пограничного слоя образца АТ1 становится очевидным, что видимое свечение пограничного слоя этого образца обусловлено целиком излучением дублетов Na I и K I. Излучение этих дублетов сопряжено с сильным самопоглощением, прямым доказательством чего служит наблюдаемое отношение интенсивностей достаточно разрешенных компонентов дублета K I, сопоставленное с расчетной зависимостью этой величины от температуры для оптически тонкой плазмы (рис. 9).

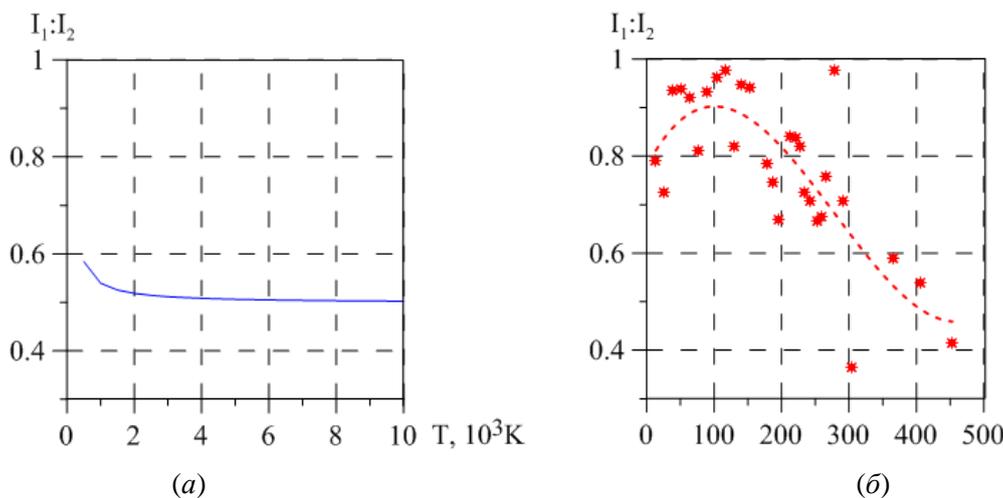


Рис.9. Теоретическое отношение интенсивностей компонентов дублета K I в зависимости от температуры (а) и соответствующие экспериментальные значения из СИПС для образца АТ1 в разные моменты времени (б)

Аналогичный вывод можно сделать и для дублета Na I, исходя из спектроскопических данных и того факта, что его интенсивность заметно превышает интенсивность дублета K I. Независимое определение температуры по одиночным атомным линиям длинноволнового участка спектра невозможно, однако оценки концентрации Na по линии 820 нм и Sr по линии 521 нм для значения температуры 4000 К, согласуются с данными, полученными по спектральным линиям коротковолнового участка спектра.

На длинноволновых спектрах, снятых в моменты времени $t = 51$ и 103 с (см. рис.3), присутствует интенсивное непрерывное излучение практически на всем диапазоне длин волн. Своим происхождением оно обязано тепловому излучению кусочков образца, не полностью оторвавшихся от основы и на некоторое время оказавшихся в области наблюдения. Путем сравнения наблюдаемого непрерывного спектрального распределения с кривыми равновесного излучения черного тела для ряда значений температуры можно оценить температуру нагрева поверхности образца, имея априорную информацию о диапазоне изменения степени черноты образца – ε до и после испытаний.

Соответствующее сопоставление спектров для $t = 51, 90$ и 103 с представлено на рис.10. Для наблюдаемого распределения при $t = 103$ с (кривая 3) наилучшее совпадение в области $470 \div 910$ нм достигается с кривой теплового излучения при $T_0 = 2000 \div 1950$ К для значения $\varepsilon = 0.45$, практически не зависящем от длины волны в этом спектральном диапазоне.

Спектры этого кусочка образца в соседние моменты времени (кривые 2 и 3) близки по интенсивности, что позволяет говорить о стабильной во времени температуре образца, которую можно интерпретировать как температуру нагрева поверхности образца АТ1. Формы этих спектров подобны кривой теплового излучения серого тела на участке длин волн

600 ÷ 910 нм, на интервале 470 ÷ 600 нм форма спектра, снятого в более ранний момент времени, заметно отличается от кривой серого тела.

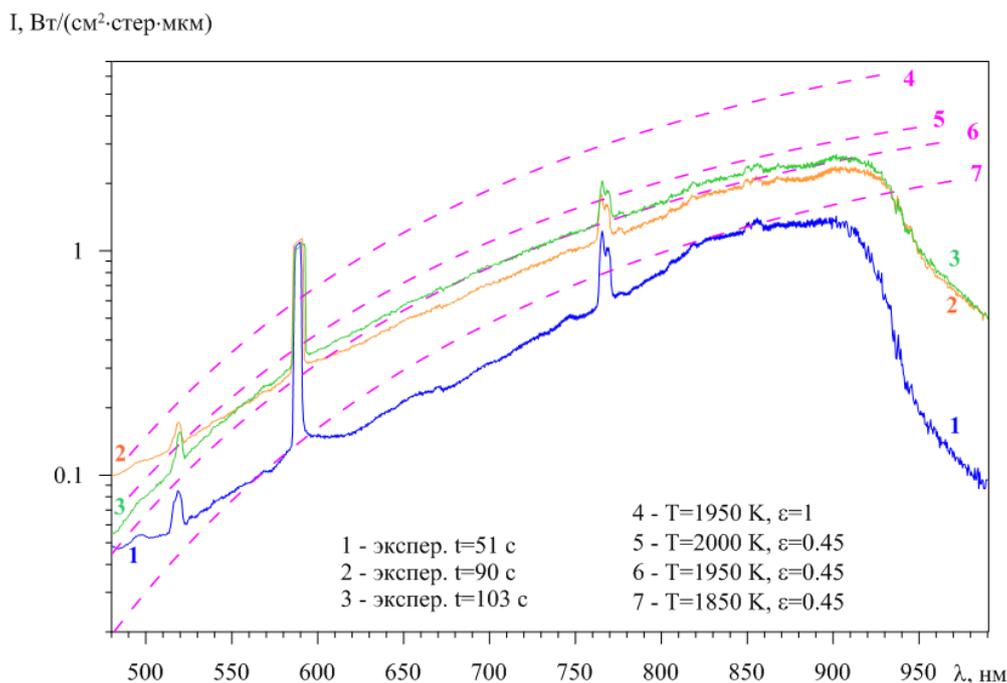


Рис.10. Сопоставление спектров непрерывного излучения для $t = 51, 90$ и 103 с (1, 2, 3) с кривыми равновесного излучения черного и серого тел (4, 5, 6, 7)

Подобное расхождение форм наблюдается и для спектра при $t = 51$ с, когда в поле наблюдения оказалась другая часть образца, с несколько меньшей (на ~ 100 К) температурой. Эти факты указывают на существование определенной зависимости $\epsilon(\lambda)$ образца АТ1 ориентировочно до момента достижения квазистационарного режима разрушения, и на последующее довольно быстрое превращение образца в серое тело. На небольшом участке ближнего инфракрасного диапазона (910 ÷ 990 нм) наблюдается более резкая зависимость ϵ от длины волны, вид которой слабо связан с процессом горения.

Изображение пограничного слоя образца АТ1 в установившемся режиме горения в излучении линий дублета Na I 589.0 и 589.6 нм приведено на рис. 11.

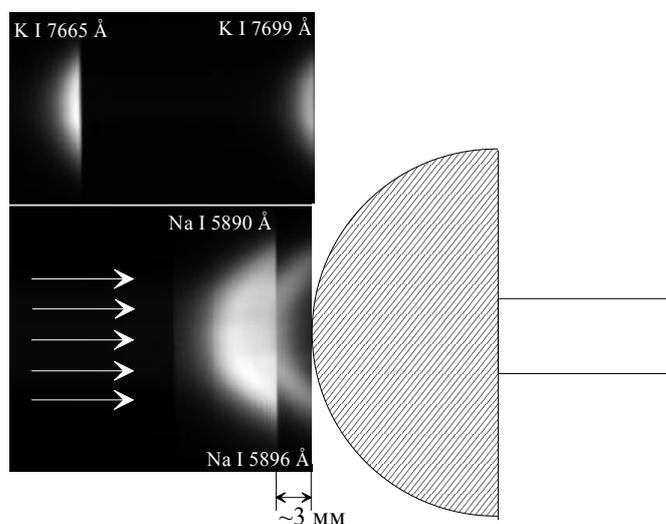


Рис.11. Изображения пограничного слоя образца АТ1 в дозвуковом потоке воздушной плазмы, снятые в излучении дублета Na I и дублета K I

Из рисунка видно, что зона максимального свечения линий натрия отстоит примерно на 3 мм от образца в области критической точки, а при движении от неё вдоль цилиндрической поверхности образца уменьшается по интенсивности и приближается к поверхности.

Существенно иной вид имеет изображение пограничного слоя образца АТ1 в излучении линий дублета К I (см. рис. 11). В этом случае, во все моменты наблюдения зона максимального свечения располагается вблизи поверхности образца, а ширина области свечения примерно в 3 раза меньше ширины области свечения линий Na. Наблюдаемые различия в пространственном распределении свечения этих элементов, по-видимому, свидетельствует о разной скорости их вдува в пограничный слой образца АТ1. Так как изображения в линиях дублета К I не перекрываются, то удастся проследить изменение отношения интенсивностей компонентов дублета вдоль области свечения (рис.12), которое вблизи поверхности образца выше равновесного значения ($\cong 0,5$), что вызвано эффектом самопоглощения, а на расстояниях, превышающих 2 мм, – ниже, что объяснить пока не удастся.

Возвращаясь к образцу СП1, обратимся к временной последовательности изображений пограничного слоя образца, снятого в диапазоне длин волн $450 \div 850$ нм, в котором присутствует линия Na 589 нм, а до 30 секунды – и слабое излучение полос Свана молекулы C_2 (рис.13).

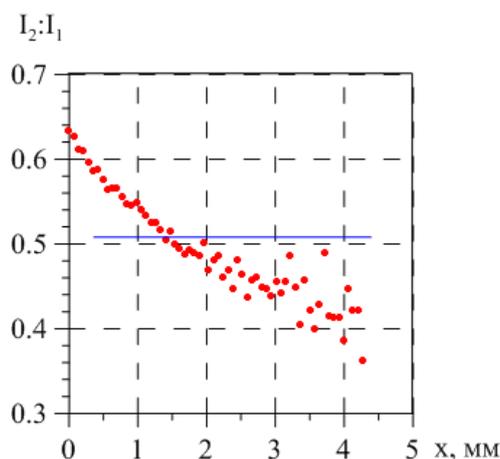


Рис.12. Изменение отношения интенсивностей компонентов дублета К I при удалении от поверхности образца (точки); сплошная линия – расчетное равновесное отношение $I_2 : I_1$ при $T = 4000$ К

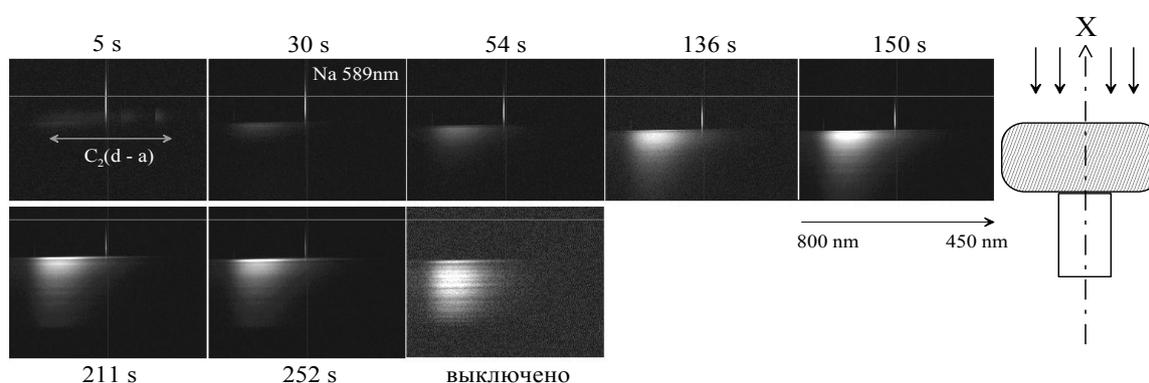


Рис.13. Временная последовательность изображений пограничного слоя и светящейся боковой поверхности образца СП1

Представление об изменении во времени пространственного распределения свечения Na и молекулы C_2 и о смещении поверхности образца СП1 вследствие его разрушения дает рис.14. Количественные характеристики изменения во времени параметров области свече-

ния: расстояния максимума свечения от поверхности образца (H , мм), ширины области свечения на уровне 0.5 от максимума (W , мм), а также толщины образца (ΔD , мм) приведены на рис. 15.

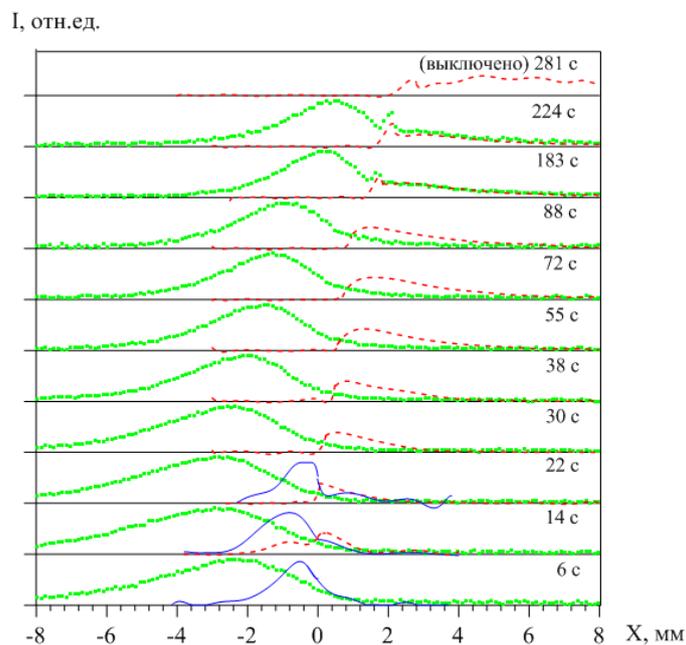


Рис.14. Распределения интенсивностей свечения линии Na I (точки), полос Свана молекулы C_2 (сплошные линии) и непрерывного излучения боковой поверхности образца (штриховые линии) в сечении критической точки вдоль оси X

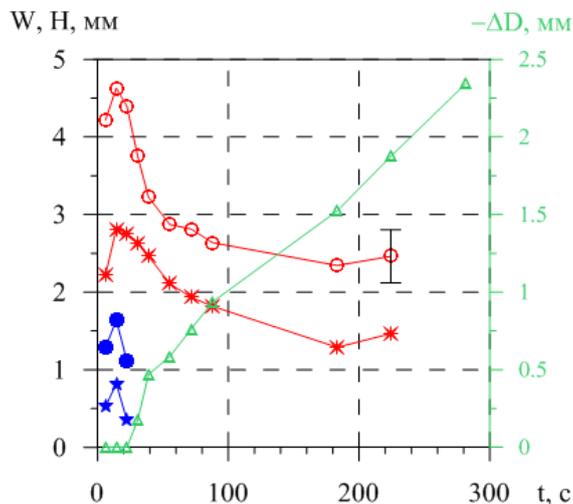


Рис.15. Временные зависимости параметров области свечения линии Na (\circ – W; $*$ – H), полос Свана молекулы C_2 (\bullet – W; \star – H) и линейного размера образца (Δ – ΔD)

Из данных рис.15 следует, что на первых 20 ÷ 25 секундах области свечения обоих компонентов уширяются и отодвигаются вглубь набегающего потока, при этом линейный размер образца не изменяется. На этом этапе идет прогрев образца и пиролиз смолы.

На этапе с 25 по 40 секунду наблюдается нестационарный режим разрушения образца, характеризующийся резким уносом массы и максимальной скоростью изменения линейного размера образца. По завершении этого этапа интенсивность излучения полос Свана падает ниже предела чувствительности аппаратуры (примерно к 30 секунде), в то же время интенсивность излучения Na I ослабляется постепенно, причем область его свечения заметно сужается, приближаясь к поверхности образца.

Приблизительно с 40 секунды устанавливается квазистационарный процесс разрушения образца с постоянной скоростью изменения линейного размера образца $\Delta D/\Delta t \sim 0.5$ мм/мин. В этом случае массовый унос материала с плотностью $\rho = 2 \times 10^3$ кг/м³ составляет $G \sim 2 \times 10^{-2}$ кг/м² с. В таких условиях в пристеночной части пограничного слоя концентрации вдуваемых и воздушных компонентов близки. При этом параметры области свечения Na испытывают плавные изменения, также выходя после 150 секунды на стационарный уровень.

Отметим, что структура и изменения во времени областей свечения Na в пограничных слоях образцов АТ1 и СП1 подобны, что, по-видимому, является следствием того, что Na выделяется из одного и того же компонента, содержащегося в обоих типах образцов. Вместе с тем, коротковолновые СИПС образцов АТ1 и СП1 (см. рис.2) свидетельствуют о большом различии их элементного состава: если в спектре АТ1 наблюдаются спектральные линии 7 элементов, то в спектре СП1 – лишь линии кальция (Ca I 420 нм и две линии Ca II).

Изменение во времени отношения интенсивностей линий Ca II к интенсивности линии Ca I, наблюдающихся в СИПС образца СП1 после 40 секунды, показано на рис.16 а. Как было показано выше (рис.15), линия наблюдения приблизительно с этого момента времени перемещается по пограничному слою с постоянной скоростью, поэтому наблюдаемые на интервале времени 50 ÷ 70 с резкие изменения отношения $I_{CaII}:I_{CaI}$ естественно связать с пространственным изменением температуры по пограничному слою, а не с изменением отношения концентраций иона и атома Ca. Тем более, что интенсивности линий Ca II и Ca I (рис.16 а) на значительном отрезке времени наблюдения (от ~ 100 до 280 с) меняются коррелированно, так что их отношение практически не меняется. В пользу высказанного предположения свидетельствует и общий механизм образования этих компонентов (например, при разрушении стекловолокон материала образца). Пространственная зависимость температуры пограничного слоя образца СП1, представленная на рис.16 б, получена на основе наблюдаемых отношений $I_{CaII}:I_{CaI}$ и значения температуры 4500 К в конечный момент наблюдения ($t = 240$ с).

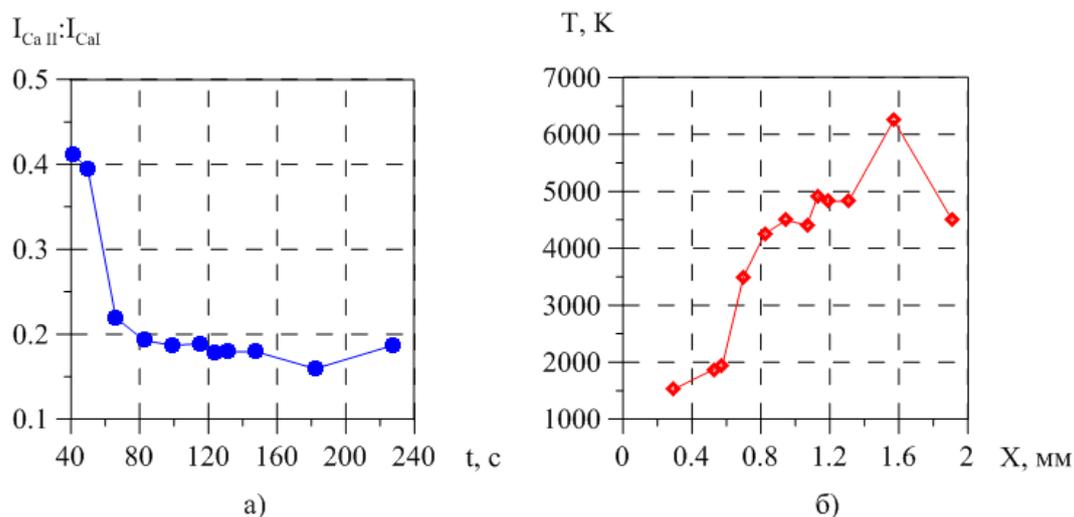


Рис.16. Изменение во времени отношения интенсивностей линий Ca II к интенсивности линии Ca I 420 нм в последовательности СИПС образца СП1 (а) и пространственное распределение температуры (б)

Для области пограничного слоя, соответствующей этому моменту времени, величина температуры, равная температуре набегающего плазменного потока, была получена по спектрам молекул CN и OH, полностью согласующимся с соответствующими равновесными спектральными распределениями для $T = 4500$ К. Примечательно, что в результате расчета значение температуры пограничного слоя для момента времени $t = 42$ с, в пределах 70 К совпало с определенной ранее величиной электронной температуры молекулы CN (табл.1), что дополнительно подтверждает правомерность предположений, сделанных при расчетах дан-

ных, представленных в табл.1. Исходя из полученного распределения температуры в пограничном слое и абсолютной интенсивности соответствующих спектральных структур, находим распределение концентраций всех компонентов пограничного слоя в предположении ЛТР (рис.17).

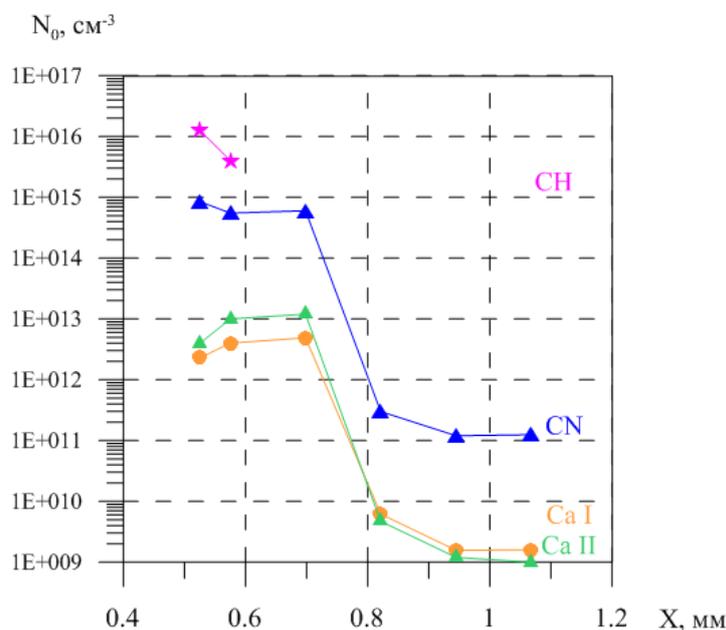


Рис.17. Пространственные распределения концентраций Ca I (●), Ca II (▲), CN (▲) и CH (★) вблизи поверхности образца СП1

Полученные данные показывают, что вблизи поверхности образца существует тонкий, резко очерченный слой (< 1 мм), в котором сосредоточена основная масса продуктов разрушения образца. Концентрации молекулярных и атомных компонентов в этом слое на 4–6 порядков выше, чем за его пределами. Температура продуктов разрушения материала в приповерхностном слое определяется температурой разрушения образца ($1800 \div 2000$ К) и существенно ниже температуры плазменной струи (~ 4500 К).

Заключение

1. Разработана и реализована методика спектральных измерений интенсивности излучения продуктов термохимического разрушения материалов тепловой защиты и их соединений с компонентами воздуха в пограничном слое около образцов, нагреваемых струей плазмы в ВЧ-плазмотроне.

2. Для двух типов образцов аблирующих ТЗМ сняты спектры излучения пограничного слоя в различные моменты времени, по которым определен компонентный состав продуктов вдува и их динамика по мере прогрева и разрушения образцов.

3. Анализ результатов проведенных экспериментов показывает, что при низких уровнях теплового потока (40 Вт/см^2) процесс взаимодействия исследуемых образцов с плазменной струей имеет три характерные достаточно протяженные по времени области:

- область прогрева, в которой линейный унос материала отсутствует;
- область нестационарного разрушения, в которой величина линейного уноса материала $\Delta D/\Delta t$ изменяется со временем;
- область квазистационарного разрушения, с постоянным линейным уносом материала.

В каждой из этих областей состав газа в пограничном слое и его излучение существенно различаются как качественно, так и количественно.

4. Путем сопоставления расчетных спектров с наблюдаемыми для некоторых моментов времени определены температуры и концентрации излучающих компонентов пограничного слоя.

5. Показано, что молекула CN, вдувается с поверхности образца СП1 в сильно возбужденном колебательном состоянии.

6. Методом относительной интенсивности излучения линий Ca I и Ca II получено распределение температуры в пограничном слое образца СП1 и концентрации вдуваемых компонент.

7. По серии изображений пограничного слоя в диапазоне длин волн 450 – 800 нм прослежена динамика зоны свечения некоторых продуктов разрушения образца в пограничном слое, а также измерена скорость уменьшения толщины образца СП1.

Хотя полученные результаты носят предварительный характер, они показывают, в каком направлении эксперименты необходимо развивать дальше. Прежде всего, нужно исключить обтекание испытываемых образцов с боковой поверхности. Далее, из общих соображений понятно, что форма и размеры поверхности образца, обращенной к набегающему плазменному потоку, влияют на структуру пограничного слоя, поэтому для получения адекватных результатов желательно, чтобы образец имел плоскую поверхность, сравнимую по размерам с диаметром плазменной струи. Представляется интересным проследить изменение структуры пограничного слоя в зависимости от давления газа в плазменном потоке. Полученные результаты полезно дополнить информацией, связанной с изображениями пограничного слоя в коротковолновом участке спектра, где присутствуют основные молекулярные компоненты вдуваемые в пограничный слой по мере разрушения образца. Так как глубина проникновения в пограничный слой молекулярных компонентов разрушения образца не превышает нескольких миллиметров, то для определения распределения температуры по структуре молекулярного спектра желательно получить изображение с большим увеличением. Актуальной является задача определения температуры в приповерхностной зоне и выяснение правомерности равновесного подхода при интерпретации соответствующих результатов. С этой целью необходимо расширить набор спектральных линий, доступных для измерения, что потребует разумного увеличения экспозиции при регистрации изображения пограничного слоя. Для установления связи процессов в пограничном слое с изменением температуры поверхности образца изображения пограничного слоя в коротковолновой области спектра полезно дополнить регистрацией во времени непрерывного длинноволнового спектра излучения поверхности нагревающегося образца.

Необходимо продолжить исследования химического состава и оптических свойств продуктов термохимического разрушения материалов тепловой защиты при уровнях теплового потока и давления, реализуемых при входе в атмосферу спускаемых аппаратов со второй космической скоростью.

Литература

1. Власов В.И., Залогин Г.Н., Ковалев Р.В., Рудин Н.Ф., Тренев М.Г. Условия моделирования теплообмена спускаемых аппаратов при скоростях входа $V=10-11$ км/с в плазменных струях ВЧ плазмотрона. // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2011. Т.12. 25 с.
2. Власов В.И., Залогин Г.Н., Пластинин Ю.А. и др. Экспериментальные исследования спектральных характеристик продуктов разрушения аблирующих теплозащитных материалов в высокочастотном плазмотроне. Тез. Докл. Научных чтений, посвященных 90-летию со дня рождения Ю.А. Мозжорина. 2010. С. 81–83.
3. Гордеев А.Н., Колесников А.Ф., Якушин М.И. Исследование теплообмена на моделях в дозвуковых струях индукционного плазмотрона. Механика жидкости и газа. 1983. т.18. № 6. С. 942–948.

4. Yakushin M.I., Pershin I.S., Kolesnikov A.F. An experimental study of stagnation point heat transfer from high-enthalpy reacting gas flow to surface with catalysis and gas injection. Proceeding of the 4th European Symposium on Aerothermodynamics for Space Vehicles, Capua, Italy, 2001, Pp. 473–480.
5. Kolesnikov A.F., Yakushin M.I., Pershin I.S. et al. Comparative study of surface catalycity under subsonic air test conditions. Proceeding of the 4th European Symposium on Aerothermodynamics for Space Vehicles, Capua, Italy, 2001, Pp. 481–488.
6. Быкова Н.Г., Кузнецова Л.А. Измерение температуры дозвуковых потоков индукционной плазмы по эмиссионным спектрам. Препринт ИПМ РАН № 682. 2001. С.45.
7. Быкова Н.Г., Кузнецова Л.А. Исследование абсорбционных характеристик молекулярного кислорода в системе Шумана – Рунге при высоких температурах. I. Расчеты спектров поглощения // Оптика и спектроскопия. 2008. Т.105. № 5. С.732–737.

Статья поступила в редакцию 30 июня 2014 г.