

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ МОДЕЛЬНЫХ ОГНЕННЫХ СМЕРЧЕЙ

В.В. Рейно, В.М. Сазанович, Р.Ш. Цвык, М.В. Шерстобитов

*Институт оптики атмосферы СО РАН, 634021, г. Томск. Россия. пл. Академика
Зуева, 1. E-mail: tsvyk@iao.ru*

Представлены результаты исследований огненного смерча в модельных условиях. Смерч формировался путем закрутки воздушного потока лопастями, которые вращаются под неподвижной емкостью с горящим материалом (спирт). Определены зависимости теплового потока, скорости горения, частоты максимума спектральной функций флуктуаций центра тяжести изображения и интенсивности лазерного пучка, прошедшего через смерч, от скорости закрутки. Показано, что измеренные параметры в режиме смерча линейно растут с увеличением скорости закрутки. Эти параметры (с учетом переходного участка формирования установления смерча) хорошо описываются уравнением $a+bn+c\cdot\exp(-n/k)$, где a, b, c, k - константы, зависящие от измеряемого параметра.

Введение

Огненный смерч (ОС) – явление, довольно редко реализующееся в природе, относится к широкому классу структур, которым присуще наличие нестационарного организованного движения крупномасштабных образований (больших вихрей), имеющих устойчивую и типичную пространственно – временную форму. В таких структурах флуктуируют пространственно-временные поля температуры, скорости движения, показателя преломления. Интерес к таким структурам вызван как с точки зрения фундаментальных исследований вихревых потоков, так и их практического применения. Проведение натуральных экспериментов по генерации ОС очень дороги и требуют соответствующих атмосферных ситуаций, поэтому применяются методы экспериментального [4-9] и численного моделирования [1-3, 5] этого явления. ОС отличаются от обычных атмосферных смерчей рядом дополнительных факторов:

- Наличием источника выделения энергии в достаточно большом объеме за счет сгорания горючих газов, образующихся в результате пиролиза материала, и конвективной колонки, возникающей над горящим материалом в результате действия силы Архимеда.

- Мощным притоком окислителя (воздуха) в зону горения, необходимого для сжигания горючего материала, в результате разности давлений внутри смерча и окружающей средой.

В зоне горения происходят интенсивные химические реакции окисления.

В [1] на основе обобщенной системы уравнений нестационарного двумерного турбулентного движения вязкого сжимаемого газа с учетом процесса горения разработана математическая модель для прогнозирования динамики огненных образований при пожарах на открытом пространстве. Определены характерные особенности огненных вихрей (смерчей). Теория концентрированных вихрей различного типа рассмотрена в [2].

Экспериментальные исследования условий возникновения «теплого» торнадоподобного вихря, формирующегося над вращающимся нагретым диском в атмосфере неподвижного воздуха, выполнены в [4]. Визуализация течения проводилась путем испарения канифоли на поверхности диска. Вихрь возникает при скоростях вращения диска $\approx 0.8 \div 2,3$ оборотов/с (об/с). Физические характеристики модельного огненного смерча (МОС), который возбуждался путем вращения емкости с горючим, рассмотрены в работах [5, 6].

Наиболее устойчивый МОС формируется в широком диапазоне скоростей закрутки внешнего воздуха (4-16 об/с) при неподвижной емкости с горючим [7-9].

Следует отметить, что физические и оптические характеристики процесса горения в режиме смерча исследованы недостаточно. Требуют уточнения размеры смерча, скорости горения топлива, составляющие скорости движения в потоке, турбулентный режим и ряд других характеристик горения в зависимости от скорости вращения смерча и способа его закрутки.

В работе представлены результаты экспериментальных исследований оптических и физических характеристик МОС в условиях закрутки внешним потоком воздуха. Для исследования флуктуаций показателя преломления среды были применены оптические методы, основанные на просвечивании турбулентного потока лазерным излучением, которые широко применяются в атмосферных исследованиях [10].

1. Методика измерений

Применялось два метода моделирования МОС. На первой лабораторной установке [5, 6] горючий материал размещался в емкости, закрепленной на диске диаметром 500 мм с пятью вертикальными лопатками высотой 15 мм. Диск вращался двигателем с регулируемыми оборотами. На второй установке [8-9] емкость с горючим диаметром 100 мм оставалась неподвижной, а окружающий воздушный поток закручивался вращающейся крыльчаткой. Моделировалась закрутка пламени периферийным сдвиговым (закрученным) потоком. В результате взаимодействия с периферийным потоком пламя закручивалось, формируя устойчивый смерч в широком диапазоне скоростей вращения. В качестве горючего использовался спирт. Его объем в большинстве реализаций составлял 20 мл.

Для измерения параметров смерча использовались следующие устройства (рис.1):

- Датчик теплового потока - для измерения собственного излучения МОС.
- Термопары - для измерения термодинамической температуры, располагались на различной высоте над емкостью с горючим. Спаи термопар находились непосредственно в зоне горения.
- Тепловизор Inframetrics (25 кадров /с, диапазон длин волн $\lambda = 3-12$ мкм) или JADE J530SB (при частоте кадров 50 и 170, $\lambda = 2,5 - 2,7$ мкм) - для регистрации распределения излучения в инфракрасной (ИК) области, видеокамера (25 кадров /с).
- Линейка из 3 фотодиодов видимого диапазона, установленных в плоскости изображения пламени - для регистрации собственного излучения пламени.
- Коллимированный зондирующий лазерный пучок (ЛП) диаметром 20 мм, длиной волны $\lambda = 0,63$ мкм, проходящий через МОС - для исследования связи флуктуаций параметров лазерного пучка с параметрами МОС. Излучение пучка разделялось на два канала: один канал предназначен для измерения флуктуаций интенсивности лазерного излучения с помощью фотоэлектронных умножителей (ФЭУ) через диафрагму диаметром 0,1 мм; второй – для измерения флуктуаций центра тяжести (дрожание) изображения лазерного пучка по двум координатам с помощью диссекторной следящей системы. В ряде экспериментов один ФЭУ размещался постоянно на высоте 100 мм, второй перемещался по

высоте от 100 до 480 мм одновременно с дополнительным лазером. Третий ФЭУ с диафрагмой 0,5 мм использовался для измерения собственного излучения пламени и перемещался одновременно со вторым ФЭУ.

- Вся информации регистрировалась на компьютерах.

На рис.2 приведены примеры тепловизионных изображений.

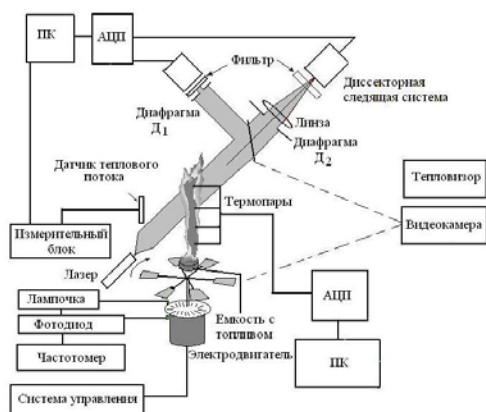


Рис.1

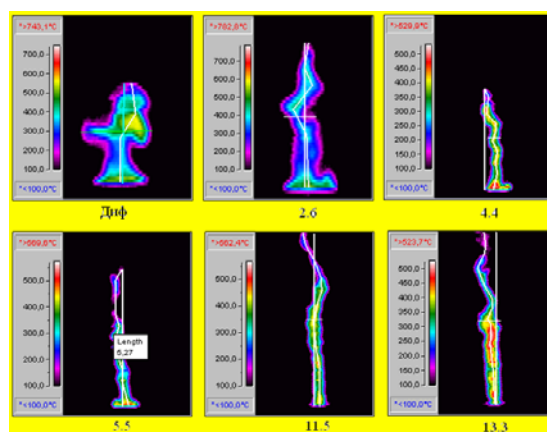


Рис.2

Рис.1. Блок схема экспериментальной установки.

Рис.2. Примеры тепловизионных изображений МОС при различных скоростях закрутки (цифры под кадрами, диф. – условно «диффузионное» горение без закрутки).

При обработке определялись следующие параметры МОС: - высота, диаметр, распределение температуры по оси и в сечении смерча, тепловой поток.

Параметры лазерного пучка: дисперсия сигнала $\sigma^2 = \langle (I - \langle I \rangle)^2 \rangle / \langle I \rangle^2$ и спектральные функции $U(f) = f W(f)$, где $W(f)$ – спектральная плотность мощности сигнала, $\langle \rangle$ - усреднение по времени.

2. Результаты исследований

Результаты исследований по первому циклу измерений заключаются в следующем:

- Устойчивый смерч формируется при ограниченном диапазоне скоростей вращения $n = 3.8 \pm (0.2 - 0.4)$ об/с. Уменьшение или увеличение скорости вращения приводит к срыву смерча и переходу к вращающемуся турбулентному течению.
- Введение преграды на высоте 40 см (аналог инверсионного слоя в атмосфере) стабилизирует МОС. Устойчивый МОС начинает формироваться при $n \sim 3,8$ об/с,

стабилизируется при 5-6 об/с и сохраняется при увеличении скорости вращения до максимально измеренных ~ 15 об/с.

- В большинстве случаев в смерче наблюдаются яркие винтообразные структуры. Диаметр смерча $d \sim 50 - 60$ мм, высота витков $h_1 \sim 145-150$ мм, $h_2, h_3 \sim 185-190$ мм. Отношение тангенциальной скорости V_T к вертикальной V_B (рассчитанные по диаметру и высоте витков) на высоте более 140 мм равно $V_T/V_B = \pi d/h_i \approx 1$. Это отношение соответствует числу Россби ($Ro = V_B/r_0\omega = V_B/V_T$), которое для подобных структур, как следует из расчетов) должно быть равно 1 [1, 2].

2.1. Результаты исследований собственного излучения МОС

На рис. 3-4 представлены результаты измерений МОС, который формируется путем закрутки внешнего воздушного потока (второй метод формирования МОС).

На рис.3 представлены данные обработки термограмм (рис.2). Из анализа данных следует, что распределение яркостной температуры по высоте носит колебательный характер. Амплитуда этих колебаний составляет 6 - 14 см. Они обусловлено тем, что горение по высоте происходит неравномерно и имеет вид отдельно поднимающихся ячеек с высокой температурой, связанных между собой менее яркими областями, и наличием жгутов в структуре потока. Средняя температура медленно уменьшается до 0.5 - 0.75 высоты смерча и затем быстро спадает. Такой вывод совпадает с результатами расчета [3]. Распределение яркостной температуры в горизонтальном сечении в режиме смерча хорошо описывается уравнением вида $T(x) = T_m \exp[-((x - x_m)/a)^2]$, где T_m, x_m – максимальная температура и ее координата, a - полуширина распределения на уровне $1/e$ [1, 3]. На рис.3б приведен пример такой аппроксимации для одного из распределений. При обработке тепловизионных изображений для расчета температур вводился средний интегральный коэффициент излучения (серости) пожаров $\varepsilon=0,5$. Максимальная температура, измеренная термопарами, составляет $T_1 \sim 1000-1100$ К. Для совпадения температуры, измеренной тепловизионной системой и термопарами, при сжигании спирта необходимо использовать другой коэффициент излучения ε_1 . Его можно рассчитать из соотношения $\varepsilon T^4 = \varepsilon_1 T_1^4$. Тогда реальный коэффициент излучения

составит $\varepsilon_1 \approx 0.16 - 0.26$. Уменьшение коэффициента излучения связано с тем, что для слабо задымленного пламени коэффициент излучения определяется концентрацией основных излучающих продуктов горения – углекислого газа и паров воды.

Высота смерча H растет с увеличением скорости закрутки и хорошо описывается уравнением

$$H(n) = 19.7 + 3.54n + 0.33n^2, \text{ при } n < 8, r = 0.97, Sd = 3.48 \quad (1)$$

Здесь и в дальнейшем r – коэффициент корреляции, Sd – среднеквадратический разброс.

Диаметр пучка составляет 12-14 см при $n=0$ и 6-8 см при $n>2$.

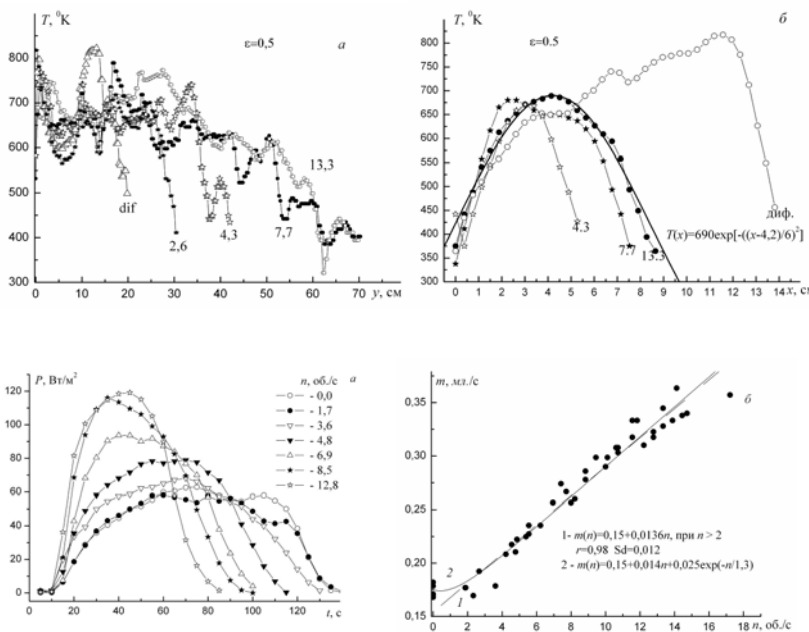


Рис.3. Пример распределения температуры по высоте МОС - (а), в горизонтальном сечении на полувысоте - (б) по данным тепловизионных измерений с учетом коэффициента излучения $\varepsilon=0,5$ в зависимости от скорости закрутки воздушного потока.

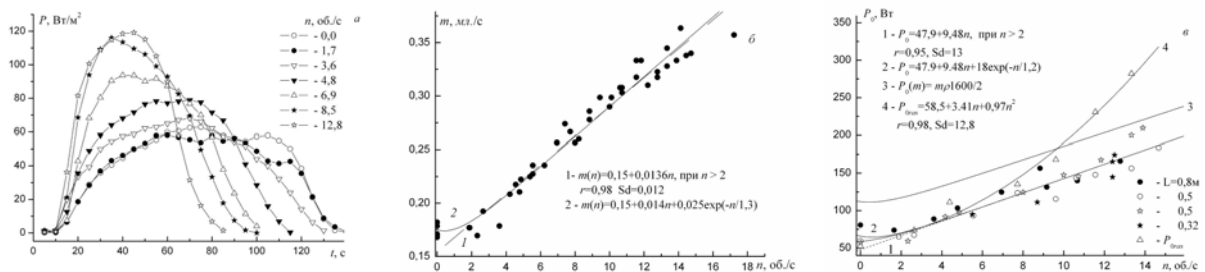


Рис. 4. Зависимость от скорости закрутки воздушного потока: теплового потока, измеренного тепломером, от времени $P(t)$ - (а); скорости сгорания топлива m - (б) и максимальной плотности теплового потока P_m (с учетом расстояния L тепломер – МОС) - (в).

Измерения теплового потока (рис.4а) выполнены на различных расстояниях от тепломера до смерча L . Для сопоставления результатов измерений максимальной плотности теплового потока P_{m1} , измеренной тепломером, была выполнена нормировка $L_1^2 P_m = L^2 \cdot P_{m1}$, которая позволяет оценить плотность теплового потока на расстоянии $L_1 = 1$ м (рис.4в). По времени горения и количеству топлива рассчитана скорость горения (рис.4б). Как видно из

рис.4б,в при скорости закрутки выше 2 об/с наблюдается линейная зависимость скорости горения и максимальной плотности P_m от скорости закрутки. На рисунках прямая 1 рассчитана методом наименьших квадратов для данных при $n > 2$. Кривая 2, которая хорошо описывает зависимость этих параметров от скорости закрутки при всех n , получена добавлением к уравнению 1 экспоненты. Постоянный коэффициент в экспоненте подбирался методом подгонки. Отметим, что введение металлических опилок в ёмкость ускоряет скорость сгорания на $\approx (40-50) \%$. На наш взгляд это связано с нагревом опилок и ускорением испарения топлива.

Для оценки полного теплового потока, излучаемого МОС, выберем его модель в виде цилиндра. Тогда облученность тепломера излучением поверхности рассчитывается по формуле [11]

$$P = \frac{\varepsilon_T \varepsilon P_0}{4\pi} \int_{-R-h_1}^R \int_{h_1}^{h_2} \frac{\cos\alpha \cdot \cos\beta}{L_1^2} dr dh, \quad (2)$$

где P_0 – плотность теплового потока источника излучения, α - угол между нормалью к поверхности источника в точке излучения и направлением луча на тепломер, β - угол между нормалью к тепломеру и падающим лучом; $\varepsilon = 0,2$ - коэффициент излучения пламени, оцененный выше по температурным данным, $\varepsilon_T = 0,95$ - коэффициент серости тепломера, h_1, h_2 – высота пламени ниже и выше относительно нормали тепломера, $R=d/2$ – радиус пламени, d - диаметр.

Так как каждая точка пламени является источником излучения сферической волны (в отличие от твердого тела, которое излучает по закону косинуса), то $\cos\alpha = 1$, а $\cos\beta = h/L_1$ и $L_1 = (L^2 + h^2 + R^2)^{1/2}$. При $R^2 \leq (L^2 + H^2)$, где $H = h_1 + h_2$ – высота МОС, и при $h_1 = h_2 = H/2$ решение (2) имеет вид

$$P = \frac{\varepsilon_T \varepsilon P_0 \cdot d \cdot H}{4\pi L^2} \left[\frac{1}{\sqrt{1 + (H/2L)^2}} \right]. \quad (3)$$

При отсутствии данных о высоте и диаметре пламени оценка максимального теплового потока источника P_{0m} выполнялась по максимальной плотности, измеренной тепломером P_m , вместо формулы (3) применялась упрощенная формула (3а).

$$P_m = \frac{\varepsilon_T \varepsilon P_{0m}}{4\pi L^2}, \quad (3a)$$

Полный поток $Q_{\text{и}} = P_0 \cdot d \cdot H$, излучаемый поверхностью МОС, из (3) составит

$$Q_{\text{и}} = \frac{P \cdot 4\pi L^2}{\varepsilon \cdot \varepsilon_T} \sqrt{1 + (H/2L)^2} \quad (4)$$

На рис.5 а,б приведены зависимости от скорости вращения максимального теплового потока пламени $P_{0\text{м}}$, рассчитанные по формулам (3 а) и (3) без учета и с учетом высоты пламени. На рис.5б кривая 3 рассчитана по формуле $P_{\text{тм}}=1600 \cdot m$, где m – скорость горения топлива (уравнение 2 на рис.4б), 1600 Вт/мл – количество тепла выделяемого при сгорании 1мл спирта. На рис 8в представлен полный поток излучения пламени $Q_{\text{и}}$ за время горения t_2 , рассчитанный по формуле (4), в которой $P = \int_0^{t_2} P(t)dt$ - полный поток, измеренный тепломером, $P(t)$ – данные изменения плотности потока, измеренные тепломером (пример на рис.4а) Уравнения, описывающие процессы на рис 8, рассчитаны аналогично приведенным на рис. 4б,в.

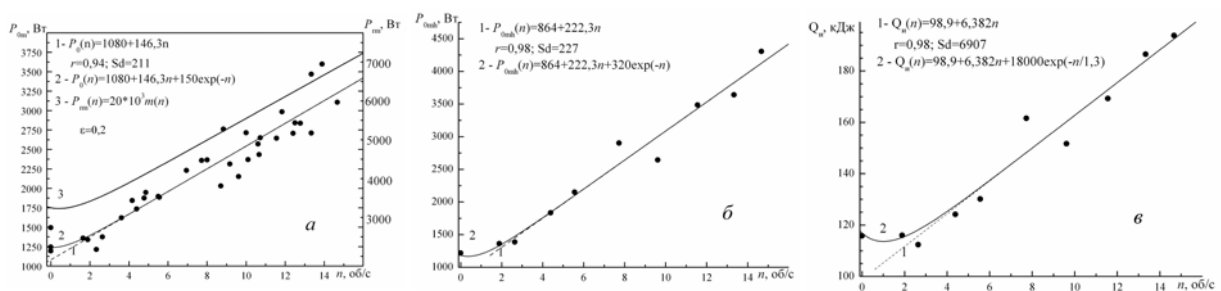


Рис. 5. Зависимости от скорости закрутки воздушного потока: оценки по формуле (3а) максимального теплового потока пламени $P_{0\text{м}}$ по максимальной плотности, измеренной тепломером $P_{\text{м1}}$ (кривые 1, 2), и по скорости горения топлива $P_{\text{тм}}$ (кривая 3, правая шкала) без учета - (а) и с учетом высоты пламени (по формуле 3) $P_{0\text{мh}}$ – (б); полная энергия пламени $Q_{\text{и}}$, рассчитанная по формуле (4) по полной энергии, измеренной тепломером – (в).

Из рис. 4, 5 следует, что в режиме устойчивого смерча все анализируемые характеристики МОС хорошо описываются уравнением вида $a+bn$, т.е. растут пропорционально скорости закрутки внешнего воздушного потока. С учетом горения в переходном режиме уравнение имеет вид $a+bn+c \cdot e^{-n/k}$.

Используя табличное значение тепловыделения при сгорании спирта (25 МДж/кг) оценим долю теплового потока в общем тепловыделении. При сгорании 20 мл спирта (с учетом плотности 0,8 г/мл) полное тепловыделение составит $Q_{\Sigma} = 400$ кДж. Оценки полной энергии, затраченной на излучения $Q_{\text{и}}$ (рис. 4в), показали, что при учете параметров пламени она составляет 118 кДж при $n=0$ и возрастает до 195 кДж при $n=15$ об/с. Без учёта параметров

пламени $Q_{и}$ изменяется от 100 до 140 кДж и характеризуется большим разбросом данных. Оценки значений P_{0m} , P_{0mh} и $Q_{и}$ занижены, т.к. не учтено значительное поглощение излучения в полосах поглощения атмосферными парами воды и углекислого газа на трассе между МОС и тепломером. Учет поглощения достаточно сложный, т.к. полосы спектров поглощения атмосферы и излучения продуктов горения состоят из большого количества отдельных линий поглощения.

2.2. Результаты исследований оптических параметров МОС

По спектральным функциям $U(f)$, полученным при различных скоростях закрутки, определялась частота максимума флуктуаций дрожания изображения (рис.6а) и интенсивности (рис.6б) зондирующего ЛП, прошедшего через МОС. На рис.6в представлены дисперсии флуктуаций интенсивности и собственного излучения пламени в видимом диапазоне. Собственное излучение принималось диодами d2 – d4 (диаметр приемной площадки 1,1 мм), которые устанавливались в плоскости изображения линзы. Диод d4 - установлен в центре изображения МОС, а d3, d2 – смещены на половину и на полный радиус. Кривые на рис.6а,б рассчитаны по методике, аналогичной в п. 2.1.

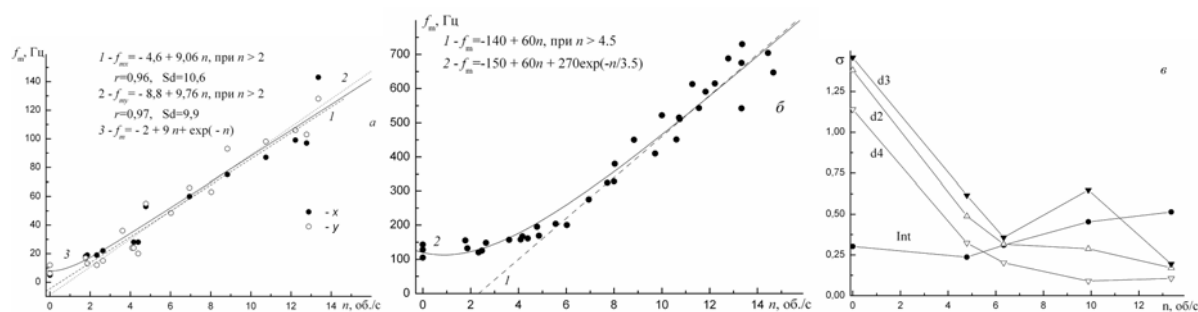


Рис. 6. Зависимость параметров от скорости закрутки воздушного потока: частоты максимума спектральной функции флуктуаций дрожания изображения – (а) и флуктуаций интенсивности зондирующего ЛП – (б), дисперсии флуктуаций интенсивности (int) и собственного излучения пламени (d2-d4) – (в).

На рис.7 представлены результаты обработки флуктуаций интенсивности собственного излучения пламени ФЭУ с диафрагмой 0.5 мм без применения оптических элементов на высоте 280 мм над емкостью.

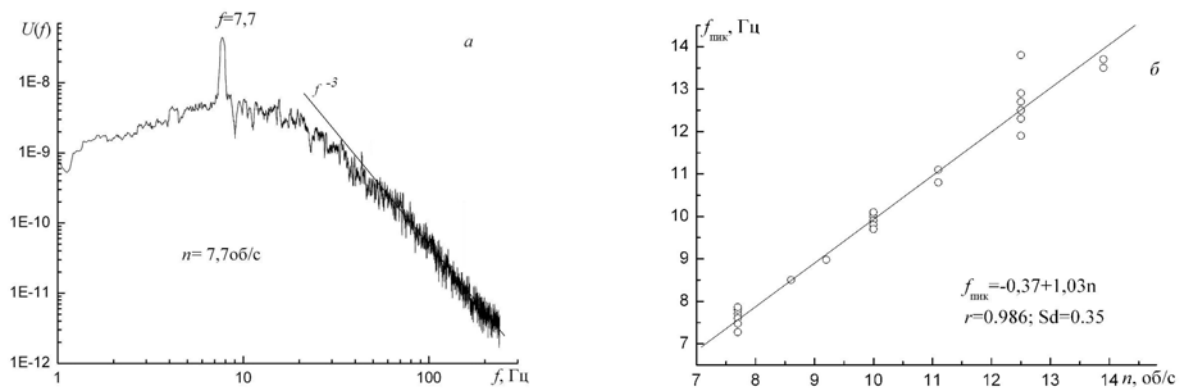


Рис.7. Пример спектров флуктуаций интенсивности собственного излучения пламени, частота закрутки - 7.7 об/сек – (а), сравнение частоты пика спектральной плотности собственного излучения смерча f_{max} от скорости закрутки – (б)

Из анализа результатов исследования оптических параметров МОС следует, что:

- При диффузионном горении ($n=0$) спектры флуктуаций параметров лазерного пучка, распространяющегося через МОС, аналогичны спектрам лазерного излучения при распространении в турбулентной атмосфере. В высокочастотной области $f > f_m$ спектры спадают пропорционально $f^{-5/3}$, а в низкочастотной $f < f_m$ растут пропорционально f . Структура пламени имеет вид хаотично возникающих вертикальных турбулентных струй, в которых происходит передача турбулентной энергии по спектру от крупных вихрей к мелким (инерционный интервал).
- В режиме смерча скорость спадания спектров флуктуаций интенсивности зондирующего ЛП в высокочастотной области возрастает до $f^{-7/3}$, а флуктуаций дрожания изображения ЛП до $f^{-(2.5 \pm 3.3)}$. Пламя в закрученной струе представляет стабильную структуру из двух и более вращающихся жгутов, которые при больших скоростях вращения сливаются между собой, а при наличии препятствия (аналог инверсионного слоя в атмосфере) даже малых оборотах сливаются между собой в сплошную среду.
- Частота максимума спектра флуктуаций дрожания изображения при увеличении скорости закрутки $n > 2$ об/с растёт линейно (рис.6а) (аналогично тепловым потокам), а частота максимума флуктуаций интенсивности линейно возрастает при $n > 5$ об/с. Это объясняется тем, что на флуктуации интенсивности основное влияние оказывают масштабы неоднородностей $\leq (\lambda L)^{1/2}$ [10]. Эти масштабы соответствуют внутренней структуре смерча

(жгуты, неоднородности масштаба), которая формируются в установившемся режиме при $n > 5$. На флуктуации дрожания изображения оказывают влияние масштабы размером порядка приемной апертуры и больше. Зависимость частоты максимумов флуктуаций интенсивности и дрожания изображения от скорости закрутки с учетом переходного режима хорошо описываются уравнением вида $a+bn+c \cdot e^{-n/k}$ при $n \geq 0$.

- В спектре флуктуаций интенсивности собственного излучения пламени при приеме через диафрагму 0.5 мм появляется пик на частоте закрутки, амплитуда которого на порядок выше остальной части спектра (рис.7а, б).
- Уровень флуктуаций интенсивности σ^2 ЛП (int), распространяющегося через МОС, слабо зависит от скорости вращения (рис.6в рис.7а). В то же время уровень флуктуаций собственного излучения пламени в видимом диапазоне, измеренный фотодиодами d2-d4, быстро уменьшается в переходном режиме с увеличением оборотов закручивающего потока от 0 до 6 об/с. При дальнейшем увеличении оборотов уровень флуктуаций стабилизируется и приближается к уровню флуктуаций интенсивности ЛП. Отметим, что по данным анализа спектра флуктуаций интенсивности при скорости вращения диска более 5 об/с внутренняя структура МОС стабилизируется. Подобие спектров флуктуаций интенсивности МОС при диффузионном горении и в атмосфере позволяет для оценки структурной характеристики флуктуаций показателя преломления C_n^2 применить соотношения, полученные для распространения излучения в атмосфере. Для дисперсии флуктуаций σ^2 (в приближении МПВ), применимо соотношение [10] $\sigma^2=1,23C_n^2k^{7/6}L^{11/6}$, где $k=2\pi/\lambda=10^5\text{см}^{-1}$, $\lambda=0.63$ мкм – длина волны излучения, $L=12$ см – длина пути через пламя. Измеренным дисперсиям соответствуют значения $C_n^2 \approx (1.4 \div 1.7) \cdot 10^{-8} \text{см}^{-2/3}$, что на 5÷6 порядков больше, чем максимальные значения, которые реализуются в атмосфере.

3. Основные выводы

1. Закрутка внешнего воздушного потока вокруг неподвижной емкости с горючим обеспечивает устойчивое горение в режиме закрученного потока и затем смерча в широком

диапазоне скоростей закрутки. Основные параметры смерча (высота, диаметр, эффективный тепловой поток, скорость горения топлива) и дрожания изображения зондирующего лазерного пучка, распространяющегося через смерч, линейно растут с увеличением скорости закрутки внешнего воздушного потока при $n > 2$ об/с и описываются уравнением вида (1). Уравнение вида (2) удовлетворительно описывает зависимость параметров смерча с учетом переходного процесса (при $n \geq 0$ об/с).

Частота максимума спектральной функции флуктуаций интенсивности лазерного пучка, распространяющегося через смерч, описывается уравнением вида (1) при $n > 5$ об/с и (2) при $n \geq 0$ об/с.

$$G(n) = a + b \cdot n ,$$

$$G(n) = a + b \cdot n + c \cdot \exp(-n/k),$$

где a, b, c, k – константы, зависящие от измеряемого параметра.

Такая зависимость оптических и физических характеристик МОС создает возможность разработки средств контроля параметров горения топлива в режиме смерча.

2. При «диффузионном» горении ($n=0$) спектры флуктуаций параметров лазерного пучка, распространяющегося через МОС, аналогичны спектрам лазерного излучения при распространении в турбулентной атмосфере (при $f > f_m$ $U(f) \sim f^{-5/3}$) [10]. В режиме смерча спектры существенно изменяются. Возрастает наклон спектров в высокочастотной области флуктуаций интенсивности до $\sim f^{-7/3}$, а спектров дрожания изображения до $f^{-(2.5+3.3)}$.

3. Значения структурной характеристики флуктуаций показателя преломления C_n^2 составляет $\approx 10^{-8} \text{ см}^{-2/3}$, что на 5-6 порядков больше, чем в атмосфере [10].

4. Оценки показали, что значение коэффициента излучения пламени при горении спирта составляет $\epsilon \sim 0.16-0.26$.

5. При сгорании 20 мл спирта тепловыделение составляет $Q_{\Sigma} = 400$ кДж. Оценки энергии Q_n , затраченной на излучение, составляет 118 кДж при $n=0$ и возрастает до 195 кДж при $n=15$ об/с., приближаясь к 50% от общего тепловыделения 400 кДж. Оставшаяся часть затрачивается, в основном, на создание конвективной колонки и нагрев емкости.

Обозначения.

P – тепловой поток; Q_{Σ} , $Q_{и}$ – полное тепловыделение и энергия, затраченная на излучение, r – коэффициент корреляции, Sd – среднеквадратическое отклонение; n – обороты крыльчатки, закручивающей воздушный поток; f – частота; $U(f)=fW(f)$ – спектральная функция, $W(f)$ – спектральная плотность флуктуаций процесса.

Работа выполнена в рамках НОЦ г/к № 02.740.11.0674

ЛИТЕРАТУРА

1. Гостинцев Ю.А., Рыжов А.М. Численное моделирование динамики пламени, огненных вихрей и штормов при пожарах на открытом пространстве // Изв. РАН. Мех. жидкости и газа. 1994. №6. С. 52-61.
2. Алексеенко С.В., Куйбин П.А., Окулов В.Л. Введение в теорию концентрированных вихрей. Новосибирск: Изд. Института теплофизики СО РАН. 2003. 504 с.
3. Гришин А.М., Матвиенко О.В., Руди Ю.А. Математическое исследование влияния внешней циркуляции на структуру огненных смерчей // Изв. ВУЗов. Физика. 2009. Т. 52, № 2/2. С.100-106.
4. Бубнов Б.М. Термическая структура и турбулизация торнадоподобных вихрей от локализованных источников тепла над вращающимся диском // Изв. РАН. Физ. атмосф. и океана. 1997. Т. 33, №4, С. 434-442.
5. Гришин А.М. Физическое и математическое моделирование огненных смерчей // Изв. ВУЗов. Физика. 2009. Т. 52, № 2/2. С.92-99.
6. Гришин А.М., Голованов А.Н., Строкатов А.А., Цвык Р.Ш. Экспериментальные исследования огненных смерчей // Докл. РАН. 2005. Т. 400, №5. С.618-620
7. Гришин А.М., Сазанович В.М, Строкатов А.А., Цвык Р. Ш. Исследования распространения лазерного излучения через высокотемпературную закрученную струю // Оптика атмосф. и океана. 2006. Т. 19, № 12. С.1042-1046.

8. Гришин А.М., Голованов А.Н., Рейно В.В., Сазанович В.М., Строкатов А.А., Цвык Р.Ш., Шерстобитов М.В. Экспериментальные исследования огненных смерчей // Оптика атмосфер. и океана. 2007. Т. 20, № 3. С.237-242.

9. Гришин А.М., Рейно В.В., Сазанович В.М., Цвык Р.Ш., Шерстобитов М.В. Экспериментальные исследования огненных смерчей // Оптика атмосфер. и океана. 2008. Т. 21, № 2. С.158-163.

10. Зуев В.Е., Банах В.А., Покасов В.В. Оптика турбулентной атмосферы. Л.: Гидрометеиздат. 1988. 272с.

11. Григорьев Б.А. Импульсный нагрев излучениями. Ч.1. М.: Наука, 1974. 320с.

V.V. REINO, V.M. SAZANOVICH, R.CH. TSVYK, M.V. CHERSTOBITOV

EXPERIMENTAL RESEARCHES of MODELLING FIRE TORNADOS

V.E. Zuev Institute of atmospheric optics, Russian Academy of Sciences, Siberian Branch,
Tomsk, Russia. tsvyk@iao.ru

Abstract

Results of fire tornado investigations in modelling conditions are presented. The tornado was formed by through airflow twisting by blades, rotary under a stationary tank filled with a burning substance (spirit). Dependence of a heat flow, burning speed, frequency of a maximum spectral functions of the centre of gravity of the image of fluctuations, and the intensity of the laser bunch passed through a tornado, from speed rate is found. It is shown, that the measured parameters linearly grow in a mode of a tornado with increase in speed rate. These parameters (with account of the transition segment of formation of a tornado) are well described by the equation $a+bn+c\cdot\exp(-n/k)$, where a, b, c, k - the constants depending on the measured parameter