

Ю.А. Поляков, Ю.В. Макаров
(¹Академия ГПС МЧС России, ²ММПП "Салют";
e-mail: info@academygps.ru)

ТЕПЛОВАЯ ДИАГНОСТИКА ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ ЗА ФРОНТОМ УДАРНОЙ ВОЛНЫ

Представлены результаты тепловой диагностики пограничного слоя за ударной волной. Показано, что тонкоплёночный термосенсор, установленный на поверхности канала, практически мгновенно фиксирует переход ламинарного слоя в турбулентный при распространении ударной волны вдоль канала.

Ключевые слова: ударная волна, термосенсор, пограничный слой.

Yu.A. Polyakov, Yu.V. Makarov **HEAT DIAGNOSTICS OF BOUNDARY LAYER BEHIND FRONT OF SHOCK WAVE**

The results of heat diagnostics of boundary layer behind front of shock wave are given. It is shown that thin-film thermosensor installed on surface of canal practically instantly establish of the fact transition laminar of layer in turbulent during of expansion shock wave along of canal.

Key words: shock wave, thermosensor, boundary layer.

Статья поступила в редакцию Интернет-журнала 23 апреля 2015 г.

Ударные волны возникают при быстром изменении состояния вещества с внезапным выделением энергии в ограниченном объёме. Причинами такого динамического воздействия на окружающую среду являются взрывы конденсированных сред и топливно-воздушных смесей, мощные электрические разряды, движение тел со сверхзвуковой скоростью, детонационное горение. Во всех этих процессах быстрое движение расширяющихся газов приводит к формированию ударных волн, которые распространяются со сверхзвуковыми скоростями.

Ударные волны могут оказывать поражающее воздействие на людей, здания и сооружения. Большой разрушительной силой обладают взрывы пылевоздушной смеси, происходящие в производственных помещениях. Эти взрывы имеют "эстафетный" характер: небольшой хлопок приводит к взвихрению отложившейся пыли на строительных конструкциях, поверхности оборудования, технологических коммуникациях. Образующиеся пылевоздушные облака большого объёма при взрывах приводят к возникновению ударных волн, разрушающих несущие конструкции помещения [1].

Тепловая диагностика ударных волн актуальна с целью оценки и предотвращения внештатных ситуаций в энергетических объектах.

Применение метода тонкоплёночной термометрии даёт уникальную возможность изучить динамику пограничного слоя на стенке канала за движущейся ударной волной. Скоростная индикация температуры поверхности канала может дать ценную информацию не только о величине параметров теплопередачи за фронтом волны, включая ламинарный и турбулентный режимы течения в пристеночном слое, но и о влиянии диссоциации и ионизации газа на газодинамику потока за скачком уплотнения.

Для теоретического анализа совместного решения уравнений нестационарного пограничного слоя и уравнения теплопроводности для твёрдой стенки используют координатную систему, в которой ударная волна неподвижна (рис. 1).

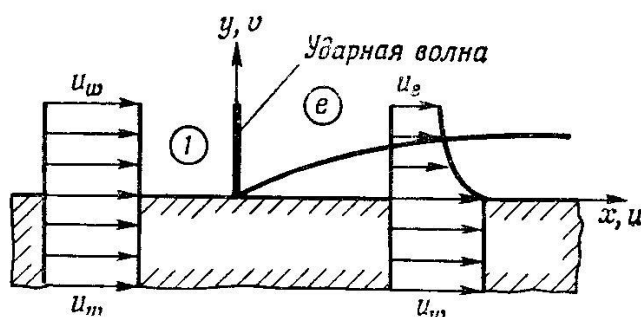


Рис. 1. Система координат, связанная с фронтом волны

В этом случае газ и стенка набегают на неподвижный скачок уплотнения с одинаковой скоростью u_w . Ударная волна уменьшает скорость газа до u_e , в то время как скорость стенки канала остаётся постоянной, и это приводит к появлению пограничного слоя (при $x > 0$).

Решение этой сопряжённой задачи привело к теоретическому результату о постоянстве температуры поверхности внутренней стенки канала за ударным фронтом при развитии пограничного слоя в его ламинарной части. Опытным путём методом плёночных термосенсоров было зафиксировано это обстоятельство.

Тонкоплёночный термометр сопротивления был смонтирован на боковой стенке ударной трубы заподлицо с поверхностью канала (рис. 2) и практически безинерционно фиксировал температурный тренд внутренней поверхности канала, по которому распространяется ударная волна.

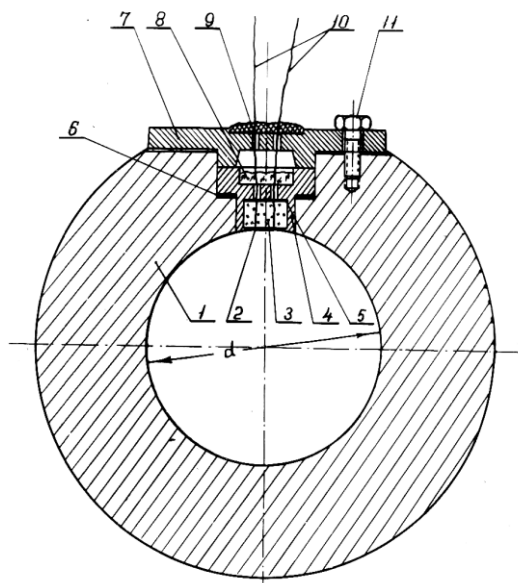


Рис. 2. Конструкция секции ударной трубы с термосенсором:

1 – секция трубы; 2 – ЧЭ сенсора; 3 – подложка; 4 – опорный стакан; 5, 6 – прокладки; 7 – фланец; 8 – уплотнение; 9 – пицеин (замазка); 10 – выводы; 11 – крепёжный болт

Факт нахождения на плёночном ЧЭ датчика ламинарного слоя за фронтом ударной волны определяется ступенчатой формой температуры поверхности на осциллограмме. В качестве примера приведём фото импульса термосенсора, смонтированного на фиксированном расстоянии от запускающего развёртку горизонтального луча осциллографа термосенсора (рис. 3).

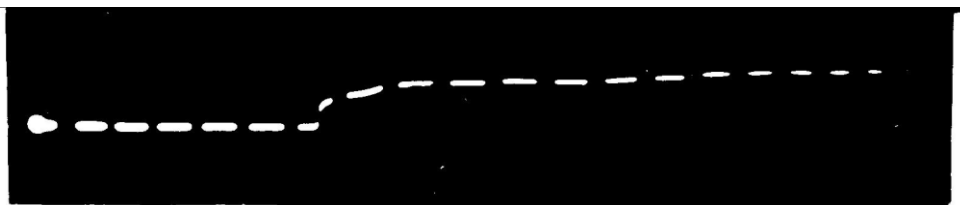


Рис. 3. Термограмма термосенсора:
 $p_1 = 10^{-3}$ атм; $M = 8$; метки по 10 мкс

Экспериментальная установка представляла собой ударную трубу общей длиной камеры низкого давления около 6 м.

Плёночные термосенсоры изготавливались на основе технологии вжигания коллоидной пасты из платинохлористоводородной кислоты на полированную поверхность стеклянной подложки. Для устранения шунтирующего эффекта слабоионизированного воздуха ЧЭ датчика запылялся моноокисью кремния с последующим отжигом для превращения SiO в SiO_2 . Термосенсоры обладали временем разрешения на уровне 4-6 мкс.

Опыты проводились в воздухе в интервале чисел M ударной волны от 2 до 12 при начальном давлении в КНД $p_1 = 10^{-3}$ атм. Общий вид ударной трубы дан на фото (рис. 4).

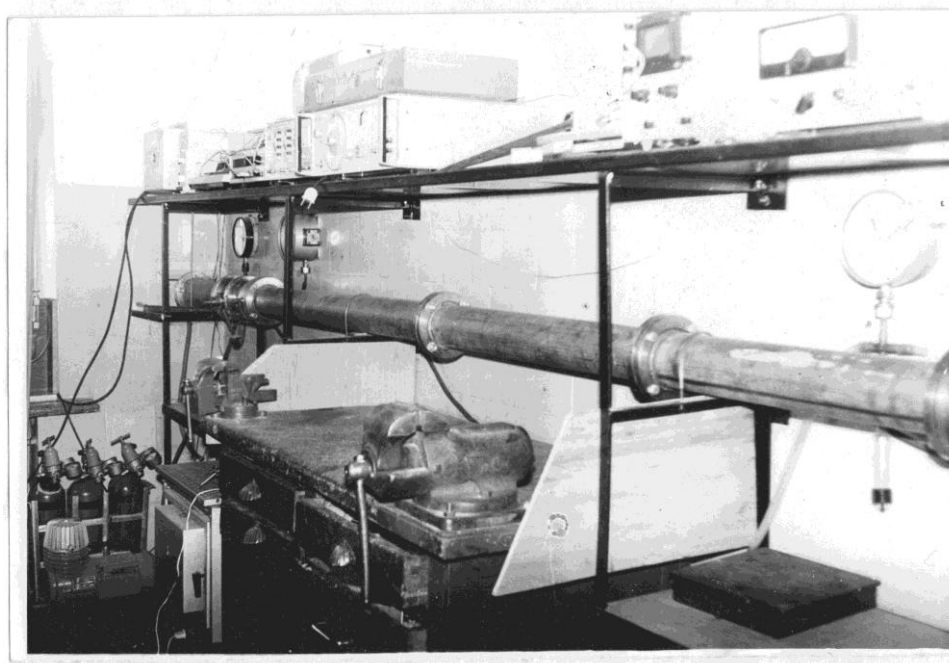


Рис. 4. Общий вид ударной трубы

В результате серии экспериментов была получена обобщённая зависимость скачка температуры поверхности с учётом давления за фронтом волны от числа M для различных начальных давлений перед ударной волной (рис. 5).

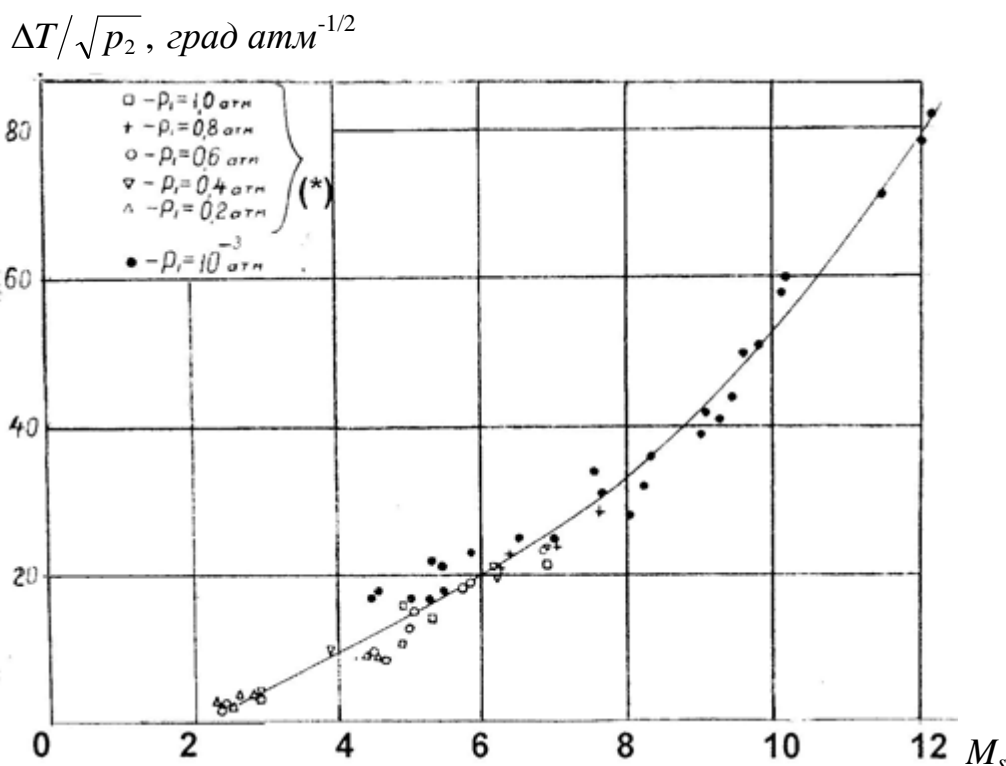


Рис. 5. Зависимость нормированной температуры поверхности от числа M :
 (*) – опыты Хартуньяна; точки для $p_1 = 10^{-3}$ атм – настоящие опыты

Рассмотрим результаты обобщённой зависимости нормированной температуры поверхности от числа M (рис. 5).

Из полученных различными авторами опытных данных можно сделать ряд интересных выводов:

1. Несмотря на значительную разницу начальных давлений, которая составляет три порядка, обобщающая зависимость функции $\Delta T/\sqrt{p_2}$ от числа M ударной волны аппроксимируется соотношением: $\Delta T = 0,55 \cdot M^2 \sqrt{p_2}$.

2. При высоких скоростях волны температура поверхности может достигать несколько сотен градусов, что видно из расчётной таблицы, представленной ниже.

M	$V_s, \text{м/с}$	$p_2, \text{атм}$	$\Delta t, ^\circ\text{C}$
2	660	5	5
4	1320	20	39,3
6	1980	45	132
8	2640	77	308
10	3300	122	607
12	3960	160	990

Даже, если за счёт некоторых превращений в нагретом воздухе, расчётные параметры будут снижены, всё равно значительные величины температур поверхности могут при тепловом ударе привести к возникновению высоких импульсных термических напряжений в поверхностном слое внутреннего канала, что представляет серьёзный риск при эксплуатации технологических устройств.

Обработка в критериальной форме результатов опытов по методике Хартуньяна и Руссо привела к зависимости комбинированного критерия $St\sqrt{Re}$ от числа M ударной волны (рис.6).

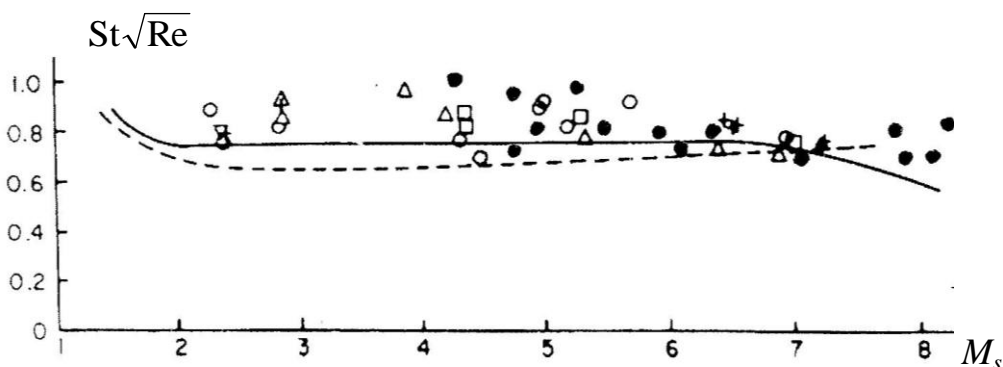


Рис. 6. Критериальная обработка опытов для ламинарной части пограничного слоя (значения точек те же, что и на рис. 5)

Изменения условий теплопередачи в момент перехода ламинарного пограничного слоя в турбулентный отражаются в резких изменениях температуры поверхности. На типичной осциллограмме этот момент с высокой степенью разрешения фиксируется плёночным термосенсором (рис. 7).

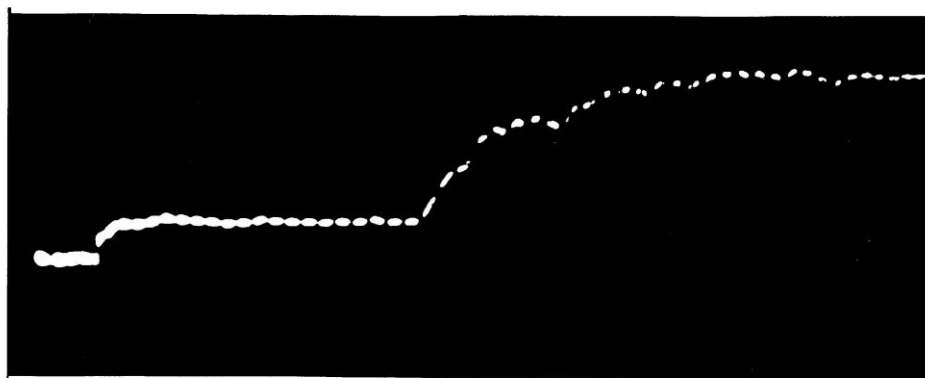


Рис. 7. Термограмма перехода ламинарного пограничного слоя в турбулентный:
 $p_1 = 5 \cdot 10^{-2}$ атм; $M = 5$; метки по 1 мкс

Оценка длины ламинарной зоны пограничного слоя за фронтом падающей волны имеет важное значение и для методических исследований. Наличие турбулентной пленки на оптических стенках канала трубы может помешать визуальным наблюдениям, проводимым в ядре потока газа высокой температуры.

Это важно при изучении механизма детонации и при определении задержки воспламенения горючих смесей.

Время пребывания ламинарного слоя над плёночным ЧЭ термосенсора определялось по временной длине ступеньки импульса от первого по ходу волны датчика до момента резкого изменения температурной кривой, фиксирующей потерю устойчивости ламинарного слоя и начало развития турбулентного слоя. Установлено, что модифицированный тепловой поток в стенку $q\sqrt{\tau}/\sqrt{p_2}$ однозначно определяется числом M . Величина теплового потока вычислялась по температурному скачку по формулам для полупространства. Число Рейнольдса перехода вычислялось по формуле [2]:

$$\text{Re}_\tau = \frac{u_2 V_s}{\nu_2 (V_s - u_2)} \cdot \tau_l, \quad (1)$$

где u_2 – скорость потока газа за фронтом волны;

V_s – скорость фронта ударной волны;

ν_2 – вязкость газа;

τ_l – длительность ламинарной части пограничного слоя.

При вычислениях были использованы результаты расчётов И.Б. Рождественского [3] и измерений скорости потока газа за скачком уплотнения Т.В. Баженовой [4].

На рис. 8 представлены результаты обобщения опытов. Для анализа влияния теплообмена на устойчивость пограничного слоя число перехода Re_τ изображено в функции модифицированного теплового потока на стенку.

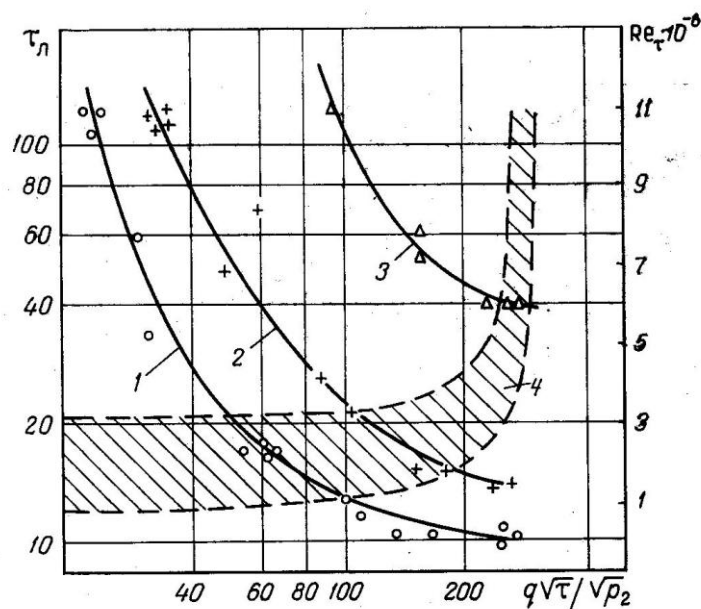


Рис. 8. Зависимость времени перехода от интенсивности теплообмена:
 1 – $p_1 = 10^{-1}$ атм; 2 – $5 \cdot 10^{-2}$ атм; 3 – 10^{-2} атм;
 4 – зона изменения чисел Re_τ от интенсивности теплообмена

Выводы

1. Время перехода τ_l увеличивается при уменьшении давления p_1 нелинейно. Так для $q\sqrt{\tau_l}/\sqrt{p_2} = 100$ из таблицы видно:

$p_1, атм$	$\tau_l, мкс$
10^{-1}	12
$5 \cdot 10^{-2}$	20
10^{-2}	100

Экстраполяция показывает, что при условии $p_1 \leq 1$ мм рт. ст. время перехода намного выше времени пребывания горячего газа у стенки, поэтому не удаётся зафиксировать переход до появления контактной зоны.

2. При высоких числах M ($M > 10$), когда диссоциация воздуха в ядре потока имеет существенное значение, не наблюдалось каких-либо аномалий в характере температурной кривой, что говорит о малом влиянии процессов диффузии ионов с последующей рекомбинацией их в "холодном" слое на температурный градиент у стенки в этих условиях.

Таким образом, по крайней мере, в рассматриваемом диапазоне газодинамических параметров исключается влияние физико-химических процессов, протекающих на верхней "границе" пограничного слоя, на переход.

3. Экспериментально подтверждено отсутствие влияния начального давления p_1 (в диапазоне от 5 до 100 мм рт. ст.) на температурный фактор T_w/T_2 , который в основном является функцией числа M .

4. Начиная с параметра $q\sqrt{\tau_l}/\sqrt{p_2} \approx 150$ ($M = 7$), наблюдается стабилизирующий эффект, определяемый, в основном, интенсивностью теплообмена. Зона изменений значений Re_τ при параметре $q\sqrt{\tau_l}/\sqrt{p_2} \leq 150$ при конкретном значении интенсивности теплообмена объясняется влиянием единичного числа $Re = \rho_2 u_2 / \mu_2$, где μ_2 – динамическая вязкость газа за фронтом ударной волны. В итоге можно сказать, что на стабилизацию пограничного слоя сильно влияет степень охлаждения поверхности канала.

На рис. 9 представлены результаты расчёта конвективного теплового потока в стенку канала. Температурная кривая по времени аппроксимировалась кусочно-линейной функцией. Как принято, для полупространства применялась известная формула [5]:

$$q_n(\tau) = \frac{2\varepsilon_i}{\sqrt{\pi}} \sum_{i=1}^n p_i (\sqrt{i - \lambda_{i-1}} - \sqrt{i - \lambda_i}), \quad (2)$$

где $p_i = \frac{t_i - t_{i-1}}{\lambda_i - \lambda_{i-1}};$

$\varepsilon_i = \sqrt{\rho_i c_i k_i}$ – коэффициент теплоусвоения подложки.

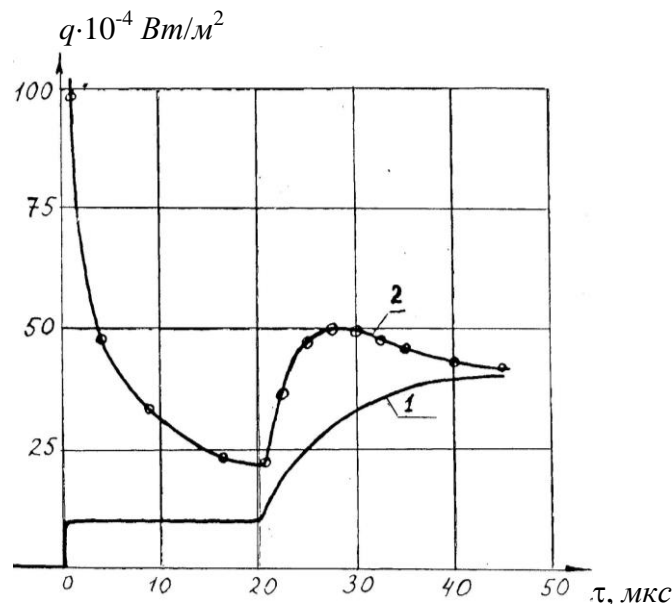


Рис. 9. Конвективный тепловой поток в стенку канала:
 $M = 5$; $p_1 = 5 \cdot 10^{-2}$ атм; 1 – температура поверхности;
 2 – плотность теплового потока.

Из рис. 9 видно, что тепловой поток при турбулентном режиме увеличивается почти вдвое, по сравнению с ламинарной частью в точке перехода.

Для расчёта тепловых потоков применялась теоретическая модель обратной задачи теплопроводности первого рода при изменении температуры поверхности полупространства.

Температура поверхности полупространства $t(\tau)$ связана с плотностью теплового потока зависимостью:

$$t(\tau) = \frac{1}{\sqrt{\pi \varepsilon_0}} \int_0^\tau \frac{q(\lambda)}{\sqrt{\tau - \lambda}} d\lambda, \quad (3)$$

где ε – коэффициент теплоусвоения подложки.

Интегральное уравнение Абеля при таком ядре разрешим относительно $q(\tau)$ и получим уравнение для плотности теплового потока

$$q(\tau) = \frac{\varepsilon}{\sqrt{\pi_0}} \int_0^\tau \frac{dt(\lambda)}{d\lambda} \times \frac{d\lambda}{\sqrt{\tau - \lambda}}. \quad (4)$$

Если температурная зависимость от времени аппроксимируется степенной функцией типа $t(\tau) = b\tau^{\frac{1}{2}n}$ ($n = 0, 1, 2, \dots$), то плотность теплового потока вычисляется по соотношению:

$$q(\tau) = \frac{\varepsilon b \tau^{\frac{1}{2}(n-1)} \cdot \Gamma\left(\frac{1}{2}n + 1\right)}{\Gamma\left[1 + \frac{1}{2}(n-1)\right]}, \quad (5)$$

где $\Gamma(x)$ – Гамма-функция.

В случае температурной ступеньки $n = 0$ имеем $t(\tau) = b$.

Тогда тепловой поток $q(\tau) = \frac{\varepsilon b}{\sqrt{\pi}} \cdot \tau^{-\frac{1}{2}}$.

Этот результат согласуется с расчётной формулой для полупространства. Для турбулентного пограничного слоя тепловой поток также можно вычислить по формуле (5).

Важно отметить, что нестационарная термометрия пограничного слоя за фронтом ударной волны практически безинерционно обеспечивает непрерывную регистрацию теплоотдачи от пограничного слоя во времени, что соответствует её изменению с расстоянием от ударной волны. Один плёночный термосенсор позволяет получить полную характеристику теплообмена, включая ламинарную и турбулентную его части. При этом он уверенно фиксирует потерю устойчивости пристеночного потока с ростом интенсивности теплообмена. Кроме того, плёночный термосенсор, установленный на боковой поверхности канала, может служить индикатором факта воспламенения горючей смеси ударной волной, как отмечено в работе [6].

Литература

1. *Сонечкин В.М., Зойми Г., Панасевич Л.Т., Рачкаускас А.* Факторы пожарной опасности процесса механической обработки древесных материалов // Матер. 16-й междунар. науч.-техн. конф. "Системы безопасности – 2007." М.: Академия ГПС МЧС России, 2007. С. 160-162.
2. *Поляков Ю.А.* Исследование устойчивости пограничного слоя при наличии интенсивного теплообмена // ИФЖ. № 1. 1971. С. 29-33.
3. *Рождественский И.Б.* Термодинамические и газодинамические свойства потока воздуха за прямым скачком уплотнения с учётом диссоциации и ионизации воздуха // Сб. "Физическая газодинамика". Изд-во АН СССР, 1959. С. 70-82.
4. *Баженова Т.В.* Изменение скорости потока за скачком в ударной трубе // Сб. "Физическая газодинамика и теплообмен. Изд-во АН СССР. 1961.
5. *Лыков А.В.* Теория теплопроводности. М.: Высшая школа, 1966. 599 с.
6. *Поляков Ю.А., Макаров Ю.В.* Тепловая диагностика воспламенения водородовоздушной смеси за ударной волной // Пожары и чрезвычайные ситуации: предотвращение, ликвидация. 2011. № 3. С. 4-9.