

принципа минимизации энтропийного баланса позволяет подобрать рациональные значения термодинамических параметров рассматриваемых процессов и существенно улучшить топливно-экономические показатели двигателя.

Литература:

1. Розоноэр Л.И. и др. Оптимальное управление термодинамическими системами //Автоматика и телемеханика. –1981.– №1.– с.70–79.
2. Хаазе Р. Термодинамика необратимых процессов.– М.: Мир, 1967.– 544 с.
3. Лернер М.С. Горение и экология. – М.: МГП «Контекст». 1992.– 331с.
4. Русанов А.И., Левичев С.А., Жаров В.Г. Поверхностное разделение вещества. – Л.: Химия, 1981. –184 с.
5. Зейнетдинов Р.А. Процессы тепломассобмена с химическими реакциями в моторных маслах в двигателе //Сб. трудов Международной научно-практической конференции «Новые топлива с присадками». – Спб.: Академия прикладных исследований, 2006.– с.101–103.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРНОГО ПОЛЯ СТЕНКИ ПРИ ПЕРИОДИЧЕСКОМ ТЕПЛОВОМ ВОЗДЕЙСТВИИ

Куколев М. И., Петриченко М. Р.

(Санкт-Петербургский государственный политехнический университет)

Смешанная линейная задача одномерной теплопроводности выступает в разных жанрах как источник прямых и обратных решений. К сожалению, традиционный аппарат не всегда удобен.

Предлагается следующий алгоритм решения уравнения нестационарной теплопроводности:

$$\frac{\partial T}{\partial \bar{t}} = Fo \frac{\partial^2 T}{\partial \bar{x}^2}, \quad \bar{x} := \frac{x}{L}, \quad \bar{t} := \frac{t}{t_0},$$

со смешанными граничными условиями (третьего рода):

$$\left(\frac{\partial T}{\partial \bar{x}} \right)_{\bar{x}=0} + B \left(T_s - T(\bar{t}, 0) \right) = 0,$$

$$T(\bar{t}, 1) = 0.$$

Здесь: $Fo = \alpha t_0 / L^2$, $B = \alpha L / \lambda$, T_s – температура «горячего» теплоносителя (газа в цилиндре ДВС, адиабатическая температура стенки), t_0 – период изменения температуры стенки, L – толщина стенки (Рис. 1). Остальные обозначения стандартные.

Пусть известны примитивные (минимальные) периоды функций T_s и B . Тогда t_0 совпадает с общим наименьшим кратным примитивных периодов функций T_s и B и их произведения $\Pi = T_s \cdot B$.

Начиная с этого места, безразмерные переменные x и t не подчеркиваются. Они находятся в пределах $0 < x < 1$ и $-\infty < t < \infty$. Распределение температуры в стенке задается в виде полинома по степеням x с коэффициентами функциями, зависящими от t . Полином:

$$T(x, t) = T_w(t) \left(1 + Bx - (B+1)x^2 \right) - Px(1-x), \quad (1)$$

удовлетворяет граничным условиям по координате x .

Уравнение Фурье равносильно интегральному соотношению:

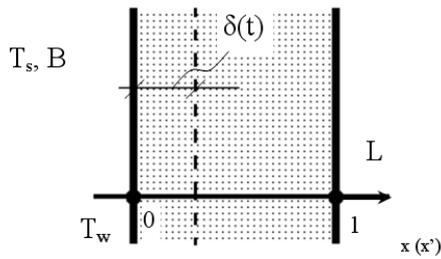


Рис. 1. Схема задачи.

$$\frac{d}{dt} \int_0^1 T(x,t) dx - Fo \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)_{x=0}^{x=1} = 0, \quad \text{или:}$$

$$\left(\frac{2}{3} + \frac{B}{6} \right) \frac{dT_w}{dx} + \left(\frac{1}{6} \frac{dB}{dt} + 2Fo(B+1) \right) T_w = \frac{1}{6} \frac{d\Pi}{dt} + 2Fo\Pi,$$

причем условие периодичности на температуру $T_w(t)$, $T_w(t \pm 1) - T_w(t) = 0$, эквивалентно данным Коши:

$$T_w(-\infty) = 0. \quad (3)$$

Пусть $f(t) := \frac{\frac{B}{6} + 2Fo(B+1)}{\frac{2}{3} + \frac{B}{6}}, g(t) := \frac{\frac{\Pi}{6} + 2Fo\Pi}{\frac{2}{3} + \frac{B}{6}}, f(t \pm 1) - f(t) = g(t \pm 1) - g(t) = 0.$

Тогда периодическое решение задачи Коши (2,3) имеет вид:

$$T_w(t) = \int_{-\infty}^t g(\tau) \exp\left(-\int_{\tau}^t f(\omega) d\omega\right) dt. \quad (4)$$

Пусть известна функция $T_w(t)$. Тогда (1) можно рассматривать как дифференциальное уравнение:

- для $V(t)$ при известной функции $T_s(t)$;
- для $\Pi(t)$ или для $T_s(t)$ при известной $V(t)$.

Решение обратной некоэффициентной задачи принципиально не отличается от решения прямой задачи.

Пусть теперь все три переменные T_w, T_s и $V(t)$ представимы в виде суммы:

$$A = \bar{A} + A',$$

где $\bar{A} := \int_0^1 A dt$ - осредненное значение переменной, A' - пульсационная компонента

переменной, названная так по аналогии с турбулентностью. Очевидно, все моменты первого порядка равны нулю:

$$\int_0^1 A' dt = 0.$$

В силу (1) осредненная температура стенки:

$$\bar{T} = T_w \left(1 - \bar{x}^2 \right) + \bar{T}_w \bar{B} x(1-x) + \overline{T_w' B'} x(1-x) - \bar{T}_s \bar{B} x(1-x) - \overline{T_s' B'} x(1-x). \quad (5)$$

Величина осредненного теплового потока на поверхности $x=0$, в силу (5), пропорциональна

$$-\left(\frac{\partial \bar{T}}{\partial x} \right)_{x=0} = \bar{B} \left(\bar{T}_s - \bar{T}_w \right) + \overline{T_s' B'} - \overline{T_w' B'}. \quad (6)$$

Пусть осредненные температуры совпадают:

$$\bar{T}_s - \bar{T}_w = 0.$$

Но тогда, в силу (6), осредненный тепловой поток отличен от нуля, поскольку крайние правые слагаемые в выражении (6) являются моментами второго порядка и не обязаны совпадать:

$$\left| \overline{T_s' B'} - \overline{T_w' B'} \right| > 0. \quad (7)$$

Каким образом вводятся «пульсационные» моменты в детерминированную задачу Фурье? Ответ очевиден – через граничные условия третьего рода на горячей поверхности, содержащей произведение числа В на разность нестационарных температур $T_s - T_w$.

Пусть поставлены граничные условия первого рода:

$$T(0, t) - T_w(t) = T(1, t) = 0.$$

Решение задачи Фурье, как и выше (пункт 1), можно представить в виде полинома второй степени:

$$T = T_w(1 - x^2) + a(t)x(1 - x).$$

Тогда для коэффициента-функции $a(t)$ получается уравнение:

$$\frac{da(t)}{dt} + 12Fo \cdot a(t) = -4 \frac{dT_w}{dt} - 12Fo T_w(t).$$

Периодическое решение этого уравнения есть:

$$a(t) = - \left(I + \frac{1}{12Fo} \frac{d}{dt} \right)^{-1} \left(I + \frac{1}{3Fo} \frac{d}{dt} \right) T_w(t),$$

а распределение температуры имеет вид:

$$T = T_w(1 - x^2) - \left(I + \frac{1}{12Fo} \frac{d}{dt} \right)^{-1} \left(I + \frac{1}{3Fo} \frac{d}{dt} \right) T_w x(1 - x).$$

Здесь I – операторная единица; $\left(I + \frac{1}{12Fo} \frac{d}{dt} \right)^{-1} T_w(t)$ – неограниченный оператор, действующий так:

$$\left(I + \frac{1}{12Fo} \frac{d}{dt} \right)^{-1} T_w(t) = \sum_{k=0}^{\infty} (-1)^k \frac{1}{(12Fo)^k} \frac{d^k T_w(t)}{dt^k}.$$

В силу закона Ньютона (смешанные условия):

$$-a(t) = B(T_s - T_w).$$

Значит, температура поверхности стенки $T_w(t)$ выражается через адиабатическую температуру $T_s(t)$ и число Био $B(t)$ следующим образом:

$$\left\{ \left(I + \frac{1}{12Fo} \frac{d}{dt} \right)^{-1} \left(I + \frac{1}{3Fo} \frac{d}{dt} \right) + B \right\} T_w = B T_s. \quad (8)$$

В стационарном процессе теплопередачи $\left(\overline{B+1} \right) \overline{T_w} = \overline{B} \overline{T_s}$. При $Fo \rightarrow \infty$ решение (8) совпадает со стационарным решением. Получается, что пульсационный поток теплоты $\overline{T_s' B'} - \overline{T_w' B'} := \overline{Q^T}$ связан с разрывами температуры $T_w(t)$ и ее производных. Например, ограничиваясь слагаемыми $O(1/Fo^2)$:

$$-\frac{1}{4Fo} \frac{dT_w}{dt} + \frac{1}{48Fo^2} \frac{d^2 T_w}{dt^2} = \overline{Q^T}.$$

Или:
$$-\frac{1}{4Fo} \delta T_w + \frac{1}{48Fo^2} \delta \dot{T}_w = \overline{Q^T},$$

где $\delta T_w := T_w(1) - T_w(0)$. Здесь точкой обозначена производная по времени. Пусть температура стенки и первые m ее производных непрерывны. Тогда

$$\frac{O(1)}{Fo^{m+2}} \delta \left(\frac{d^{m+1} T_w}{dt^{m+1}} \right) = \overline{Q^T}.$$

Итак, происхождение «пульсационной» составляющей теплового потока состоит в существовании разрывов производных температуры поверхности. Происхождение этих «пульсаций» теплового потока, конечно, может трактоваться как стохастический процесс. Но лучше оставаться на традиционной точке зрения и считать, что среднее значение температуры «по количеству осциллограмм» температуры не совпадает со средним по времени значением температуры. Т.е. нужно принимать во внимание, что среднее по ансамблю температур не совпадает со средним по времени - эргодичности нет. Этот факт вполне очевиден.

Действительно, средняя по ансамблю (по числу осциллограмм) температура в фиксированный момент времени совпадает с температурой в фиксированный момент времени при любом числе осциллограмм. Осредненная по времени в пределах осциллограммы процесса температура будет иной. Кроме того, измерение температуры поверхности малоинерционной термпарой в дискретном числовом коде позволяет получить информацию в классе ступенчатых функций с периодом 1. Поскольку замыкание (или переход к пределу при возрастании ранга или тонкости дробления) в классе ступенчатых функций приводит к измеримым на промежутке $0 < t < 1$ функциям, то и температура $T_w(t)$, измеримая на промежутке $0 < t < 1$, с примитивным периодом 1, является функцией времени. Но, измеримая функция лишь на множестве нулевой меры отличается от непрерывной функции. Дифференцируемость же температур по времени ниоткуда не следует. Значит, вариация температуры $\delta T_w(t) = 0$. Однако вариации на периоде производной температуры по времени принципиально не равны нулю.

Для простых оценок пульсационного потока можно использовать такой прием. Возьмем приближенное равенство:

$$a = -T_w - \frac{1}{3Fo} \frac{dT_w}{dt}.$$

Тогда, естественно,

$$\overline{a} + \overline{T_w} = 0.$$

Для граничных условий третьего рода выполняется тождество:

$$a + B(T_s - T_w) = 0.$$

Значит, производя осреднение, получим:

$$\overline{Q^T} = \left(\overline{B+1} \right) \overline{T_w} - \overline{B} \overline{T_s}.$$

Итак, пульсационный тепловой поток обращается в 0 тогда и только тогда, когда температуры стенки (адиабатическая и поверхности) связаны тождеством:

$$T_w = \frac{B}{B+1} T_s.$$

Т.е. в том и только в том случае, если температура явно от времени не зависит. Кстати говоря, возможность связать момент второго порядка с моментами первого порядка $(\overline{Q^T}, \overline{B}, \overline{T_{s,w}})$ обеспечивает детерминированность температуры. В стохастической схеме этот результат едва ли может быть получен.

Среднее арифметическое значение мгновенной температуры стенки,

$$\int_0^1 T(x,t) dx,$$

в силу теоремы Бонне о среднем, представимо в виде [1]:

$$\int_0^1 T(x,t) dx = T_w(t) \delta(t).$$

Здесь $\delta(t)$ – толщина температурного пограничного слоя (глубина проникновения пульсаций температуры). В силу (1):

$$\delta(t) = \frac{2}{3} + \frac{B}{6} - \frac{\Pi}{6T_w}.$$

Или:
$$\bar{T}_w \bar{\delta} + \overline{T_w' \delta'} = \frac{2}{3} \bar{T}_w + \frac{1}{6} \bar{B} \bar{T}_w - \frac{1}{6} \bar{B} T_s + \frac{1}{6} \overline{B' T_w'} - \frac{1}{6} \overline{B' T_s'} = \bar{T}_w \bar{\delta} - \frac{1}{6} \overline{Q^T},$$

причем, здесь отражен вклад пульсаций температур ($T_{w,s}$), теплоотдачи от рабочего тела в стенку (B) и толщины δ в среднее значение глубины проникновения волны. Отсюда:

$$\overline{Q^T} = -6 \overline{T_w' \delta'}.$$

Удается, таким образом, сопоставить «пульсацию» теплового потока с моментом второго порядка, связанным с пульсацией глубины проникновения волны. Получается интересное наблюдение. Пусть

$$\overline{Q^T} > 0.$$

Тогда пульсации температуры и глубины проникновения волны являются величинами разных знаков. Например, пульсация температуры положительна. Тогда глубина проникновения волны утоняется. Если же наоборот, происходит отдача теплоты стенкой («пульсационный» поток теплоты отрицателен), то пульсации температуры и глубины проникновения волны совпадают по знаку. Например, если пульсация температуры положительна, то и пульсация глубина проникновения волны положительна – стенка «подкачивает» теплоту из слоев $x > \delta$.

Литература:

1. Уиттекер Е.Т., Ватсон Дж. Н. Современный анализ, ч.1. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 1962. – С. 94-95.

СОВЕРШЕНСТВОВАНИЕ ПОДАЧИ И РАСПЫЛИВАНИЯ ТОПЛИВА В БЫСТРОХОДНЫХ ДИЗЕЛЯХ В УСЛОВИЯХ ЗОНАЛЬНОГО СМЕСЕОБРАЗОВАНИЯ

Мальчук В.И. (МАДИ (ГТУ))

Известно, что экологические и экономические характеристики дизеля (**D**) во многом определяются качеством смесеобразования, которое зависит от того, в какой степени достигнуто взаимное соответствие формы камеры сгорания (**КС**), характеристик впрыскивания, распыливания, параметров воздушного заряда. Проблемы смесеобразования усложняются рядом обстоятельств.

Так, во многих дизелях форсунка расположена асимметрично относительно оси **КС**. Это приводит к тому, что топливо, впрыскиваемое из различных распыливающих отверстий с практически одинаковыми или близкими характеристиками впрыскивания и распыливания, не может в равной степени эффективно сгорать в каждой зоне смешения его с воздухом.