

просмотреть разные предлагаемые ей проекты, внести свои коррективы в них при заключении договора на модернизацию фасада здания.

Библиографический список

1. Верстак, В.А. 3DS Max 8. Секреты мастерства (+CD) / В.А. Верстак. – СПб., 2006.
2. Верстак, В.А. 3DS Max на 100% / В.А. Верстак, С.В. Бондаренко, М.Ю. Бондаренко. – СПб., 2006.

УДК 517.4

ОБ АНАЛИТИЧЕСКОМ ОПРЕДЕЛЕНИИ ЗАКОНА ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЯ В ДВИГАТЕЛЯХ ВНУТРЕННЕГО СГОРАНИЯ

Г. Н. Леонов, А.В. Фролов

Ключевые слова: горение, давление газов, двигатель внутреннего сгорания, динамика энерговыделения.

Процесс превращения топлива в конечные продукты реакции характеризуется законом сгорания.

Закон сгорания определяет общие технические показатели рабочего процесса и поэтому имеет принципиальное значение при проектировании, исследованиях и эксплуатации двигателей. Знание закона сгорания топлива в ДВС имеет важное и фундаментальное значение как для более полного исследования рабочего процесса, так и для изучения динамики двигателя в целом. Аналитическое определение закона сгорания ввиду сложности подобной задачи в настоящее время практически невозможно.

Законы выделения энергии (тепла) наиболее полно вскрывают характер превращений в процессе сгорания и их воздействие на рабочий процесс. На практике закон сгорания (энерговыделения) изображают в виде участка индикаторной диаграммы рабочего процесса. Поэтому, если известен закон энерговыделения, то изобразить фрагмент индикаторной диаграммы рабочего процесса, характеризующий энерговыделение, не представляется особых трудностей.

§1. Теоретические основы динамики энерговыделения. В технических задачах широко применяются приближенные формулы и коэффициенты, характеризующие законы энерговыделения.

В разное время различные исследователи в области динамики энерговыделения использовали следующие законы [1]:

а) линейный

$$\frac{dQ}{dt} = const;$$

б) параболический

$$\frac{dQ}{dt} = \frac{2}{t_0} \left(1 - \frac{t}{t_0} \right),$$

где t_0 – продолжительность горения топлива, установленная опытным путем;

в) экспоненциальный

$$\frac{dQ}{dt} = \frac{2}{t_1} \left(\frac{t}{t_1} \right)^2 e^{-\frac{2(t/t_1)^3}{3}},$$

где t_1 – время горения до достижения максимального значения $\frac{dP}{dt}$.

Большое количество исследований посвящено анализу процессов сгорания в дизельных двигателях и установлению законов энерговыделения во времени. К таким исследованиям следует, прежде всего, отнести работы Бриллинга [2] и Чаромского [3].

Далее появилось сравнительно небольшое количество работ, где были сделаны попытки дать общий динамический анализ процесса энерговыделения с применением химической кинетики. К ним следует причислить работы Неймана [4]. Нейман дал формальное выражение для закона сгорания, основываясь на предположении о том, что динамика энерговыделения подчиняется уравнению бимолекулярной реакции

$$\frac{dC_B}{dt} = K \cdot C_B \cdot C_{O_2},$$

где $\frac{dC_B}{dt}$ – скорость уменьшения концентрации топлива при горении;

C_B – текущее значение концентрации топлива при горении;

C_{O_2} – текущее значение концентрации кислорода и воздуха в камере сгорания;

K – константа.

В уравнении Неймана фигурирует константа K , которая подлежит определению. На основе опытных данных, полученных при исследовании дизеля, Нейман сумел отыскать аналитическое выражение этой неизвестной постоянной в виде экспоненциального закона по углу поворота коленчатого вала

$$K = \alpha e^{\beta \varphi},$$

где α, β – постоянные величины, определяемые из опыта;

φ – текущее значение угла поворота коленчатого вала.

Анализ работ Неймана показывает, что для определения значения постоянной K необходимо опытное определение величин α, β , для чего необходима индикаторная диаграмма процесса.

Работы Неймана по определению точного закона энергосыделения получили и дальнейшее развитие, например, в работах Кушуля [5], Иноземцева [6] и других. В работах Кушуля и Иноземцева подробное исследование получило уравнение, выражающее неизвестную постоянную K через величины α, β экспоненциально. Иноземцев в своей работе предложил определение константы скорости бимолекулярной реакции из предположения гетерогенности в начале и гомогенности в конце процесса горения. В результате такого подхода им был изложен метод расчета константы равновесия между крайними точками процесса горения.

Бимолекулярная схема расчета процесса сгорания в дизелях обширно обсуждалась в работах Бриллинга, Вихерта, Гутермана, Орлина, Калиша, Вырубова, Мелькумова [7–9] и других.

Большой вклад в изучение вопросов, касающихся аналитического определения закона энергосыделения, внесен теоретическими и экспериментальными исследованиями процесса горения в дизелях Кошкиным, Глаголевым и Либровичем [10–12]. Было показано, что экспоненциальное представление константы K не всегда имеет место. И была подчеркнута принципиальная особенность этой неточности в начале процесса.

Недостаток бимолекулярной схемы описания процесса горения по Нейману положил в основу ряд и других исследований закона выделения энергии в дизелях.

Значительно меньше работ посвящено анализу и исследованию динамики энергосыделения и аналитическому описанию процесса в ДВС с воспламенением от искры. Одной из первых работ, посвященной изучению динамики энергосыделения в ДВС с воспламенением от искры, стало исследование Сороко-Новицкого, в котором динамика энергосыделения рассматривалась по времени с позиций химической кинетики. Были выведены уравнения, позволяющие рассчитывать индикаторную диаграмму. В качестве исходных уравнений Сороко-Новицкий использовал автогенетические уравнения Акулова [13]. Однако применение уравнений Акулова требовало принятия многих упрощений, что в значительной степени искажало действительную картину процесса. В дальнейшем исследования Сороко-Новицкого развития не получили.

Следует отметить, что автогенетические функции Акулова нашли применение и в исследованиях динамики энергосыделения в дизелях, в частности в работах Кошкина [10].

Многие российские исследователи пошли путем сравнения теоретического цикла с циклом в реальном ДВС [14–15]. Метод сравнения теоретического и реального циклов основывался на тепловом расчете по Гриневицкому, впоследствии развитый Бриллингом, Стечкиным и Мазингом. Такой расчет при правильном вы-

боре исходных величин дает представление об индикаторных показателях цикла.

Со временем выяснены недостатки теплового расчета цикла по Гриневицкому, которые непрерывно уточняются и по настоящее время. В расчете Гриневицкого индикаторная диаграмма разделена на ряд участков, при этом определяются параметры на их границах и совсем не затрагивается характер процесса во времени. Наибольшие трудности при применении метода Гриневицкого возникали при исследовании участка индикаторной диаграммы, характеризующего горение. Это связано, во-первых, с тем, что кривая давления аппроксимирована изохорой, что не соответствует действительности [14]. Основную разницу между теоретическим и действительным циклом удалось зафиксировать Стечкину именно на участке сгорания. Во-вторых, Гриневицким было не учтено то, что при высоких температурах продукты реакции находятся в диссоциированном состоянии, т. е. процесс идет при переменном составе продуктов сгорания.

До сих пор недостатки метода Гриневицкого не устранены. Кроме того методом Гриневицкого невозможно точное определение таких показателей цикла, как максимальные давление и температура цикла, скорость их изменения во времени, скорость энерговыделения, состав отработавших газов, и т. д.

Формальный подход к изучению динамики энерговыделения, согласно Стечкину, нашел свое отражение и дальнейшего развитие в его же работах, посвященных изучению быстрого горения [15]. Найденное представление тепла в виде функции от времени позволяет решать вопрос подвода тепла во времени в общем виде, однако не имеет практического применения, так как отсутствует способ нахождения всех неизвестных коэффициентов в разложении.

Широкое применение получили также исследования динамики энерговыделения, основанные на постулате Гюи-Михельсона. Согласно этому постулату количество топливной смеси, сгорающей

в единицу времени и отнесенное к единице поверхности фронта пламени, – величина постоянная, причем по своему физическому смыслу представляет скорость движения фронта пламени в направлении нормали относительно невоспламененной газовой смеси, или же массовую скорость сгорания. Это положение нашло свое отражение в работе Кошкина, Иноземцева [16].

Используя постулат Гюи-Михельсона и отвлекаясь от мелких искривлений фронта пламени, уравнение для скорости энерговыделения имеет вид [17]

$$\frac{dQ}{dt} = u_T \rho^* F H_{\Sigma},$$

где u_T – скорость сгорания в турбулентном потоке, м/с;

ρ^* – осредненная плотность исходной смеси, кг/м³;

F – общая поверхность фронта пламени с учетом всех искривлений, м²;

H_{Σ} – теплотворная способность смеси, Дж/кг.

Анализ данного уравнения показывает, что скорость энерговыделения растет в результате увеличения как поверхности фронта пламени, так и скорости его распространения. Для определения величины поверхности фронта пламени требуются сложные и специальные экспериментальные исследования на специально созданных для этих целей двигателях, и, естественно, осуществить этим путем определение закона энерговыделения чрезвычайно трудно, а порой и невозможно.

Широкое распространение получило также полуэмпирическое уравнение скорости сгорания Вибе [18]. Вывод уравнения основывается на понятиях эффективный акт и эффективный центр реакции. Дифференциальное уравнение Вибе имеет вид

$$\frac{dx}{dt} = n \rho e^{-\int_0^x n dx} = n \rho (1-x),$$

где n – коэффициент пропорциональности;

ρ – относительная текущая плотность эффективных центров;

x – доля вещества, прореагировавшего к моменту времени t .

Попытка найти интеграл уравнения привела Вибе к непреодолимым трудностям. Допуская плотность ρ в виде степенной функции времени, было получено точное решение

$$x = 1 - e^{-6,908 \left(\frac{t}{t_z}\right)^{m+1}},$$

где t_z – продолжительность времени сгорания, т. е. время, необходимое для превращения 0,999 всего топлива, поступившего в камеру сгорания;

m – показатель степенного представления плотности, $m > 1$.

Полученные результаты использовались Вибе для постановки широких аналитических исследований параметров процесса горения, а также для анализа рабочего процесса в ДВС. Из полученного решения видно, что для описания процесса энерговыделения необходимо знать две величины: показатель m и продолжительность сгорания.

Уравнение Вибе достаточно полно описывает характер процесса энерговыделения во времени. Однако оно не раскрывает влияния на показатели процесса сгорания конструктивных, топливных или режимных факторов даже приближенно [18].

При определении закона скорости подвода тепла следует исходить из того, что уравнения, описывающие динамику энерговыделения, определяют не только индикаторную диаграмму процесса, но и влияние формы кривой на протекание процесса. Для расчетов индикаторных диаграмм и для многочисленных исследований существенное значение имеет выражение для кривой энерговыделения во времени. Задача отыскания такой кривой одновременно охватывает кинетические и газодинамические процессы, а также вопросы тепло- и массообмена.

Большое значение имеют поиски методов исследования и количественных обобщений при помощи создания модели явлений и описания ее на основе фундаментальных законов.

Как известно, индикаторная диаграмма рабочего процесса без учета потерь тепла описывается на основе первого закона термодинамики и может быть описана следующим уравнением:

$$\psi G_0 H \frac{dx}{dt} = \frac{A}{k-1} v \frac{dp}{dt} + A \frac{k}{k-1} p \frac{dv}{dt},$$

где ψ – коэффициент, учитывающий потери тепла;

G_0 – количество топлива, поступающее в камеру сгорания за цикл, кг;

H – теплотворная способность топлива, ккал/кг;

k – показатель адиабаты;

v – удельный объем, м³;

x – доля тепла, выделившегося при сгорании топлива, Дж.

Анализ полученного уравнения показывает, что скорость подвода тепла определяет характер протекания давления во времени. Однако скорость энерговыделения записана в неявной форме и не отражает развития процесса во времени.

Анализ уравнения скорости энерговыделения и влияние различных коэффициентов для этого уравнения на процесс сгорания и на характер изменения давления во времени были выполнены в работах Лернера с помощью аналоговых вычислительных машин [19].

Несмотря на широкий спектр проведенных теоретических исследований в области динамики энерговыделения в ДВС, а также в связи с бурным развитием автомобильного транспорта вновь возникает интерес к аналитическому определению протекания процесса сгорания и энерговыделения в двигателях.

§2. Аналитическое определение закона энерговыделения на основе теории подобия. В связи с техническими трудностями описания энерговыделения часто применяется физическое и математическое моделирование изучаемых процессов, в частности, тесно связанная с ними теория подобия. Именно теория подобия приобретает первостепенное значение при физическом моделировании изучаемых процессов.

Многие процессы описываются одними и теми же дифференциальными урав-

нениями. Движение маятника и пружины описывается таким же уравнением, как и изменение заряда конденсатора, пластины которого замкнуты через индуктивность или движение тока в электрической цепи и течение воды в трубах.

Впервые Иванцов, Петунин и Сыркин при исследовании турбулентного диффузионного горения применили элементы теории подобия для приближенного огневого моделирования [20–21]. В этом же направлении работали Дамкелер [22], Вулс [23], Дьяконов [24], Норкин [25], Усманов [26] и другие.

Применим динамическое подобие к процессу горения. Тогда задачу отыскания математического закона энерговыделения (характеризующегося кривой давления) можно смоделировать вынужденными колебаниями пружины под действием импульсных сил малой продолжительности [27].

Математическая формулировка в такой постановке заключается в том, что необходимо найти некоторую функцию $u(x, t)$, удовлетворяющую дифференциальному уравнению

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = a^2 \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{1}{q} F(x, t)$$

с краевыми условиями (для любых t)

$$\begin{cases} \text{при } x=0 & u=0; \\ \text{при } x=l & \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = -c^2 \frac{\partial u}{\partial x} \end{cases}$$

и при $t=0$

$$u(x, 0) = \varphi(x), \quad \frac{\partial u(x, 0)}{\partial t} = \psi(x).$$

Функция $F(x, t)$ характеризует силу, развиваемую давлением газов при горении, действующую на поршень, которая, если считать время от момента впуска, будет некоторой функцией $f(t)$.

Давление следует рассматривать как усилие, сосредоточенное на последнем элементе пружины, иначе, как предельный случай усилия, распределенного на протяжении от c до $c + \lambda$, причем в пределе c должно приближаться к l , и λ должно приближаться к нулю, полная же величина нагрузки к $Sf(t)$, где S – площадь поперечного сечения поршня.

Отсюда следует, что функцию $F(x, t)$ надо взять так:

$$F(x, t) = \begin{cases} 0, & 0 \leq x \leq c \\ \omega(x)f(t), & c \leq x \leq c + \lambda \\ 0, & c + \lambda \leq x \leq l \end{cases},$$

причем выполняется условие

$$\int_c^{c+\lambda} \omega(x) dx = S.$$

Функцию $f(t)$ необходимо подобрать таким образом, чтобы соблюдались все вышеуказанные условия, например,

$$f(t) = \begin{cases} a \sin \frac{\pi t}{2t_1}, & 0 \leq t \leq t_1; \\ a e^{-\frac{h(t-t_1)}{t_2}} \left[1 + \frac{h(t-t_1)}{t_2} \right], & t_1 \leq t \leq t_2, \end{cases}$$

где t_1 – время достижения максимума кривой давления, c ;

t_2 – общее время, c .

Функция давления получается из последней функции путем домножения на множитель $\frac{1}{S}$. Как видно, в окрестности граничной точки $t = t_1$, функция $f(t) = a$, что соответствует максимальному значению силы давления. Следовательно, основываясь на опытных данных при снятии технических характеристик рабочего процесса, можно зафиксировать численное значение величины $a = f_{\max}$.

Выражение для функции $f(t)$ имеет по сравнению с ранее указанными в §1 законами изменения давления более наглядный вид. Как показал анализ работ Стечкина [14; 15], линию выгорания топлива одной кривой представить нельзя, ибо в промежутке $t \leq t_1$ наблюдается значительная разница между теоретическими и экспериментальными результатами. В связи с этим, кривую давления следует разделить кусочно-непрерывным образом, с целью более точного описания динамики изменения давления в цилиндре ДВС.

С учетом изложенных рекомендаций, функцию $f(t)$ запишем в виде

$$f(t) = \begin{cases} \frac{p_{\max}}{S} \sin \frac{\pi t}{2t_1}, & 0 \leq t \leq t_1; \\ \frac{p_{\max}}{S} e^{-\frac{h(t-t_1)}{t_2}} \left[1 + \frac{h(t-t_1)}{t_2} \right], & t_1 \leq t \leq t_2, \end{cases}$$

где t_1 – время достижения максимума кривой давления, с;

t_2 – общее время, с;

h – величина, подлежащая определению по заданному значению силы давления в момент времени $t > t_1$.

Пусть $p_{\max} = 4$ МПа при $t_1 \approx 0,001$ с, $t_2 \approx 0,006$ с, $h = 10$, тогда график функции $f(t)$ имеет вид в соответствии с рисунком.

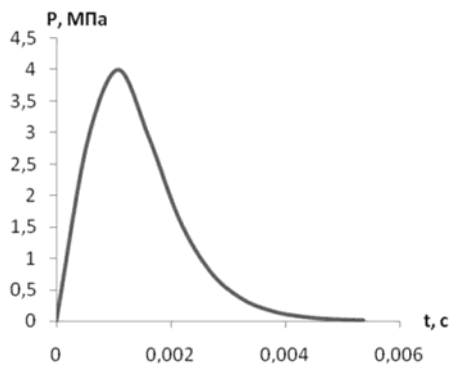


График функции $f(t)$

при $p_{\max}(t \approx 0,001) = 4$ МПа; $t_2 \approx 0,006$ с; $h = 10$

§3. О возможности применения данного аналитического описания закона энерговыделения при исследованиях динамики ДВС. Аналитический закон энерговыделения в ДВС получает широкое применение при исследовании рабочего процесса в двигателях, при расчете индикаторных диаграмм, индикаторных показателей, а также при диагностике технического состояния автомобиля в целом.

С помощью ЭВМ при проектировании и испытании двигателей на основе анализа аналитического закона энерговыделения появляется возможность установить влияние фундаментальных характеристик процесса на общие энергетические и экономические показатели двигателя [28].

Кроме того, более точное описание закона энерговыделения позволяет теоретически исследовать влияние характера энерговыделения при соответствующих допущениях о характере распространения пламени, теплоотдачи в стенки цилиндра и формы камеры сгорания в зависимости от конструктивных параметров двигателя (диаметр цилиндра, ход поршня, длина шатуна и т. д.) на характеристики динамики ДВС.

Библиографический список

1. Квасников, А.В. Теория жидкостных ракетных двигателей / А.В. Квасников. – Л., 1959.
2. Бриллинг, Н.Р. Исследование рабочего процесса и теплопередачи в двигателе дизеля / Н.Р. Бриллинг. – М., 1931.
3. Чаромский, А.Д. Испытание, исследование и расчет авиационного дизеля / А.Д. Чаромский. – М., 1934.
4. Нейман, К. Кинетический анализ процесса сгорания в дизеле / К. Нейман // Двигатели внутреннего сгорания. – М., 1938.
5. Кушуль, М.Я. Исследование процесса сгорания в дизелях / М.Я. Кушуль. – М., 1940.
6. Иноземцев, Н.В. Исследование и расчет рабочего процесса авиационного дизеля / Н.В. Иноземцев. – М., 1940.
7. Бриллинг, Н.Р. Быстроходные дизели / Н.Р. Бриллинг, М.М. Вихерт, И.И. Гутерман. – М., 1951.
8. Орлин, А.С. Двигатели внутреннего сгорания / А.С. Орлин, Г.Г. Калиш, Д.Н. Вырубов. – М., 1951.
9. Мелькумов, Т.М. Теория быстроходного двигателя с воспламенением / Т.М. Мелькумов. – М., 1953.
10. Кошкин, В.К. О методах кинетического анализа процесса сгорания в быстроходном дизеле / В.К. Кошкин // Сб. трудов МАИ. – М., 1946.
11. Глаголев, Н.М. Рабочие процессы ДВС / Н.М. Глаголев. – М., 1950.
12. Либрович, Б.Г. Рабочие процессы ДВС и их агрегатов / Б.Г. Либрович. – М., 1946.
13. Акулов, Н.С. Основы Химической динамики / Н.С. Акулов – М., 1940.
14. Стечкин, Б.С. Индикаторная диаграмма и процесс выделения тепла / Б.С. Стечкин // Сгорание и смесеобразование в дизелях. – М., 1960.

15. Стечкин, Б.С. Индикаторная диаграмма, динамика тепловыделения и рабочий цикл быстрогоходного поршневого двигателя / Б.С. Стечкин, К.И. Генкин, В.С. Золотаревский, И.В. Скородинский. – М., 1960.
16. Иноземцев, Н.В. Процессы сгорания в двигателях / Н.В. Иноземцев, В.К. Кошкин. – М., 1949.
17. Семенов, Н.Н. Тепловая теория горения и взрывов / Н.Н. Семенов // Усп. физ. наук. – 1940. – Т. 23. – №3.
18. Вибе, И.И. Новое о рабочем цикле двигателей / И.И. Вибе. – М., 1962.
19. Лернер, М.О. Регулирование процесса горения в ДВС с искровым зажиганием / М.О. Лернер. – М., 1972.
20. Иванцов, Г.П. Элементы теории подобия и методика расчета моделей / Г.П. Иванцов // Вопросы движения газов в печах. – М., 1956.
21. Петунин, А.М. Приближенная теория огневого моделирования / А.М. Петунин, С.Н. Сыркин. – М., 1937.
22. Дамкелер, Г. Влияние потока, диффузии и теплопередачи на производительность реакционных печей (аппаратов) / Г. Дамкелер // Усп. хим. наук. – 1938. – Т. 7.
23. Вулис, Л.А. К диффузионной теории горения твердого топлива / Л.А. Вулис // Исследование процессов горения натурального топлива. – М., 1948.
24. Дьяконов, Г.К. Вопросы теории подобия в области физико-химических процессов / Г.К. Дьяконов. – М., 1956.
25. Норкин, Н.Н. О приближенном огневом моделировании стационарных процессов горения газов / Н.Н. Норкин // Изв. Томского политехнического ин-та им. С.М. Кирова. – Томск, 1952. – Т. 6. – №5.
26. Усманов, А.Г. Моделирование гомогенного факела горения / А.Г. Усманов // Труды Казанского химико-технологического ин-та им. С. М. Кирова. – Казань, 1949. – Вып. 14.
27. Шварц, Л. Математические методы для физических наук / Л. Шварц. – М., 1965.
28. Луканин, В.Н. Двигатели внутреннего сгорания : в 3 кн. Кн. 3 : Компьютерный практикум. Моделирование процессов в ДВС / В.Н. Луканин, М.Г. Шатров, Т.Ю. Кричевская и др. – М., 2005.