

УДК 662.758.2+62.843.6

А.Г. Гирин, С.В. Руденко

**О МЕХАНИЗМЕ ВТОРИЧНОГО ДРОБЛЕНИЯ ЭМУЛЬГИРОВАННОГО
ТОПЛИВА В КАМЕРАХ СГОРАНИЯ ДИЗЕЛЬНЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ**

Построена модель глобулы эмульгированного топлива, содержащей пузырек перегретого водяного пара, ограниченный сферическим топливным слоем (СТС). С использованием интеграла Коши-Лагранжа выведено дифференциальное уравнение ее радиального движения. Найдено, что в камере сгорания дизельного двигателя топливная глобула совершает затухающие колебания, причем их период практически не зависит от поверхностного натяжения, а определен давлением в камере сгорания и начальным давлением пара в пузырьке. Найдены приближенные формулы, позволяющие оценить значения параметров в характерных положениях СТС. Из полученных оценок следует, что СТС подвергается действию огромных сил инерции, вызванных его ускорением, достигающих 10^9 Н на 1 кг массы топлива. Это позволило выдвинуть гипотезу о возможном разрушении СТС механизмом гидродинамической неустойчивости типа Релея-Тейлора. Это даст возможность найти размеры и количество капелек, характеризующих процесс вторичного (окончательного) дробления эмульгированного топлива в дизельных двигателях.

Ключевые слова: эмульгированное топливо, водяной пар, глобула, камера сгорания.

Побудована модель глобули емульгованого палива, що містить бульбашку перегрітої водяної пари, яка обмежена сферичним паливним шаром (СПШ). З використанням інтегралу Коші-Лагранжа виведено диференціальне рівняння її радіального руху. Знайдено, що в камері згорання дизельного двигуна паливна глобула здійснює коливання, що затухають, причому їхній період практично не залежить від поверхневого натягу, натомість він визначений тиском у камері згорання та початковим тиском пари у бульбашці. Знайдені наближені формули, що дозволяють оцінити значення параметрів у характерних положеннях СПШ. Із знайдених оцінок випливає, що СПШ зазнає дії величезних сил інерції, що спричинені його прискоренням, яке досягає 10^9 Н на 1 кг маси палива. Це дозволило висунути гіпотезу про можливе руйнування СПШ механізмом гідродинамічної нестійкості типу Релея-Тейлора. Це дасть можливість знайти розміри і кількість крапельок, що характеризують процес вторинного (кінцевого) подрібнення емульгованого палива у дизельних двигунах.

© Гирин А.Г., Руденко С.В., 2015

Model of the emulsified fuel globule is built; the latter containing a bubble of overheated water vapor, which is confined by spherical fuel layer (SFL). With the use of Cauchy-Lagrange integral the differential equation of the globule radial motion is derived. It is found that the fuel globule makes attenuated oscillations in the combustor chamber of a diesel engine, their period being not depended on the surface tension; instead, it is determined by the pressure in combustor chamber and initial vapor pressure in the bubble. The approximate relations are found which permit to estimate the values of parameters in the characteristic locations of SFL. It follows from obtained estimations that SFL undergoes action of the huge inertia forces, which are caused by its acceleration of order of 10^9 H per 1 кг of fuel mass. This allows getting forward the hypothesis concerning possible disruption of SFL by the mechanism of hydrodynamic instability of Rayleigh-Taylor type. The latter will get the opportunity to find out the sizes and quantity of droplets, which are the characteristic values in the process of secondary (final) atomization of the emulsified fuel in diesel engines.

Keywords: *emulsified fuel, water vapor, globule, combustor chamber.*

Введение. Дизельные двигатели применяются в качестве основного источника движущих мощностей как для наземных, так и для морских перевозок, прежде всего благодаря их простой, надежной конструкции и высокой топливной экономичности [1]. Однако выбросы дизельных двигателей, в частности окислы азота (NO_x) и твердые частички (PM), которые вредны для живых существ и экологической среды, были признаны главными загрязнителями атмосферного воздуха. Они убивают втрое больше людей, чем ВИЧ, малярия и туберкулез вместе взятые [2]. Известно, что основными причинами формирования NO_x являются высокая температура и обилие кислорода в камере сгорания двигателя [3]. Эта ситуация привлекла большой интерес исследователей, и в последние три десятилетия повышение эффективности работы двигателей и уменьшение выбросов в их выхлопах стали основными требованиями при разработке новых двигателей. В частности, было обнаружено, что присутствие паров воды в области пламени оказывает влияние на физику и химическую кинетику горения; пары воды имеют также полезное воздействие на скорость выделения энергии и на загрязняющие выбросы [4]. В последующих экспериментальных работах [5-8] было показано, что при использовании эмульгированных топлив (ЭТ) выбросы NO_x могут быть уменьшены на 30-40 %, HC – на 60-80 %, а PM – на 60-90 %, в зависимости от объемного содержания воды в ЭТ и режима работы двигателя. При этом выигрыш наиболее заметен при работе двигателя на больших оборотах, а использование ЭТ не требует изменения форсунки либо других частей двигателя. В некоторых экспериментах было обнаружено уменьшение потребления горючего при использовании ЭТ до 10-15 %, по сравнению с дизтопливом [5], [9]. Кроме того, по сравнению с их прототипами ЭТ значительно более безопасны в эксплуатации, а также в аварийных ситуаци-

ях, как в авиации, так и в морском флоте [10]. Более подробные сведения об экспериментальных и теоретических исследованиях работы дизельных двигателей на ЭТ можно найти в обзоре [3].

Эффект эмульгированного топлива связывают с улучшением качества смесеобразования. Действительно, после впрыска струи ЭТ в камеру сгорания дизельного двигателя и ее разрушения плотным сжатым воздухом на отдельные капли (*первичное дробление топлива*) происходит быстрое нагревание последних. Так как температура кипения воды заметно ниже таковой для тяжелых топлив (дизтоплива, нефти, флотского мазута), то содержащиеся в этих каплях маленькие частички воды быстро превращаются в пар и, мгновенно расширяясь, разрывают окружающее их топливо на мельчайшие капельки (*микровзрыв, или вторичное дробление*). Вторичное дробление уменьшает размеры капелек горючего, сильно уменьшая тем самым время их полного испарения и способствуя образованию гомогенной горючей смеси. Кроме этого, образовавшиеся в результате микровзрыва пары воды уменьшают температуру пламени в камере сгорания, изменяют химический состав реагентов, что разбавляет зоны с богатым содержанием горючего и ведет к более высокой концентрации радикала *ОН*, контролирующего скорость формирования *NO* и образование сажи. Таким образом, микровзрыв капли ЭТ является ключевым процессом и выступает как вторичное дробление топлива, запускающее важные и полезные механизмы улучшения смесеобразования в камере сгорания двигателя [3].

В связи с этим важно изучить физические основы явления микровзрыва, а также те свойства ЭТ, которые влияют на него, с целью управления кинетикой вторичного дробления. Микровзрыв зависит от давления и температуры в камере сгорания, содержания воды, летучести топлива, вида эмульсии, размера капель. Соответственно, преимущества ЭТ реализуются только в дизельных двигателях, где температура сжатого воздуха высока и вызывает мощный поток тепла внутрь капель ЭТ [11, 12]. Невыполнение этих необходимых условий в камере сгорания ведет к отсутствию микровзрывов, что нивелирует преимущества ЭТ: имеются сведения, что ЭТ эффективны для определенного диапазона температур в камере сгорания: $450^{\circ}\text{C} < T_3 < 550^{\circ}\text{C}$ [13]. При меньших температурах водная фаза не способна быстро прогреться, а при больших – наряду с прогревом воды происходит интенсивный прогрев и испарение топливной фазы. В обоих случаях микровзрывы отсутствуют, и вторичного дробления топлива нет. Имеются попытки использовать благоприятное влияние паров воды в зоне пламени, которые заключаются в применении иных способов подачи воды в камеру сгорания: непосредственный впрыск, а также подача воды совместно с впрыскиваемым воздухом. Однако посредством ЭТ подача воды осуществляется наиболее эффективно, т.е. прямо в зону пламени, где непосредственно производятся окислы азота [14].

Эмульгированные топлива представляют собой по существу двухфазную систему и для описания своего поведения требуют применения концепций и математического аппарата термомеханики гетерогенных сред. Различают *макроэмульсии* (или одинарные ЭТ) с начальным радиусом капель воды $a_0 > 1\mu\text{м}$ и *микроэмульсии* (или мелкодисперсные ЭТ), $a_0 < 1\mu\text{м}$, которые отличаются размерами капелек воды. В свою очередь, внутренняя структура ЭТ может состоять из капелек воды (дисперсная фаза), взвешенных в топливе (несущая фаза), либо наоборот, несущей фазой может выступать вода, а дисперсной – топливо. В последние несколько лет интенсивно разрабатываются и исследуются так называемые *трехфазные* ЭТ, в которых капли дисперсной фазы в свою очередь содержат более мелкие капли, состоящие из вещества несущей фазы (например, *дизтопливо-в воде-в дизтопливе*, либо *вода-в дизтопливе-в воде*). Трехфазные ЭТ обладают дополнительными преимуществами, однако сложны в производстве и хранении. К эксплуатационным недостаткам ЭТ относится их неустойчивость, т.к. с течением времени дисперсная фаза имеет тенденцию к коагуляции (слипанию капель), которая преодолевается с помощью добавления поверхностно-активных веществ [3]. Динамика каждого из видов ЭТ имеет свои особенности и должна быть рассмотрена отдельно, т.к. различия в плотности паковки капелек дисперсной фазы в различных типах ЭТ могут влиять на закономерности дробления топливной фазы. Механика ЭТ первого типа представляется более простой, поэтому с нее мы и начнем наше рассмотрение.

Одинарные эмульгированные топлива (макроэмульсии). Капля одинарного ЭТ, образовавшаяся в результате первичного дробления струи после ее впрыска в камеру сгорания, может содержать одну, две и более капли воды; их размер и количество в единице объема ЭТ зависит также и от процесса эмульгирования топлива. Сосредотачиваясь на исследовании механизма микровзрыва, рассмотрим наиболее простой случай одной капельки воды внутри капли топлива.

Процесс образования парового пузырька зависит от теплофизики прогрева капли топлива, образовавшейся в результате первичного дробления струи после ее впрыска в камеру сгорания, и определяются, прежде всего, значениями температуры T_3 сжатого в камере сгорания горячего воздуха и тепловых потоков от него к слою топлива и капельке воды. Анализ поведения капли воды внутри капли ЭТ говорит о том, что изменение ее термодинамического состояния происходит иначе, чем в свободной капле воды. Достигнув при давлении в камере сгорания $p_3 = 0,5\text{МПа}$ температуры кипения $T_s = 263,9^\circ\text{C} \approx 0,83T_{cr}$ (рис. 1), состояние воды не может изменяться далее изобарически, т.к. это потребовало бы увеличения удельного объема воды в ≈ 30 раз до состояния сухого пара и соответствующего расширения капли топлива.

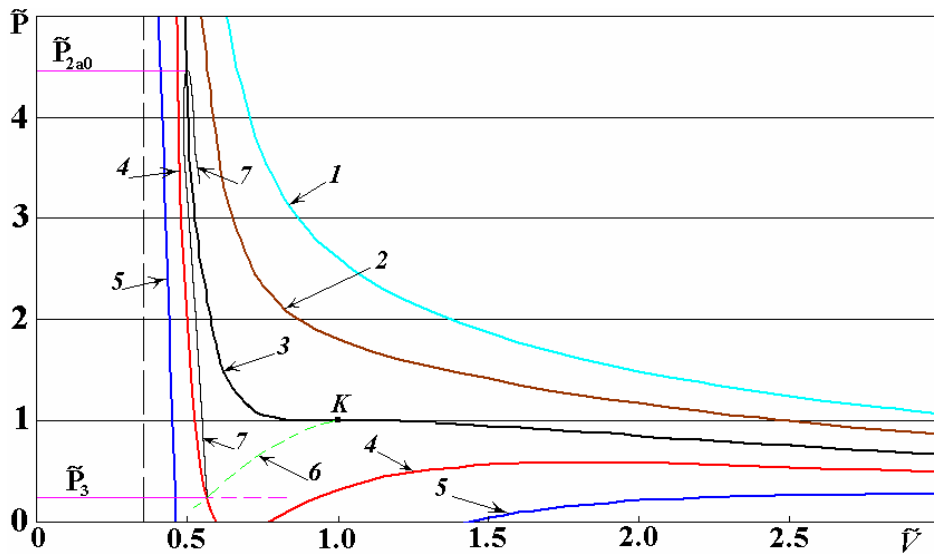


Рис. 1. Изотермы воды и водяного пара:
 1 – $\tilde{T}=1,4$; 2 – $\tilde{T}=1,2$; 3 – $\tilde{T}=1,0$; 4 – $\tilde{T}=0,83$; 5 – $\tilde{T}=0,6$;
 6 – кривая кипения $p = f(T_S)$; 7 – действительное развитие процесса;
 $\tilde{V} = V/V_{cr}$, $\tilde{P} = p/p_{cr}$, $\tilde{T} = T/T_{cr}$

Масса топлива, окружающего обладає значительной механической инерцией, что не позволяет даже очень малого мгновенного расширения паров воды. Вместо этого продолжающийся интенсивный поток тепла повышает давление и температуру при практически постоянном объеме, поэтому далее процесс развивается близко к изохорическому вдоль кривой 7, между изотермой 4 и кривой кипения 6 (рис. 1). При достижении критической изотермы 3 в некоторой точке p_{2a0} вода становится перегретой жидкостью, а продолжающийся мощный поток тепла ($374^\circ C = T_{cr} < T_3 \approx 500^\circ C$) переводит ее в состояние перегретого водяного пара при $T > T_{cr}$. Диаграмма показывает, что максимальное давление в перегретом паре p_{2a0} может в 4-5 раз превышать критическое значение $p_{cr} = 221,29 \text{ МПа}$. Действительное, очень сложное, развитие процесса мы далее аппроксимируем идеализированным, при котором вода мгновенно достигает перегретого состояния при $T = T_{cr}$, $p = p_{2a0}$, а затем происходит адиабатическое расширение ее пара, хотя в действительности эти процессы, скорее всего, не разделены резко.

В результате капля макроэмульсии содержит сферический объем перегретого водяного пара (*паровой пузырек*, рис. 2), ограниченный *сферическим топливным слоем* (СТС). Поведение этой системы, которую мы будем называть *топливной глобулой*, очевидно, отличается как от поведения капли жидкости, так и от поведения газового пузырька, и требует отдельного рассмотрения ее термомеханических свойств. С другой стороны, толщина СТС значительно уменьшается в результате сильного расширения пара, поэтому поведение топливной глобулы отличается и от поведения тонкостенного (мыльного) пузырька, и от поведения газового (парового) пузырька в безграничной жидкости, когда его динамика описывается известным уравнением Релея-Ламба [15]. В связи с этим для количественного описания динамики топливной глобулы ниже выводится дифференциальное уравнение ее радиального движения.

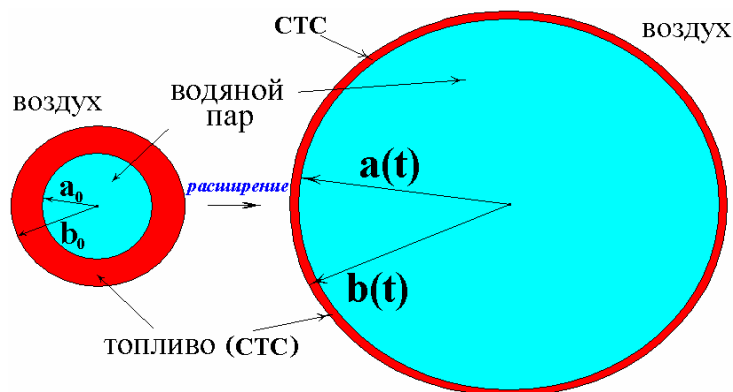


Рис. 2. Топливная глобула одинарного ЭТ (вода в топливе), до и после расширения

Наибольший практический интерес представляют ЭТ с объемным содержанием воды порядка $\alpha_{20} = (0,05 - 0,30)$. При $\alpha_{20} = 0,10$ в каждой топливной глобуле радиуса b_0 , образовавшейся при первичном дроблении топливной струи, находится в среднем капля воды радиусом $a_0 \approx 0,46b_0$. Начальные значения радиусов a_0, b_0 , наряду со значениями давлений в камере сгорания $p_3 = const$ и внутри пузырька p_{2a_0} являются определяющими параметрами для динамики топливной глобулы. На последнюю действуют также силы поверхностного натяжения на внешней и на внутренней поверхностях СТС. Критерий подобия $\Pi_a = a_0 / b_0 = \alpha_{20}^{1/3}$ может быть подобран так, чтобы разрушение топливной глобулы произошло быстрее и на более мелкие капельки. Общеизвестно, что величины размера вторичной дисперсии и периода вторичного дробления определяют качество сгорания. Размер b_0 , в свою очередь,

определен кинетикой первичного дробления топливной струи, и им также можно управлять для создания оптимального отношения a_0 / b_0 . Конечная цель, которую ставят перед собой авторы, заключается в *нахождении основных закономерностей дробления топливной глобулы и их использовании для возможности эффективно влиять на процесс окончательной дисперсии топлива в камере сгорания и тем самым на качество распыла горючего и его сгорания в двигателе, путем вариации управляющих параметров системы.*

Уравнение сферически-симметричных радиальных колебаний топливной глобулы. Для вывода уравнений одномерного радиального движения топливной глобулы воспользуемся подходом, применявшимся при выводе уравнения Рейля-Ламба колебаний пузырька в безграничной жидкости [15]. Важное отличие рассматриваемого здесь случая заключается в том, что в начале процесса топливная глобула является толстостенной, но по мере расширения толщина ее стенок сильно уменьшается и условия на внешней поверхности СТС существенно влияют на ее движение на стадии сильного расширения. Расчеты показали существенное отличие полученного в настоящей работе решения от соответствующего уравнению Рейля-Ламба. Ниже интеграл Коши-Лагранжа применяется нами к движению жидкости внутри СТС (рис. 2), а граничные условия ставятся на обеих, внутренней $R = a(t)$ и внешней $R = b(t)$, его поверхностях. Динамические условия заключаются в равенстве нормальных напряжений со стороны водяного пара и жидкого топлива при $R = a(t)$, а также со стороны воздуха и топлива при $R = b(t)$. Кинематические условия на границах слоя состоят в равенстве нормальных составляющих векторов скорости жидкости и пара (либо воздуха). В сферической системе координат (R, θ, ε) , с учетом сферической симметрии рассматриваемого радиального движения ($\partial / \partial \theta = \partial / \partial \varepsilon = 0$), они записываются так:

$$\begin{aligned} \text{при } R = a(t): \sigma_{2a}^{RR} - \sigma_{1a}^{RR} &= -2\Sigma_a / a; \dot{a} = w_{1a}, \dot{a} = w_{2a}; \\ \text{при } R = b(t): \sigma_{3b}^{RR} - \sigma_{1b}^{RR} &= -2\Sigma_b / b; \dot{b} = w_{1b}, \dot{b} = w_{3b}, \end{aligned} \quad (1)$$

где

$$\begin{aligned} \sigma_{1a}^{RR} &= -p_{1a} + 2\mu_1 (\partial w_1 / \partial R)_{R=a}; \sigma_{2a}^{RR} = -p_{2a}; \\ \sigma_{1b}^{RR} &= -p_{1b} + 2\mu_1 (\partial w_1 / \partial R)_{R=b}; \sigma_{3b}^{RR} = -p_3. \end{aligned}$$

Здесь σ^{kl} – компоненты тензора напряжений; p – давление; μ – динамический коэффициент вязкости; w – скорость среды; \dot{a} , \dot{b} – скорости внутренней и внешней стенок топливного слоя; ρ – плотность; Σ – коэффициент поверхностного натяжения; индекс «1» относится к жидкому топливу, «2» – парам воды внутри пузырька; «3» – к воздуху в

камере сгорания (вне глобулы); « a » либо « b » – значения взяты на внутренней $R = a(t)$, либо внешней, $R = b(t)$, поверхности слоя топлива. Мы пренебрегаем вязкостью газовой фазы по сравнению с вязкостью жидкости, $\mu_2 \ll \mu_1$, $\mu_3 \ll \mu_1$. Точка сверху означает дифференцирование по времени.

Предполагая потенциальность течения в СТС [15], запишем выражения для потенциала скорости $\varphi = -w_{1a} a^2 / R$, и для распределения скоростей в СТС $w_1 = w_{1a} a^2 / R^2$. Тогда при $R = b$ имеем $w_{1b} = w_{1a} a^2 / R^2$. Используем интеграл Коши-Лагранжа $\frac{\partial \varphi}{\partial t} + \frac{w_1^2}{2} + \frac{p_1}{\rho_1} = F(t)$ и вычислим его слагаемые на границах сферического слоя топлива:

$$\begin{aligned} \text{при } R = a(t): \quad \frac{\partial \varphi}{\partial t} &= -a\dot{w}_{1a} - 2\dot{a}w_{1a}; \quad w_1 = w_{1a}; \quad p_1 = p_{1a}; \quad \frac{\partial w_1}{\partial R} = -2\frac{w_{1a}}{a}; \\ \text{при } R = b(t): \quad \frac{\partial \varphi}{\partial t} &= -\frac{a^2}{b}\dot{w}_{1a} - 2\frac{a}{b}\dot{a}w_{1a}; \quad w_1 = w_{1a}\frac{a^2}{b^2}; \quad p_1 = p_{1b}; \quad \frac{\partial w_1}{\partial R} = -2w_{1a}\frac{a^2}{b^3}. \end{aligned}$$

Исключая постоянную $F(t)$, получим систему относительно внутреннего радиуса СТС a и его скорости \dot{a}

$$\begin{cases} a\dot{w}_{1a} + 2w_{1a}^2 - \left(1 + \frac{a}{b}\right)\left(1 + \frac{a^2}{b^2}\right)\frac{w_{1a}^2}{2} = \\ = -\frac{1}{\rho_1}\left[4w_{1a}\frac{\mu_1}{a}\left(1 + \frac{a}{b} + \frac{a^2}{b^2}\right) + \frac{2b}{b-a}\left(\frac{\Sigma_a}{a} + \frac{\Sigma_b}{b}\right) + \frac{b}{b-a}(p_3 - p_{2a})\right], \\ \dot{a} = w_{1a}. \end{cases} \quad (2)$$

Внешний радиус b определяется из условия сохранения массы топлива в СТС

$$b^3(t) = a^3(t) + b_0^3 - a_0^3. \quad (3)$$

Состояние пара в расширяющемся адиабатически пузырьке можно считать гомобарическим, т.е. постоянным в каждый момент времени [15], поэтому оно определено только степенью расширения парового пузырька

$$\frac{p_{2a}(t)}{p_{2a0}} = \left(\frac{a_0}{a(t)}\right)^{3\gamma_v}, \quad (4)$$

где γ_v – показатель адиабаты перегретого водяного пара. Исключая из системы (2) скорость w_{1a} , получим *обыкновенное дифференциальное уравнение движения сферического парового пузырька топливной глобулы:*

$$\begin{aligned}
 a\ddot{a} = \dot{a}^2 & \left[\frac{1}{2} \left(1 + \frac{a}{b} \right) \left(1 + \frac{a^2}{b^2} \right) - 2 \right] - 4 \frac{\mu_1}{\rho_1} \frac{\dot{a}}{a} \left(1 + \frac{a}{b} + \frac{a^2}{b^2} \right) \\
 & + \left[2 \left(\frac{\Sigma_a}{a} + \frac{\Sigma_b}{b} \right) + p_3 - p_{2a} \right] \frac{b}{(b-a)\rho_1}
 \end{aligned} \quad (5)$$

При $b \rightarrow \infty$ это уравнение переходит в классическое уравнение Релея-Ламба для радиального движения пузырька в безграничной вязкой несжимаемой жидкости [15]. Нелинейные соотношения (3)-(5) решаются численно.

Приближенные соотношения. Найдем приближенные соотношения, важные для качественного анализа рассматриваемого движения и определения механизма разрушения СТС. Приводя уравнение (5) к безразмерному виду с помощью характерного времени $t_x \approx \sqrt{a_0(b_0 - a_0)\rho_1/p_3}$, найдем существование следующих критериев подобия, управляющих процессом расширения топливной глобулы:

$$\begin{aligned}
 \Pi_p &= p_{2a0}/p_3, \quad \Pi_\Sigma = \Sigma_b/a_0p_3, \\
 \Pi_\mu &= \sqrt{\mu_1^2/a_0^2\rho_1p_3}, \quad \Pi_a = a_0/b_0 = \alpha_{20}^{1/3}, \quad \Pi_v = \gamma_v.
 \end{aligned}$$

Для характерных значений давлений в дизельных двигателях

$$\begin{aligned}
 p_3 &= (3-10) \text{ МПа}, \quad p_{2a0} = (50-100) \text{ МПа}, \\
 \Sigma_b &= 2,7 \cdot 10^{-2} \text{ Н/м}, \quad b_0 = (30-50) \text{ мкм}
 \end{aligned}$$

эти критерии имеют следующие значения:

$$\begin{aligned}
 \Pi_p &= (10-30), \quad \Pi_\Sigma = (10^{-4}-10^{-3}), \quad \Pi_\mu = (3 \cdot 10^{-2}-3 \cdot 10^{-1}), \\
 \Pi_a &= (0,37-0,67), \quad \Pi_v = 1,3.
 \end{aligned}$$

Большой либо малый порядок этих величин делает возможным упрощение некоторых из полученных выше соотношений. Можно отметить, например, что для условий в камере сгорания дизельного двигателя *поверхностное натяжение оказывает слабое влияние на поведение капле ЭТ*, особенно если учесть, что в результате прогревания топливной глобулы коэффициент поверхностного натяжения значительно уменьшается.

Определим значения параметров в характерных положениях СТС – в состоянии равновесия и в положении максимального расширения. В состоянии равновесия имеем $\dot{a}_e = 0, \ddot{a}_e = 0$; тогда из (5) следует *условие равновесия сил* в положении равновесия СТС

$$2 \left(\frac{\Sigma_a}{a_e} + \frac{\Sigma_b}{b_e} \right) = p_{2ae} - p_3,$$

или
$$2\left(\frac{a_0 \Sigma_a}{a_e \Sigma_b} + \frac{a_0}{b_e}\right) \Pi_\Sigma = \Pi_p \left(\frac{a_0}{a_e}\right)^{3\gamma_v} - 1. \quad (6)$$

Из (6) следует $p_{2ae} \approx p_3$, т.е. в положении равновесия давления в паровом пузырьке и камере сгорания приблизительно уравниваются друг друга. Отсюда, с учетом (4)

$$a_e \approx a_0 \Pi_p^{1/3\gamma_v}. \quad (7)$$

При $\Pi_p = 10, 20, 30$ и $\gamma_v = 1,3$ (для перегретого пара [16]) имеем $a_e = 1,8a_0, 2,2a_0, 2,4a_0$, соответственно. Таким образом, топливная глобула интенсивно расширена уже в положении равновесия, а ее максимальное расширение, найденное ниже, заметно больше. Внешний радиус СТС в положении равновесия, b_e , может быть вычислен с помощью формулы (3).

Линеаризуем уравнение (5) около положения равновесия. Положим $a(t) = a_e + a'(t)$, $b(t) = b_e + b'(t)$, $p(t) = p_3 + p'(t)$, $\dot{a} = \dot{a}'$, $\ddot{a} = \ddot{a}'$, где $a' \ll a_e$, $b' \ll b_e$ – малые отклонения от положения равновесия. Отбросив члены порядка выше первого, получим уравнение малых колебаний парового пузырька топливной глобулы около положения равновесия

$$a_e^2 \ddot{a}' = -\frac{4\mu_1}{\rho_1} \left(1 + \frac{a_e}{b_e} + \frac{a_e^2}{b_e^2}\right) \dot{a}' - \left[\frac{3\gamma_v b_e p_3}{(b_e - a_e) \rho_1} \left(\frac{a_0}{a_e}\right)^{3\gamma_v} + \frac{2}{(b_e - a_e) \rho_1} \left(\Sigma_b + \frac{a_e^2}{b_e^2} \Sigma_a\right) \right] a' \quad (8)$$

Здесь учтено $p'_{2a} = -p_{2a0} (a_0 / a_e)^{3\gamma_v} 3\gamma_v a' / a_e$. Анализ дифференциального уравнения (8) (см. [17]) показывает, что при большом влиянии вязкости

$$4\mu_1^2 \left(1 + \frac{a_e}{b_e} + \frac{a_e^2}{b_e^2}\right)^2 > \frac{a_e^2 \rho_1}{(b_e - a_e)} \left[3\gamma_v b_e p_3 \left(\frac{a_0}{a_e}\right)^{3\gamma_v} + 2 \left(\Sigma_b + \frac{a_e^2}{b_e^2} \Sigma_a\right) \right],$$

движение имеет аperiodический затухающий характер. При выполнении противоположного неравенства СТС совершает затухающие колебания с периодом

$$\tau = \frac{2\pi a_e^2 \rho_1 \sqrt{b_e - a_e}}{\sqrt{a_e^2 \rho_1 \left[3\gamma_v b_e p_3 + 2 \left(\Sigma_b + \frac{a_e^2}{b_e^2} \Sigma_a\right) \right] - 4\mu_1^2 (b_e - a_e) \left(1 + \frac{a_e}{b_e} + \frac{a_e^2}{b_e^2}\right)^2}} \quad (9)$$

и логарифмическим декрементом затухания

$$D = 2\mu_1 \left(1 + a_e / b_e + a_e^2 / b_e^2\right) / a_e^2 \rho_1.$$

Таким образом, характерное значение времени движения СТС (9) существенно отличается от периода колебаний обычного тонкостенного (мыльного) пузырька $\sqrt{a_e^3 \rho_1 / \Sigma}$ [15]. Для значений параметров, характерных для дизельных двигателей, вкладом вязкости и поверхностного натяжения можно пренебречь

$$\tau \approx 2\pi a_e \sqrt{\frac{(b_e - a_e) \rho_1}{3\gamma_v b_e p_3}}.$$

Эта формула дает возможность оценить время расширения топливной глобулы $\tau \approx (10^{-7} - 10^{-6}) \text{сек}$. Отметим, что период колебаний топливной глобулы практически не зависит от коэффициента поверхностного натяжения, а определен давлением в камере сгорания p_3 и начальным давлением пара в пузырьке p_{2a0} .

Найдем параметры топливной глобулы в положении максимального расширения пузырька. Применим к СТС *теорему об изменении кинетической энергии механической системы* [17]. Примем в качестве начального момент времени $t = 0$, а в качестве конечного – момент максимального расширения топливной глобулы t_m . Оба положения характерны состояниями покоя СТС, в котором его кинетическая энергия равна нулю. Поэтому упомянутая теорема может быть записана так:

$$K_m - K_0 = 0 = A_{p_3} + A_{p_{2a}} + A_{\Sigma_a} + A_{\Sigma_b},$$

где K – кинетическая энергия СТС;

$$A_{p_3} = -4\pi p_3 (b_m^3 - b_0^3) / 3;$$

$$A_{p_{2a}} = 4\pi p_{2a0} a_0^3 \left[(a_m / a_0)^{3(1-\gamma_v)} - 1 \right] / 3(1-\gamma_v);$$

$$A_{\Sigma_a} = -4\pi \Sigma_a (a_m^2 - a_0^2), \quad A_{\Sigma_b} = -4\pi \Sigma_b (b_m^2 - b_0^2) - \text{работа сил давления в}$$

камере сгорания, внутри парового пузырька, а также сил поверхностного натяжения на перемещениях внутренней и внешней поверхностей СТС, соответственно. В результате получим

$$\frac{p_{2a0} a_0^3}{1-\gamma_v} \left[\left(\frac{a_m}{a_0} \right)^{3(1-\gamma_v)} - 1 \right] = p_3 (b_m^3 - b_0^3) + 3\Sigma_b (b_m^2 - b_0^2) + 3\Sigma_a (a_m^2 - a_0^2). \quad (10)$$

Для характерных значений параметров глобулы ЭТ в камере сгорания дизельного двигателя двумя последними слагаемыми (а также a_0^3 в уравнении $b_m^3 = a_m^3 + b_0^3 - a_0^3$) можно пренебречь и получить уравнение для определения максимального радиуса a_m

$$\left(a_m / a_0 \right)^{3(1-\gamma_v)} = 1 + (1-\gamma_v) (a_m / a_0)^3 / \Pi_p.$$

Приведа это трансцендентное уравнение к виду

$$S_m^{\gamma_v-1} = 1 + (\gamma_v - 1) S_m^{\gamma_v} / \Pi_p,$$

где $S_m = (a_m/a_0)^3$ – максимальная степень объемного расширения пузырька, и используя метод асимптотического разложения по малому параметру $(\gamma_v - 1)/\Pi_p$, получим приближенное решение в виде

$$S_m \approx \left[\frac{\gamma_v - 1}{\Pi_p} \left(1 + (\gamma_v - 1) \left(\frac{\gamma_v - 1}{\Pi_p} \right)^{1/(\gamma_v - 1)} \right)^{-1} \right]. \quad (11)$$

Таким образом, учитывая, что $\gamma_v = const$, степень максимального расширения топливной глобулы определена только отношением Π_p начального давления в паровом пузырьке к давлению в камере сгорания. При $\gamma_v = 1,3$ уравнение (11) имеет следующие значения корня: $S_m = 23,91$ ($a_m = 2,88a_0$) – при $\Pi_p = 10$; $S_m = 50,78$ ($a_m = 3,70a_0$) – при $\Pi_p = 20$; $S_m = 78,49$ ($a_m = 4,28a_0$) – при $\Pi_p = 30$. Погрешность формулы (11) увеличивается с уменьшением Π_p от 2,2 % при $\Pi_p = 30$ до 4,5 % при $\Pi_p = 10$.

Характерные начальные значения толщины СТС для макро-ЭТ находятся в пределах от нескольких до нескольких десятков микрон и за время колебания уменьшаются в несколько раз. Например, при $\alpha_{20} = 0,008$, $a_0 = 10 \mu\text{м}$, $b_0 - a_0 = 40 \mu\text{м}$ максимальное расширение $b_m - a_m = 19,5 \mu\text{м}$, а при $\alpha_{20} = 0,512$, $a_0 = 40 \mu\text{м}$, $b_0 - a_0 = 10 \mu\text{м}$ имеем $b_m - a_m = 0,98 \mu\text{м}$.

О механизме разрушения топливной глобулы. Из полученных оценок следует, что сферический топливный слой, ограничивающий паровой пузырек, подвергается действию огромных сил инерции, вызванных его ускорением и торможением. Действительно, период свободных колебаний топливной глобулы в условиях камеры сгорания составляет $\tau \approx (10^{-7} - 10^{-6}) \text{сек}$. Тогда среднее значение скорости СТС имеет порядок $\langle w \rangle = 6 \cdot 10^{-5} \text{ м} / 3 \cdot 10^{-7} \text{ сек} = 200 \text{ м/сек}$, а среднее ускорение $\langle g \rangle = 200 (\text{м/сек}) / 10^{-7} \text{ сек} = 2 \cdot 10^9 \text{ м/сек}^2$. Эти ускорения почти в миллиард раз превосходят ускорение силы тяжести, а соответствующие силы инерции – силу земного притяжения. При таком ускорении на 1 кг массы топлива действует сила инерции, равная $3 \cdot 10^8 \text{ Н/кг}$. При появлении малых возмущений на поверхности топливной глобулы эта сила способна мгновенно разорвать жидкую пленку.

Это ставит вопрос о гидродинамической неустойчивости стенок топливной глобулы по отношению к аperiодическим возмущениям (типа Релея-Гейлора), и позволяет сформулировать гипотезу о возможном их разрушении этим механизмом. Действительно, в работах [18-19] показано, что при ускоренном движении деформированной капли

$\langle g \rangle = (10^4 - 10^5) \text{ м/сек}^2$), моделюємою тонким жидким шаром, сили інерції являються основною причиною руйнування шару. Очевидно, можна передположити, що при прискореннях СТС порядку $\langle g \rangle = (10^8 - 10^{10}) \text{ м/сек}^2$ його неустойчивість повинна розвиватися інтенсивно і формувати в результаті руйнування велике кількість найменших крапель. В цьому випадку сформульована гіпотеза дасть можливість знайти величину основних параметрів, що характеризують процес вторинного (окончателного) дроблення емульгованого палива в дизельних двигачах – розмір, кількість і момент утворення вторинних крапель. Однак для строгого обґрунтування реалізації механізму гідродинамічної неустойчивості необхідно аналіз виконаності необхідних умов «спрацьовування» домінуючого неустойчивого возмущення [19] на основі кінетических залежностей параметрів процесу, які можуть бути отримані шляхом чисельного розрахунку знайдених в нинішній роботі рівнянь руху СТС.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Arai M. *Physics behind diesel sprays / Proceedings of 12th International Conference on Liquid Atomization and Spray Systems. – Heidelberg, Germany, Sept. 2-6, 2012. Book of Abstracts*. – 2012. – P. 202.
2. http://acts.w-gdhp.net/new/spotlight_pollution (сайт організації Global Alliance on Health and Pollution).
3. Khan M.Y., Abdul-Karim Z.A., Hagos F.Y., Aziz A.R.A., Tan I.M. *Current trends in water-in-diesel emulsion as a fuel // The Scientific World Journal. – 2014. – Vol. 2014. – P. 1-15.*
4. Samec N., Kegl B., Dibble R. *Numerical and experimental study of water/air emulsified fuel combustion in a diesel engines // Fuel. – 2002. – Vol. 81. – P. 2035-2044.*
5. Abu-Zaid M. *Performance of single cylinder-direct injection diesel engine using water fuel emulsions // Energy conversion and Management. – 2004. – Vol. 45. – № 5. – P. 697-705.*
6. Lif A., Holmberg K. *Water-in-diesel emulsions and related systems // Advances in Colloid and Interface Science. – 2006. – V. 123-126. – P. 231-239.*
7. Kannan T. K., Gounder M. R. *Thevetia Peruviana biodiesel emulsion used as a fuel in a single cylinder diesel engine reduces Nox and smoke // Thermal Science. – 2011. – Vol. 15. – № 4. – P. 1185-1191.*
8. Singh N.K. *Experimental investigations of diesel emulsions as fuel in small direct injection compression ignition engines // Int. Journal of Mechanical Engineering. – 2012. – Vol. 2. – № 1. – P. 39-44.*

9. Kannan T. K., Udayakumar M. *NO_x and HC emission control using water emulsified diesel in single cylinder diesel engine // Journ. Engineering and Applied Sciences.* – 2009. – Vol. 4. – № 8. – P. 59-62.
10. Lissant K.J. *Activities of Petrolite Corporation in the emulsified fuels program / Summary of Proceedings of Emulsified Fuels Program Review Meeting.* – Holiday Inn, Hampton, Va, 20 March, 1968. – P. 22-23.
11. Law C. K. *A model for the combustion of water/oil emulsion droplets // Comb. Sci. and Technol.* – 1977. – Vol. 17. – № 2. – P. 29-38.
12. Bedford F., Rutland C., Dittrich A., Raab A., Wirbeleit F. *Effect of direct water injection on DI diesel engine // SAE Paper.* – 2000. – № 2000-01-2938.
13. Zhou P.L. *An investigation into the atomization of emulsified fuels: PhD Thesis / University of Newcastle upon Tyne.* – Newcastle, 1992.
14. Velji A., Rimmels W., Schmidt R. M. *Water to reduce NO_x emissions in diesel engines, a basic study / CIMAC.* – Interlaken, 1995.
15. Матулин Р.И. *Динамика многофазных систем. Ч. 1, 2.* – М.: Наука, 1987.
16. Беляев Н.М. *Термодинамика.* – К.: Выща школа, 1987.
17. Тарг С.М. *Краткий курс теоретической механики.* – М.: Наука, 1967.
18. Girin A.G. *On the mechanism of inviscid drop breakup at relatively small Weber numbers // Atomization and Sprays.* – 2012. – Vol. 22. – № 11. – P. 921-934.
19. Girin A.G. *Drop deformation and acceleration: effects of inertia in fragmentation // Atomization and Sprays.* – 2014. – Vol. 24. – № 4. – P. 349-366.

Стаття надійшла до редакції 08.09.2015

Рецензент – доктор технічних наук, професор, проректор з НР Національного університету «Одеська морська академія» **В.А. Голіков**