

УДК 621.43.019

ИССЛЕДОВАНИЕ РАЗВИТИЯ СТРУИ ЖИДКОГО ТОПЛИВА ПРИ ВЫСОКОНАПОРНОМ ИМПУЛЬСНОМ ВПРЫСКЕ В ГАЗОВУЮ СРЕДУ. II. РАСЧЕТ И ЭКСПЕРИМЕНТ

А. А. Бузуков

Институт теоретической и прикладной механики СО РАН, 630090 Новосибирск

Для вычисления параметров газожидкостной струи, образующейся при импульсном высоконапорном впрыске жидкого топлива в газовую среду, использована разработанная ранее на основании результатов комплексного экспериментального исследования трехступенчатая схема расчета. Сравнение полученных с ее помощью данных с экспериментальными показало их удовлетворительное не только качественное, но и количественное соответствие, а наблюдающиеся в определенных диапазонах параметров расхождения нашли физически обоснованное объяснение.

Постановка задачи. Анализ результатов комплексного экспериментального исследования развития импульсной высоконапорной струи диспергированного жидкого топлива в газовой среде [1] позволил предложить упрощенную гидродинамическую модель этого процесса, на основании которой можно расчетным путем получить основные характеристики образовавшегося газожидкостного потока на всех стадиях его развития. В соответствии с этой моделью процесс целесообразно рассматривать в три этапа. Сначала определяются параметры осевой относительно плотной части струи газожидкостной смеси (распределение плотности и скорости движения по длине), образующейся непосредственно при высоконапорном выбросе жидкости из сопла распылителя. Этот высокоскоростной поток характеризуется тем, что он испытывает малое тангенциальное сопротивление трения в развившемся спутном течении газа, но за счет его интенсивной эжекции поток по мере продвижения постепенно теряет скорость. Показано [1], что угол β раскрытия осевой струи мало меняется по ее длине и во времени и описываемое течение можно считать квазистационарным и независимым от явлений, происходящих в головной части струи. Угол β в условиях высоконапорного впрыска в основном определяется физико-химическими свойствами жидкости и интенсивностью ее впрыска.

Второй этап решения задачи — анализ течения в головной части струи, где основным механизмом ее взаимодействия со средой является квазикумулятивный [1]. Использование в расчете зависимостей, описывающих именно этот механизм, позволяет получить основную характеристику струи — зависимость ее протяженности L от времени t . Существенно, что образованием такой гидродинамической структуры в головной части струи объясняется появление еще одного параметра — «корневого» угла ее раскрытия $\alpha(t)$. Этим параметром описывают конусообразную форму внешней оболочки струи газожидкостной смеси, окружающей осевую высокоскоростной поток. Оболочка образуется при радиальном растекании смеси в зоне взаимодействия со средой (эффект кумулятивного «пробивания преграды») и ее зависания в окружающем струю пространстве.

На первых двух этапах расчета течение рассматривается в одномерном приближении, и поэтому получение какой-либо количественной информации о его радиальных составляющих, а следовательно, и определение диаметра струи $D(t)$ и внешнего угла раскрытия

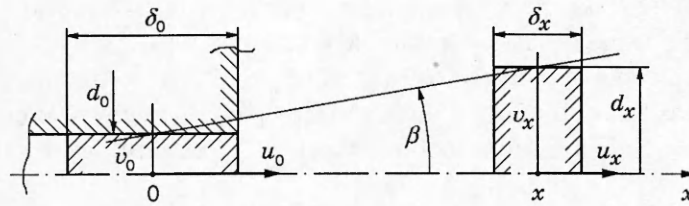


Рис. 1

$\alpha(t)$ здесь невозможно. Однако на третьем этапе, отождествляя сложное пространственное течение в головной части струи с наблюдающимся в кольцевом вихре [1], можно воспользоваться характерной для него однозначной связью между его продольным и поперечным диаметрами и размером ядра (последний определяется сечением сопла генератора вихрей, из которого выталкивается вихреобразующая жидкость). В данном случае в качестве потока такой жидкости можно принять осевую струю газожидкостной смеси, а ее диаметр в зоне взаимодействия со средой определить как диаметр сопла.

Таким образом, предлагаемая трехступенчатая схема расчета позволяет получить все основные характеристики струи газожидкостной смеси: $L(t)$ — протяженность струи, $\alpha(t)$ — корневой угол ее раскрытия, $D(t)$ — диаметр струи в максимальном ее сечении, $l_m(t)$ — положение этого сечения. В настоящей работе излагается процедура расчета и его результаты сравниваются с экспериментальными данными.

Расчетная схема. Рассматривается развитие осевой струи диспергированной жидкости безотносительно к проблеме взаимодействия ее головной части со средой (рис. 1). Пусть из сопла диаметром d_0 с постоянной скоростью u_0 выбрасывается жидкость плотности ρ_l , элементарный объем которой $v_0 = \pi d_0^2/4$ уже раздроблен за счет кавитационного разрушения [2, 3] и частицы между собой не связаны. По мере продвижения вдоль x этот элементарный объем, не испытывая лобового сопротивления и не неся потерь на преодоление тангенциальных сил трения, все же деформируется по двум причинам. Во-первых, его диаметр непрерывно возрастает с d_0 до d_x из-за первоначально заданной расходимости потока

$$d_x = d_0 + 2x \operatorname{tg}(\beta/2), \quad (1)$$

где β — угол раствора осевой струи, не меняющийся ни по ее длине, ни во времени [1]. Во-вторых, продольный размер объема сокращается с δ_0 до δ_x из-за снижения его скорости, связанного с вовлечением в движение газа, подхватываемого потоком из окружающего пространства [4]. Поэтому текущая скорость u_x пролета изменившегося объема $v_x = \pi \delta_x d_x^2/4$ может быть определена из закона сохранения импульса

$$u_0 \rho_l v_0 = u_x \rho_x v_x, \quad (2)$$

где ρ_x — средняя плотность материала струи на расстоянии x от сопла.

Очевидно, что ρ_x определяется прежде всего наличием в элементарном объеме исходного количества жидкости v_0 в виде рассредоточенных капелек. В остальной же части объема $v_x - v_0$ содержится газ плотности ρ_g . Отсюда следует

$$\rho_x = \frac{v_0}{v_x} \rho_l + \left(1 - \frac{v_0}{v_x}\right) \rho_g. \quad (3)$$

Система уравнений (1)–(3) замыкается соотношением, свидетельствующим о неразрывности потока, а также о независимости продольного и радиального движения смеси в осевой струе [1]:

$$u_x/\delta_x = u_0/\delta_0. \quad (4)$$

Остается определить угол β . В настоящее время не разработано удовлетворительной физико-математической модели, позволяющей количественно описывать процесс диспергирования жидкости при высоконапорном выбросе ее из сопла распылителя. Поэтому для оценки угла β воспользуемся наиболее надежными результатами экспериментальных исследований [5, 6], в которых получена обобщенная полуэмпирическая зависимость

$$\operatorname{tg}(\beta/2) = \frac{4\pi}{A} (\rho)^{0,5} \frac{\sqrt{3}}{6}, \quad (5)$$

где $\rho = \rho_g/\rho_l$, а коэффициент A определяется формой соплового отверстия: в рассматриваемом случае (цилиндрическое сопло с удлинением $4 \div 6$) $A = 4,2$ [6].

Решение (1)–(4) с учетом (5) позволяет описать все характеристики осевого потока газожидкостной смеси. Приведем два заключительных соотношения для определения основных параметров, которые в дальнейшем будут использованы при рассмотрении нестационарных гидродинамических течений в зоне взаимодействия головной части струи со средой:

$$[1 + 2\bar{x} \operatorname{tg}(\beta/2)]^2 \bar{u}_x^2 + (\bar{\rho} - 1) \bar{u}_x - \bar{\rho} = 0; \quad (6)$$

$$[1 + 2\bar{x} \operatorname{tg}(\beta/2)]^2 (\bar{\rho}_x - 1) \bar{u}_x = \bar{\rho} - 1. \quad (7)$$

Таковыми параметрами в (6) и (7) являются относительная скорость движения смеси $\bar{u}_x = u_x/u_0$ и ее средняя относительная плотность $\bar{\rho}_x = \rho_x/\rho_g$, относительные расстояние $\bar{x} = x/d_0$ и плотность $\rho = \rho_l/\rho_g$.

На втором этапе расчета рассматривается характер продвижения в среде головной части осевой струи. Воспользуемся генеральным соотношением, полученным в классической теории кумулятивного струйного течения [7]:

$$\Delta l_t = \Delta l_S \sqrt{\rho_S/\rho_t}, \quad (8)$$

где глубина Δl_t «пробиваемого» в преграде (плотность ее материала ρ_t) отверстия связана с длиной Δl_S израсходованной на это части струи плотностью ρ_S . В рассматриваемом случае преградой служит газовая среда с плотностью ρ_g , а бойком — последовательно каждый участок осевого потока с местной плотностью ρ_x . Процесс «пробивания преграды» отождествляется с продвижением в газе фронтальной поверхности очередного ведущего участка струи, а «расходование» ее материала — с растеканием его в стороны и выходом из состояния продольного движения. Скорость V перемещения этого контактного сечения от сопла распылителя вниз по потоку непрерывно меняется. В ближней к распылителю зоне она близка к скорости истечения жидкости u_0 , так как плотности материалов среды и струи здесь несоизмеримы. Однако по мере падения ρ_x и u_x скорость перемещения точки контакта снижается, причем на любой стадии процесса V ниже скорости u_x втекающего в зону взаимодействия потока.

Траектория движения фронтальной поверхности струи в пространстве $x-t$ однозначно определяется условиями процесса и является физически реальным объектом, но можно представить формальное существование некоторого «поля скоростей» $V_x(x, t)$, описывающих прохождение через каждый элементарный участок струи своего контактного фронта. Эти скорости соотносятся с местной скоростью потока u_x согласно закону кумулятивного взаимодействия (8), поэтому такое поле скоростей в безразмерном виде может быть описано зависимостью

$$\bar{V}_x = \bar{u}_x / (1 + \sqrt{1/\bar{\rho}_x}). \quad (9)$$

На рис. 2 в условных единицах отображены траектории продольных составляющих движения элементов струи (сплошные линии) и упомянутых выше фазовых фронтов

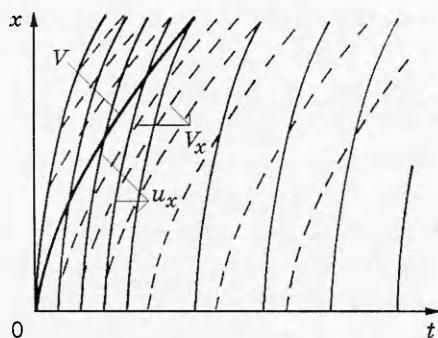


Рис. 2

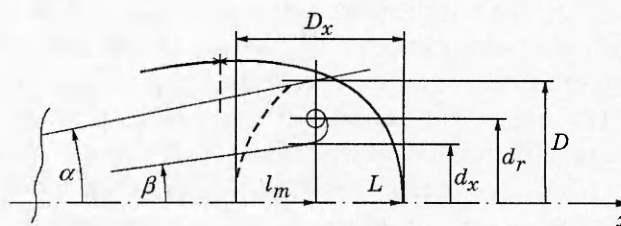


Рис. 3

(штриховые). Среди них имеет реальный физический смысл и описывает собственно процесс продвижения в пространстве головной части струи лишь траектория, которая проходит через начало координат (утолщенная линия). Отсюда следует, что базовая зависимость приведенной протяженности струи $\bar{L} = L/d_0$ от приведенного времени $\bar{t} = t/\tau$ может быть получена с учетом (5)–(7) и (9) при решении уравнения

$$\bar{t} = \int_0^L (\bar{V}_x)^{-1} d\bar{x}.$$

Здесь в качестве характерного временного параметра τ принята единственная формальная, не имеющая физического смысла комбинация d_0/u_0 с соответствующей размерностью.

До настоящего момента течение в струе рассматривалось в одномерном приближении: ни всасывание воздуха из окружающего пространства осевым потоком, ни сброс смеси в стороны из его головной части никак не связывались с развитием продольных составляющих движения, а задание угла β лишь косвенно влияет на ρ_x и u_x , т. е. параметры, также характеризующие продольное течение. В такой постановке удается построить только схему расчета протяженности струи $L(t)$. Но ни внешний максимальный диаметр струи D , ни положение l_m сечения, в котором он наблюдается, ни корневой угол раскрытия струи α без рассмотрения радиальных и циркуляционных течений в зоне взаимодействия осевого потока со средой не могут быть определены. Строгий теоретический анализ таких пространственных и тем более нестационарных течений затруднен, поэтому для вычисления D , l_m и α целесообразно воспользоваться характеристиками известного канонического гидродинамического образования — кольцевого вихря [8].

В [1] показано, что на развитой стадии процесса ($L > 70d_0$) характер течения в головной части струи соответствует наблюдающемуся у кольцевого вихря в период его формирования [9]. Действительно, скоростная киносъемка показывает [10], что вытесненная из зоны взаимодействия в стороны от осевого потока газожидкостная смесь не зависает полностью в окружающей среде, как в классическом кумулятивном течении. Часть ее, совершая круговое движение, снова втягивается в осевой поток, что характерно именно для кольцевого вихря. Таким образом, принципиального различия между представлениями гидродинамического процесса в зоне взаимодействия струи со средой как осуществляющегося по квазикумулятивному [10] механизму или как соответствующего течению в кольцевом вихре нет. Различия проявляются лишь на периферии струи, но в конечном счете влияют на форму ее оболочечной части. Отметим, что такой подход к рассмотрению течения в зоне взаимодействия головного участка струи со средой использован в [11], что позволило

получить расчетные характеристики процесса, которые удовлетворительно соответствуют результатам эксперимента.

На рис. 3 показана структура течения в головном участке струи, описанная выше. В таком представлении можно допустить, что протяженность струи L определяется положением лобовой поверхности тела вихря, а положение его ядра — сечением струи, в котором наблюдается ее максимальный диаметр D , т. е. параметром l_m . Особую значимость имеет факт, что развитие кольцевого вихря подчиняется принципу автомодельности [12]. Это означает, что между поперечным и продольным диаметрами вихря D и D_x и диаметром ядра d_r всегда сохраняется определенное соотношение. Поэтому если хотя бы один из этих параметров связать с исходными условиями через результаты независимого эксперимента, то на третьем этапе расчета задачу о характеристиках импульсной высокоскоростной струи диспергированной жидкости, распространяющейся в газовой среде, можно считать полностью решенной.

В работе [9] изучена динамика формирования кольцевого вихря. Показано, что в широком диапазоне чисел Рейнольдса диаметр ядра вихря сразу же после установления характерного для него течения (на расстоянии $\sim 0,7D_x$) на 10–12 % превышает диаметр сопла генератора. Поэтому в рассматриваемых условиях можно допустить, что $d_r = 1,1d_x$, где текущий диаметр осевой струи d_x определяется в ее сечении, которое в данный момент времени совпадает с положением ядра вихря, т. е. на расстоянии l_m от среза сопла форсунки. Таким образом, с учетом указанного допущения и результатов исследования [9] можно выписать соотношения, представляющие собой замкнутую систему уравнений, с помощью которых определяются все недостающие характеристики струи:

$$d_r = 1,1d_x, \quad D = 1,6d_r, \quad D_x = 0,9d_r, \quad l_m = L - 0,5D_x, \quad d_x = d_0 + 2l_m \operatorname{tg}(\beta/2). \quad (10)$$

Корневой угол конусности струи можно оценить из формулы, члены которой находятся по результатам решения (10):

$$\operatorname{tg}(\alpha/2) = (D - d_0)/2l_m. \quad (11)$$

Следует учитывать, что расчет по (11) определяет угол α лишь по нижнему пределу, поскольку тело струи не имеет строго конической формы, а несколько бочкообразно [1]. Так как в большинстве случаев [4, 13] ее конусность («корневой» угол раскрытия) измеряют и описывают непосредственно у сопла распылителя, где он максимален, то параметр, рассчитываемый по (11), может оказаться близким к обычно фиксируемому или несколько ниже его.

Сравнение расчетных и экспериментальных данных. На рис. 4 сплошными линиями представлены рассчитанные по описанной методике зависимости основных геометрических характеристик струи от времени t : a — протяженности L , b — угла раскрытия $\operatorname{tg}(\alpha/2)$, $в$ — положения максимального сечения l_m , $г$ — максимального диаметра D ; точки — данные эксперимента [11]. На первых двух графиках приведены также результаты расчетов по формулам А. С. Лышевского [1, 13], обычно используемым при решении инженерных задач (штриховые линии). В расчете приняты согласованные с условиями экспериментов в [11] значения исходных параметров: $d_0 = 0,3$ мм, $u_0 = 200$ м/с, $\rho_l = 810$ кг/м³ (летнее дизельное топливо); плотность газа $\rho_g = 10; 20; 30; 40; 50$ кг/м³ (линии 1–5 и 1'–5' и соответствующие им точки 1–5).

Для основного параметра, характеризующего процесс развития топливовоздушной струи, — ее протяженности $L(t)$ — наблюдается в основном удовлетворительное совпадение опытных и расчетных данных (рис. 4, а). Лишь относительно небольшое (до 15 %) превышение первых над вторыми зафиксировано при малой (10 кг/м³) плотности среды. Такое несистематическое расхождение можно объяснить следующим образом. В [14] показано, что при впрыске жидкого топлива в газовую среду с давлением до 1 МПа осевая

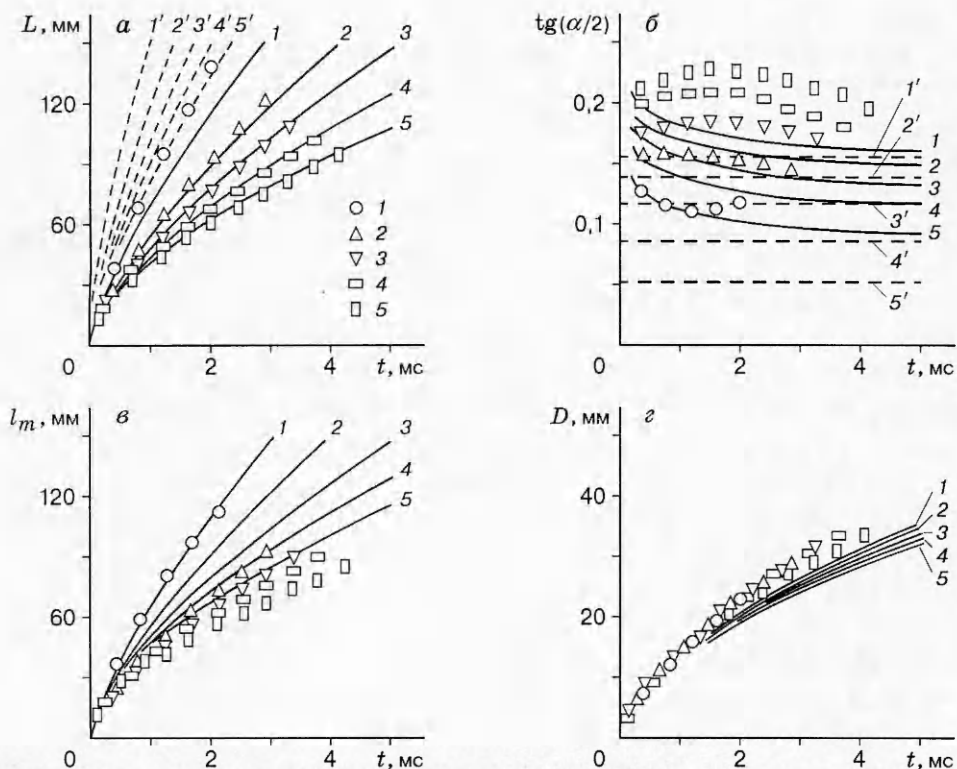


Рис. 4

струя смеси, имеющая малый угол расходимости (см. (5)), за счет развивающейся в ней гидродинамической неустойчивости распадается на несколько отрезков. При этом каждый из них начинает взаимодействовать с находящейся на его пути средой по квазикумулятивному механизму. Так как продвижение каждого последующего отрезка струи происходит в следе предыдущего, имеющего остаточную скорость, то общая дальнобойность струи увеличивается. Такой же эффект наблюдается и при так называемом «прерывистом» впрыске [15]. Результаты расчета по формулам А. С. Лышевского дают значения L , завышенные в 2–2,5 раза по сравнению с полученными экспериментально. В настоящее время однозначного объяснения столь значительное расхождение не находит. Но поскольку оно стабильно и держится на постоянном уровне вне зависимости от условий опыта, то можно полагать, что оно связано с нечетким определением значений эмпирических коэффициентов в [13]. Дополнительно об этом свидетельствует и то, что в некоторых работах (см., например, [16]) приводятся другие коэффициенты.

Качественно иная картина наблюдается при сопоставлении расчетных и экспериментальных данных по углу раскрытия струи α (рис. 4,б). Здесь, наоборот, наблюдается лучшее соответствие результатов при малых плотностях воздуха, а при повышенных давлениях в среде измеренные α оказываются выше рассчитанных: максимальное превышение параметра $\text{tg}(\alpha/2)$, равное 25%, достигается при $\rho_g = 50 \text{ кг/м}^3$ ($t = 2 \text{ мс}$). Если указанное расхождение при снижении ρ_g имеет тенденцию к сглаживанию, то результаты вычислений по [13] оказываются в 1,5–2 раза ниже опытных значений. Если учесть, что в [13] угол α определен как «корневой», т. е. заведомо больший, чем надлежит быть в соответствии с соотношением (11) или методикой измерения в [11], то расхождение может стать еще больше. Здесь, как и в случае с протяженностью струи L , возможно, требуется корректировка значений эмпирического коэффициента в [13].

На рис. 4,в,г представлены зависимости $l_m(t)$ и $D(t)$ для различных плотностей среды.

Из рис. 4,6 следует, что, несмотря на качественное соответствие опытных и расчетных данных, между их количественными значениями наблюдается некоторое расхождение: для высоких плотностей среды измеренные l_m оказываются ниже рассчитанных на 20–25 %. Лишь при $\rho_g = 10 \text{ кг/м}^3$ результаты практически совпадают. Такое отклонение может быть объяснено следующим образом. В соответствии с рассматриваемой моделью течение в головной части струи отождествляется с наблюдаемым в кольцевом вихре. Для определения его основных геометрических характеристик — продольного и поперечного диаметров D_x и D — использованы соотношения (10), в которых значения коэффициентов справедливы только для автономных вихрей с полностью замкнутым течением. Но в рассматриваемом случае вихреподобное головное образование (см. рис. 3) непрерывно пополняется свежей смесью через втекающий в него осевой поток. С его боковой поверхности также непрерывно, но более интенсивно, чем в автономном вихре, сбрасывается часть газожидкостной смеси в окружающую среду. Такое циркуляционное течение оказывается как бы полуоткрытым с тыловой стороны. Отсюда логично допустить, что сечение струи, в котором она имеет максимальный диаметр, может быть отнесено назад по ходу потока (знак * на рис. 3). В соответствии с этим и диаметр D будет несколько большим, чем рассчитанный по (10). Однако предложить какой-либо механизм внесения в (10) соответствующих поправок невозможно, так как для этого требуется более детальное изучение структуры течения газожидкостной массы в головной части струи. Таких узконаправленных исследований до настоящего времени не проводилось.

На рис. 4,2 представлены результаты измерения и расчетов диаметра струи D . Вычисленные значения D , как и предполагалось выше, во всех случаях примерно на 10 % оказываются ниже опытных. Наиболее примечательный результат — слабая зависимость $D(t)$ от ρ_g . Такое необычное ее поведение впервые экспериментально установлено и объяснено в [11]. Таким образом, это обстоятельство дополнительно указывает на адекватность предложенной методики расчета параметров высокоскоростной струи жидкости при импульсном впрыске ее в газовую среду.

Заключение. Рассмотренная модель развития импульсных газожидкостных струй в основном соответствует процессу смесеобразования в дизельных двигателях и является лишь первым приближением к решению более общей задачи, поскольку полученные результаты носят оценочный характер. Тем не менее теоретическое описание процесса адекватно отражает его физическую сущность, свидетельством чего является не только качественное, но и хорошее количественное совпадение расчетных и экспериментальных данных. При этом важным обстоятельством следует считать отсутствие в формулах значимых эмпирических коэффициентов, которые было бы необходимо вводить для получения удовлетворительных результатов расчета (здесь речь не идет о коэффициенте A в формуле (5), который не имеет непосредственного отношения к рассматриваемой задаче, а характеризует интенсивность кавитационного разрушения жидкости при внезапной разгрузке и в основном определяется особенностями физико-химического строения вещества). Наблюдающиеся же относительно небольшие количественные расхождения в результатах расчета и эксперимента находят свое физически состоятельное объяснение. Такие расхождения могут быть ликвидированы путем введения не более чем 25 %-х поправок к формулам в некоторых диапазонах исходных условий.

Следующим этапом работы может явиться усовершенствование расчетной схемы в целях прогнозирования крупномасштабных неоднородностей в распределении жидкого компонента в струе. Их возникновение в первую очередь связано с неравномерностью истечения жидкости из сопла распылителя.

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 97-01-00506).

ЛИТЕРАТУРА

1. Бузуков А. А. Исследование развития струи жидкого топлива при высоконапорном импульсном впрыске в газовую среду. I. Физическая модель // ПМТФ. 1999. Т. 40, № 1. С. 158-165.
2. Ульянов И. Е. О внутриканальном распаде при распыливании топлива // Изв. АН СССР. Сер. Отд-ние техн. наук. 1954. № 8. С. 23-28.
3. Баев В. К., Бажайкин А. Н., Болдырев И. В., Бузуков А. А. и др. Начальная стадия развития топливного факела, выброшенного из форсунки под большим давлением // Физика горения и взрыва. 1979. Т. 15, № 1. С. 26-32.
4. Петриченко Р. М., Русинов Р. В. Теоретический анализ структуры и эжекционной способности распыленной струи топлива // Двигателестроение. 1982. № 11. С. 15-18.
5. Reitz R. D., Bracco F. V. Mechanism of atomization of liquid jet // Phys. Fluids. 1982. V. 25, N 10. P. 1730-1742.
6. Wu K.-J., Su C.-C., Steinberg R. L., et al. Measurements of the spray angle of atomizing jets // Trans. ASME. J. Fluid Eng. 1983. V. 105, N 12. P. 406-413.
7. Лаврентьев М. А. Кумулятивный заряд и принцип его работы // Успехи мат. наук. 1957. Т. 12, вып. 4. С. 41-56.
8. Ламб Г. Гидродинамика. М.; Л.: Гостехиздат, 1947.
9. Бузуков А. А. Особенности образования и движения кольцевых вихрей в воде // ПМТФ. 1971. № 2. С. 153-160.
10. Баев В. К., Бажайкин А. Н., Бузуков А. А., Тимошенко Б. П. О кумулятивном механизме развития высокоскоростной топливной струи // Двигателестроение. 1981. № 2. С. 5-8.
11. Бузуков А. А. Особенности развития импульсной высокоскоростной топливовоздушной струи в условиях камеры сгорания дизеля // Теплофизика и аэромеханика. 1996. Т. 3, № 4. С. 389-397.
12. Луговцов А. А., Луговцов Б. А., Тарасов В. Ф. О движении турбулентного вихревого кольца // Динамика сплош. среды: Сб. науч. тр. / АН СССР. Сиб. отд-ние. Ин-т гидродинамики. 1969. Вып. 3. С. 50-59.
13. Лышевский А. С. Процессы распыливания топлива дизельными форсунками. М.: Машгиз, 1963.
14. Баев В. К., Бажайкин А. Н., Бузуков А. А., Тимошенко Б. П. Качественные особенности развития факела при впрыске топлива в среду с противодавлением до 10 атм // ПМТФ. 1981. № 2. С. 66-70.
15. Николаев А. Г. Экспериментальное исследование развития топливо-воздушного факела при прерывистом впрыске // Применение ЭВМ на водном транспорте: Тр. Новосиб. ин-та инженеров водного трансп. 1980. Вып. 151. С. 38-42.
16. Дьяченко Н. Х., Костин А. К., Пугачев Б. П. и др. Теория двигателей внутреннего сгорания. Л.: Машиностроение, 1974.

Поступила в редакцию 17/VI 1997 г.