

УДК 629.7.03

ОСОБЕННОСТИ СМЕСЕОБРАЗОВАНИЯ ВБЛИЗИ ФОРСУНОЧНОЙ ГОЛОВКИ ЖИДКОСТНОГО РАКЕТНОГО ДВИГАТЕЛЯ

Т. Н. КРАВЧИК¹, Ю. М. КОЧЕТКОВ²

¹t.kravchik@yandex.ru, ²swgeorgy@gmail.ru

¹Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет) (МАИ)

² Государственный научный центр Российской Федерации – Федеральное государственное унитарное предприятие «Исследовательский центр имени М. В. Келдыша» (ГНЦ ФГУП «Центр имени М. В. Келдыша»)

Поступила в редакцию 02.09.2018

Аннотация. Данная работа представлена с целью систематизации исследований по смесеобразованию в различных смесительных элементах жидкостного ракетного двигателя (ЖРД). Работа построена на обобщении опыта, накопленного как в теоретическом, так и в экспериментальном плане в отечественном ЖРД-двигателестроении. За последнее время в других сферах исследуемых химических двигателей были получены новые данные по двухфазной газовой динамике, процессам сложного турбулентного многослойного течения и др. Исследовано обратное влияние частиц на газ и пр. Предлагаемый анализ методов расчета имеет своей целью формирование исходных данных для теплового расчета в зоне интенсивного смесеобразования и в дальнейшем разработку структуры комплексного метода и программного расчета теплообмена с целью проведения оперативных многовариантных расчетов.

Ключевые слова: смесеобразование; распыл; функция распределения частиц; форсунка.

ВВЕДЕНИЕ

Процесс смесеобразования, сопутствующий подготовке однородной массы, подаваемых через форсуночную головку окислителя и горючего для последующего их сжигания в камере сгорания ЖРД, является наиболее сложным с газодинамической и тепловой точки зрения. Организация этого процесса осуществляется при помощи форсунок, расположенных на переднем днище двигателя и формирующих конструкцию смесительной головки. Из форсунок с определенным расходом дискретными порциями в камеру поступает горючее и окислитель, формирующие в дальнейшем после слияния непрерывный поток. Вначале этот поток существенно неоднороден, и по мере движения его к соплу он становится практически изотропным за исключением пристенных зон. По пути движения дискретные потоки компонентов горения проходят несколько физических ста-

дий, последовательность которых в зависимости от сочетаний конструктивных и физических параметров может быть разной. Эти стадии в основном представляют из себя:

- дробление жидких компонентов;
- испарение;
- взаимодействие газообразных струй.

В течение всего времени работы двигателя происходит прогрев дробящейся и перемешивающейся массы за счет тепла, образующегося в процессе сгорания окислителя и горючего. Тепло идет в сторону форсуночной головки условно от границы начала воспламенения, т. е. со стороны тонкой области, где происходят интенсивные химические реакции. Это тепло идет на подогрев компонентов, испарение и воспламенение следующей порции. В результате подготовки горючей смеси основное горение происходит в режиме газ-газ. Два газообразных компонента на протяжении опре-

деленной длины – зоны горения – сгорают, образуя высокоэнтальпийные продукты сгорания, повышая при этом потенциальную энергию рабочего тела, которая далее в сопле превращается в кинетическую энергию потока продуктов сгорания с высоким удельным импульсом тяги.

Следует отметить три принципиальные возможности смесеобразования:

1. Смешение потока газообразного горючего с потоком газообразного окислителя, поступающих через струйные форсунки;

2. Смешение, при котором один из компонентов жидкий и подается через центробежные форсунки, а другой – газообразный, подается через струйные форсунки;

3. Смешение двух жидких компонентов, подающихся в камеру сгорания через центробежные форсунки.

Возможны и другие комбинации форсуночных элементов, но в одних случаях они нерациональны в силу невысокой смесительной способности, а в других нетехнологичны и сложны в использовании.

В процессе смесеобразования и горения может происходить флуктуация расходов при подаче компонентов, что может повлечь за собой возникновение низкочастотных колебаний. Кроме того, при определенных условиях, связанных как с составом продуктов горения, так и с конструктивным исполнением системы смесеобразования и камеры, могут возникнуть высокочастотные колебания, провоцирующие акустическую неустойчивость. При рассмотрении процессов смесеобразования эти нюансы также желательно не рассматривать, ограничиваясь стационарными условиями.

Стабильность всех геометрических размеров конструкции на протяжении всего времени работы двигателя. При этом размеры всех узлов и деталей соответствуют номинальным без учета предполагаемых конструкторской документацией допусков. Это делается в целях упрощения и однозначности расчетной модели.

СМЕШЕНИЕ ГАЗООБРАЗНЫХ ПОТОКОВ ГОРЮЧЕГО И ОКИСЛИТЕЛЯ

Формирование газообразных потоков горючего и окислителя осуществляется при помощи струйных форсунок, расположенных на смесительной головке в определенном порядке, обеспечивающем необходимое соотношение компонентов. Как правило, на периферийной части устанавливается ряд форсунок, обеспечивающих охлаждение стенок камер сгорания. Чаще всего в этой части устанавливаются форсунки горючего с целью предотвращения процессов горения стенок. В среде окислителя некоторые металлы могут возгораться и активно окисляться. Используемые для смесеобразования форсунки могут быть как однокомпонентные, так и двухкомпонентные. В последнее время чаще стали использовать двухкомпонентные форсунки, поскольку они локально обеспечивают необходимое соотношение компонентов

$$K_m = \frac{G_{ок}}{G_{гор}}$$

С газодинамической точки зрения и в том (однокомпонентные форсунки) и в другом (двухкомпонентном) случае реализуется сдвиговое или стратифицированное, полойное течение в зоне соприкосновения разнородных потоков. При этом важным параметром, характеризующим смешение потоков, является так называемый сдвиг плотностей токов

$$\Delta(\rho w) = (\rho w)_{гор} - (\rho w)_{ок}$$

В случае близких значений плотностей этот параметр превращается в сдвиг скоростей на границе газовых потоков:

$$\Delta w = w_{гор} - w_{ок}$$

В самом общем случае следует также рассматривать сдвиг чисел Рейнольдса.

В зависимости от величины параметра $\Delta(\rho w)$ реализуется тот или иной вид турбулентного течения. Локально, течение вблизи

соприкосновения двух или нескольких потоков можно характеризовать как течение струй в спутном потоке. В данном случае неважно, какой поток является струей, а какой – движущейся спутной средой, внутри которого он течет. Поскольку в форсуночной головке таких струй много, то каждая из них также взаимодействует друг с другом. Появляются особенности коллективного взаимодействия. Течение становится мультистратифицированным и характерно вторичными взаимодействиями. Как было показано ранее в работе [1,17], в стратифицированных потоках могут возникать несколько видов устойчивых турбулентных конфигураций. При малых, практических нулевых сдвигах $\Delta(\rho w)$ граница соприкасающихся компонентов монотонная гладкая. В этом случае она ламинарная. При повышенных сдвигах граница принимает волнообразный синусоидальный характер – этот режим характеризуется течением с волнами Толмина–Шлихтинга. Повышение сдвига приводит к возникновению градиентных волн Кельвина–Гельмгольца, так называемых накрывных волн. Частным случаем таких волн является знаменитая дорожка Кармана. Последующее увеличение сдвига приводит к более сложным структурам турбулентности – вихрям Тейлора–Гертлера, волнам кручения и даже дискретизации потока с образованием оторвавшихся вихрей. Этот режим течения менее всего поддается внятому описанию, поэтому обычно зону соприкосновения двух разнородных потоков окислителя и горючего ограничивают условными огибающими и называют зоной смешения.

В работе [2] были проанализированы результаты экспериментальных исследований А. А. Павельева [3], проведенных применительно к струям, истекающим в затопленное пространство. Были установлены границы областей устойчивых турбулентных структур в виде диапазонов значений сдвигов плотностей токов. Было показано, что ламинарная граница между потоками реализуется при сдвигах плотностей тока

$$\Delta\rho w \leq 1,9 \frac{\text{кг}}{\text{м}^2\text{с}}.$$

В диапазоне сдвигов

$$1,9 < \Delta\rho w \leq 3,9 \frac{\text{кг}}{\text{м}^2\text{с}}$$

граница соприкасающихся потоков выглядит как синусоидальная волна. Это – область волн Толмина–Шлихтинга.

При $3,9 < \Delta\rho w \leq 5,8 \frac{\text{кг}}{\text{м}^2\text{с}}$ реализуются течения в виде градиентных волн Кельвина–Гельмгольца, а при $\Delta\rho w > 5,8 \frac{\text{кг}}{\text{м}^2\text{с}}$ следует считать, что возникла развитая турбулентность, ограниченная зоной смешения. На рис. 1 схематично представлены формы разделительных линий между потоками разнородных жидкостей, которые локально реализуются в тех или иных условиях стратифицированного течения в камере за форсуночной головкой.

Следует при рассмотрении учитывать, что форма этих линий сохранится и для осесимметричных случаев (двухкомпонентные форсунки), для случаев сотовых и шахматных компоновок форсунок на головке.

ЛАМИНАРНЫЙ РЕЖИМ НА ГРАНИЦЕ СОПРИКАСАЮЩИХСЯ ПОТОКОВ

При реализации стратифицированного течения за форсуночной головкой возможно возникновение условий ламинарного течения на границе соприкасающихся потоков горючего и окислителя. Это происходит при условии $\Delta\rho w \sim 0$. В этом случае разделительная линия – монотонная и, если форсунки на головке соосны, то это – прямая.

В случае несоосности (сферичность головки и пр.) линии будут просто монотонные и гладкие.

Случай ламинарного режима на границе соприкосновения струй является очень важным с точки зрения теории смесеобразования. Во-первых, ламинарная разделительная линия является осевой линией для всех других возможных разделительных линий, реализующихся при значительных сдвигах плотностей токов. Во-вторых, наличие таких линий в потоке исключает турбулентное перемешивание струй, и они проникают друг в друга только за счет молекулярной диффузии. В соответствии с [4] скорость диффузии горючего в окислитель определяется как разность:

$$W_D = -\frac{D_r}{C_r} \text{grad} C_r - \frac{D_r^T}{T} \text{grad} T - \frac{D_r^P}{\rho} \text{grad} \rho,$$

где $D_{\bar{\alpha}}$; $D_{\bar{\alpha}}^{\dot{O}}$ и $D_{\bar{\alpha}}^{\rho}$ – коэффициенты массодиффузии, термодиффузии и бародиффузии. Оценка членов показывает, что термо- и бародиффузия по сравнению с массодиффузией существенно меньше и ими часто пренебрегают. При этом зависимость массодиффузии или молекулярной диффузии имеет более простой вид:

$$W_D = -\frac{D_{\bar{\alpha}}}{C_{\bar{\alpha}}} \text{grad} C_{\bar{\alpha}}.$$

Коэффициент молекулярной диффузии может быть определен по известной зависимости: $D_r = D_{r0} \cdot \frac{760}{p} \left(\frac{T}{273}\right)^n$.

Величина D_{r0} определяется экспериментально при $P_0 = 760$ мм рт. ст., $T_0 = 273$ К и $n = 0,75 \dots 1,0$.

Полученные скорости диффузии уточняют общие уравнения сохранения – неразрывности, движения и энергии, что позволяет определять собственно процесс смесеобразования.

Смесеобразование в условиях ламинарного режима менее эффективно, по сравнению с турбулентным, однако течение и соответственно горение смеси может оказаться более устойчивым.

Иногда для повышения устойчивости процессов в камере сгорания целесообразно поток ламинировать.

ТЕЧЕНИЕ В РЕЖИМЕ ВОЛН ТОЛМИНА–ШЛИХТИНГА

При небольших сдвигах плотности тока D_{rw} , реализующихся в условиях статифицированного течения соприкасающихся потоков горючего и окислителя, часто возникает волновой режим Толмина–Шлихтинга. Этот режим характерен тем, что он происходит при наличии малых возмущений потока на границе разделительной линии. В этом случае возможно применение метода малых возмущений (или колебаний) для определения вида разделительной линии. Воспользуемся результатами работы [5] и приведем вывод искомых соотношений. В этой работе решение было получено для плоского случая сдвигового течения приме-

нительно к условиям течения продуктов сгорания двухсоставного заряда РДТТ. Рассматривались два равномерных потока с различными скоростями $\Delta W = W_1 - W_2$. Общий профиль описывался с помощью единичной функции $e(y)$ и потенциала возмущений $\varphi(x, y)$ однородного двумерного потока:

$$\varphi = \Delta W \cdot e(y).$$

Последняя формула характеризует условия сдвигового течения.

По аналогии с задачей оттекания слабой волнистой поверхности, изложенной в работе [6] воспользуемся приведенным уравнением движения в форме Прандтля–Глауэрта:

$$(1 - M) \frac{d^2 \varphi}{dx^2} + \frac{d^2 \varphi}{dy^2} = 0.$$

Граничные условия для поставленной задачи будут иметь вид:

$$V = \frac{d\varphi}{dy} = W \frac{dY}{dx} \text{ при } y = 0,$$

где W – средняя скорость течения

$$W = \frac{W_r + W_0}{2}.$$

В случае малой разности скоростей ΔW решение можно искать методом разделения переменных. Полагая $\varphi = F(x) \cdot G(y)$, получим $\frac{F''}{F} = -\frac{G''}{(1-i)G} = -k^2$.

Решением первого уравнения является колебательная функция

$$F = A \sin kx + B \cos kx;$$

второго – $G = \tilde{n} \cdot \dot{a}^{-\sqrt{1-i^2}ky} + D \cdot \dot{a}^{\sqrt{1-i^2}ky}$ – апериодическая функция.

С учетом таких значений чисел Маха в камере сгорания решение для потенциала возмущений на разделительной линии двух потоков будет иметь вид:

$$\varphi = \frac{\Delta w \cdot e(y)}{\sqrt{1 - M^2}} e^{-\sqrt{1 - M^2}ky} \cdot \cos kx \approx 0,37 * \\ * \Delta W \cdot e(y) \cdot \cos kx.$$

Согласно первому граничному условию

$$\frac{dY}{dx} = \frac{1}{W} \cdot \frac{dY}{dy} = -0,37 \frac{\Delta W}{W} \delta(y) \cos kx,$$

где $\delta(y)$ – дельта функция.

Форма разделительной линии получится после интегрирования уравнения по осевой координате: $Y = 0,37 \frac{\Delta W}{W} \delta(y) \sin kx$.

В итоге решение искомого уравнения получается в виде колебательной кривой: $Y \sim \sin kx$.

Такие течения наблюдались в экспериментах, например, при внешнем обтекании профиля крыла самолета, где в хвостовой части, как правило, реализуется сдвиговое течение за счет разности скоростей потоков вдоль спинки и корытца.

Полученное решение соответствует линейному приближению для уравнения движения Прандтля–Глауэрта, а нелинейные члены в данной постановке не учитывались.

СТРАТИФИЦИРОВАННОЕ ТЕЧЕНИЕ С ГРАДИЕНТНЫМИ ВОЛНАМИ КЕЛЬВИНА–ГЕЛЬМГОЛЬЦА

Если учитывать все члены уравнений движения, особенно нелинейные, то задача существенно усложняется. Помимо нахождения простых гармонических решений требуется находить специфические локализованные решения (солитоны), связанные непосредственно с нелинейностью. Нахождение таких решений в конечном виде крайне затруднительно. Часто задачу приходится не решать, а пытаться. Этот термин, введенный в дисциплине «нелинейные уравнения», предполагает, в том числе, доказательство теоремы Софьи Ковалевской и Поля Пенлеве об интегрируемости нелинейных уравнений. Известны немногочисленные случаи решений в виде солитонов: Бюргерса, Кортевега–де Вриза, Кадомцева–Петвиашвили и несколько других. Решения в виде солитонов Кельвина–Гельмгольца (градиентные волны Кельвина–Гельмгольца) неоднократно получались в экспериментах. Эти волны еще называют накрывными по аналогии с цунами, когда верхняя часть волны обгоняет область потока у ее основания. Волна на периферии вытягивается и сильно деформируется, становясь несимметричной. В зависимости от сдвига плотностей тока она может быть очень крутая, и периферийная ее часть может отделиться. При этом может образо-

ваться система вращающихся дискретных областей (вихрей). Аналогичная картина присутствует при стратифицированном течении в камере сгорания за форсунками. При достаточно больших значениях Drw учет нелинейных членов уравнений движения становится обязательным. Пренебрежение этим фактом приводит к значительной потере информации. Характерным примером неучета нелинейных членов при исследовании неустойчивости процессов в ЖРД является использование линеаризованных моделей. В отдельных случаях с их помощью удастся объяснять возникновение низкочастотных и высокочастотных (акустических) колебаний в тракте камеры сгорания. Но в большинстве случаев при создании новых, высоконапряженных ЖРД с высокими параметрами этого сделать не удастся. Используют эмпирические обобщения, полученные в процессе отработки и доводки ЖРД. Эти обобщения представляются в виде рабочих и гарантийных квадратов изменения параметров по давлению в камере сгорания P_k и соотношению компонентов K_m .

Наличие градиентных волн Кельвина–Гельмгольца способствует лучшему перемешиванию компонентов. С этого момента необходимо вводить термин турбулентная диффузия. Помимо молекулярной, эта диффузия вносит достаточно высокий вклад в общее смесеобразование.

РАЗВИТАЯ ТУРБУЛЕНТНОСТЬ НА ГРАНИЦЕ СОПРИКОСНОВЕНИЯ ПОТОКОВ ГОРЮЧЕГО И ОКИСЛИТЕЛЯ

При значительных сдвигах Drw возникает зона смешения. Это геометрическое место точек, ограниченное характерными огибающими, внутри которого формируется так называемая развитая турбулентность. Развитая турбулентность характерна мелкомасштабностью локальных характерных областей (молей по Прандтлю) и скоротечностью процессов внутри этих областей и при взаимодействии их друг с другом (пульсации по Рейнольдсу).

В этом случае целесообразно использовать для расчетов параметров зоны смешения богатейший эмпирический материал,

доступно изложенный в работе [7, 8] применительно к дозвуковым спутным струям.

В соответствии с универсальными обобщениями можно рассчитать границы зоны смешения:

$$v = \frac{1}{4} x,$$

где v – полуширина зоны смешения; x – осевая координата.

Возможно также определить скорости компонентов внутри зоны смешения. Для этого используется универсальная зависимость, полученная Шлихтингом [9] при решении задачи о дальнем следе. Эта зависимость

$$\frac{W - W_i}{W_m - W_i} = \left(1 - \eta^2\right)^2$$

в дальнейшем была тщательно сопоставлена с многочисленными экспериментальными данными и хорошо их аппроксимирует. Для анализа может оказаться более удобной зависимость, полученная с использованием нормальной функции насыщения $\Psi(\eta)$ [10], вытекающей из закона Аррениуса.

$$\frac{W - W_n}{W_m - W_n} = 1 - \Psi(\eta), \text{ где } \Psi(\eta) = \frac{1}{\eta} e^{\left(1 - \frac{1}{\eta}\right)}$$

Величина $\eta = \frac{y}{b}$ – безразмерная ордината внутри зоны смешения.

Нормальная функция насыщения в данном случае иллюстрирует степень насыщения зоны смешения потока горючего свойствами потока окислителя.

Функция $\Psi(\eta)$ удобна при анализе температурных профилей (Θ), концентраций (\tilde{N}) и, как следствие, скорости химического взаимодействия потоков

$$W_{\text{хим}} \sim \frac{dC}{d\tau} \sim \frac{d\Psi}{d\eta}.$$

СМЕСЕОБРАЗОВАНИЕ ПРИ ИСПОЛЬЗОВАНИИ СИСТЕМЫ ГАЗ-ЖИДКОСТЬ

Организация смесеобразования по схеме газ-жидкость предусматривает наличие одного из компонентов в виде жидкой фазы. При этом в поток газообразного компонента выходящего из струйных форсунок посту-

пает жидкий компонент через центробежные (струйные) форсунки. Будем рассматривать для общности центробежные форсунки. В начале течения, непосредственно у среза выходного сечения форсунки, формируется купол в виде сплошной конической пленки. По мере расширения купола пленка утоньшается и начинает терять устойчивость. Она приобретает волнообразную форму и постепенно разрывается сначала на кольцевые участки, а затем превращается в мелкие дискретные образования и капли. Для каждой конструкции форсунки этот процесс свой индивидуальный и в зависимости от ее геометрической характеристики формируется своя дисперсность частиц. На процесс формирования спектра также влияют свойства распыливаемой жидкости: поверхностное натяжение ($\sigma_{ж}$), плотность ($\rho_{ж}$) и коэффициент динамической вязкости ($\mu_{ж}$). Кроме того значительное влияние на формирование оказывает плотность газа.

В результате обработки опытных данных была, например, получена [11] зависимость для среднемедианного размера капель:

$$\frac{d_m}{d_c} = 47,8 \frac{Lp^{0,1}}{A^{0,6} Re^{0,7}},$$

где $\frac{d_m}{d_c}$ – отношение среднемедианного x размера капель к диаметру среза выходной части форсунки; A – геометрическая характеристика центробежной форсунки; $Lp = \frac{0,1 \cdot \sigma_{ж} \rho_{ж}}{\mu_{ж}^2}$ – число Лапласа; $Re = \frac{\rho_{ж} W \cdot d_c}{\mu_{ж}}$ – число Рейнольдса.

Медианный диаметр получается путем его нахождения на кривой массовой функции распределения, по месту значения этой функции, равной $\frac{1}{2}$ (рис. 1).

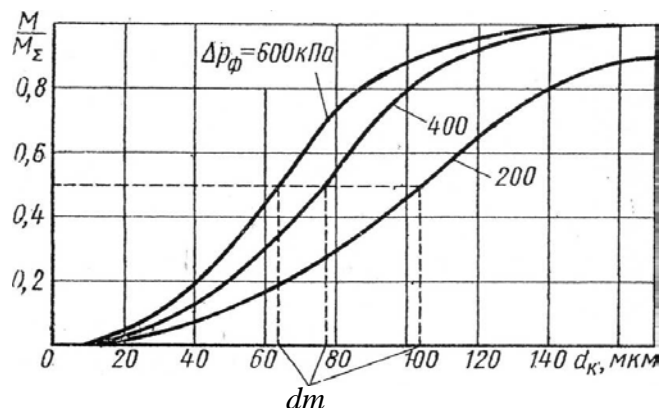


Рис. 1. Кривая массовой функции распределения

Известно, что медианный диаметр не является местом на кривой функции распределения, соответствующим координате максимума плотности распределения. Кроме того, этот размер физически не отражает какого-либо процесса, он лишь удобен при обработке результатов. Для восстановления формы кривой распределения недостаточно одного размера. Необходимо минимум два средних размера, так как по двум размерам можно восстановить двухпараметрическую функцию. Вторым средним размером, который легко получить из эксперимента, может быть абсцисса максимума кривой плотности распределения d_0 (рис. 2).

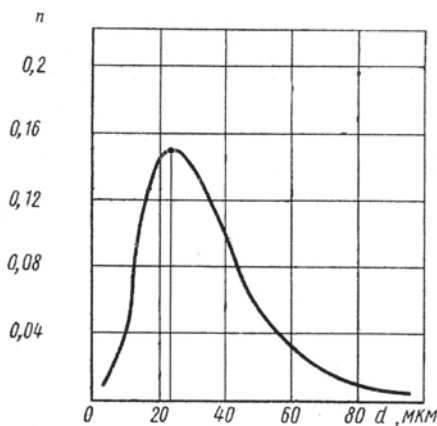


Рис. 2. Кривая плотности распределения

На практике используется целый ряд двухпараметрических функций: нормально-логарифмическая, Г – распределение и др. Наиболее часто в дисперсиологии ЖРД используется функция распределения Розин-Рамлера. Зная функцию распределения можно получить любой средний размер (момент функции) и пересчитать один средний размер на другой. Для ЖРД очевидно наиболее характерным размером является размер d_{32} – объемно-поверхностный (размер Заутера), так как он характеризует основные процессы, происходящие с частицами

$$d_{32} = \frac{\sum_i n_i d_i^3}{\sum_i n_i d_i^2},$$

где n_i – плотность счетного распределения.

Покажем это:

1. Процессы аэродинамического дробления. Основное уравнение обычно записывают как

$$\rho_p \cdot \frac{\pi d_p^3}{6} \cdot \frac{dW_p}{d\tau} = \frac{1}{8} C_x \pi d_p^2 |W - W_p| \times (W - W_p) \rho,$$

где ρ_p , d_p , W_p – масса, диаметр и скорость частицы; W и ρ – скорость и плотность газа; C_x – коэффициент аэродинамического сопротивления зависит от числа Вебера.

Из этого уравнения определяется характерный размер распределения данного ансамбля частиц:

$$\frac{3}{4} \cdot c_x \frac{\rho}{\rho_p} \frac{|W - W_p| \times (W - W_p)}{\frac{dW_p}{d\tau}} = \frac{d_p^3}{d_p^2} = \frac{\sum_i n_i d_i^3}{\sum_i n_i d_i^2} = d_{32}.$$

2. Процессы испарения (горения) частицы. Предполагаем, что аккумулированное тепло идет на испарение:

$$Q_{\text{акк}} = C_p \cdot M_p \cdot \Delta T; \quad Q_{\text{исп}} = L \cdot j \cdot m_m \cdot F.$$

Здесь $C_p \left[\frac{\text{Вм}}{\text{кг}} \right]$ – удельная теплоемкость частицы; $L - \left[\frac{\text{Дж}}{\text{кг}} \right]$ – удельная теплота испарения; M_p – масса жидкой частицы; m_m – масса одной молекулы в капле.

Величина j , согласно кинетической теории газов, выражает количественно меру испарения в виде числа молекул данного сорта, падающих в единицу времени на единицу поверхности.

Уравнение Герца-Кнудсена:

$$J = \frac{P - P_e}{2\pi m_m k T}$$

Здесь P_e – равновесное давление пара при температуре поверхности; P – давление пара вещества; T – абсолютная температура испарения; k – постоянная Больцмана. Из баланса теплот следует:

$$\frac{3}{2} \frac{L \cdot j \cdot m_m}{c_p \cdot \rho_p} = \frac{d_p^3}{d_p^2} = \frac{\sum_i n_i d_i^3}{\sum_i n_i d_i^2} = d_{32}.$$

Зная два средних размера, наиболее просто найти аналитическую функцию распределения по двум экспериментальным значениям для Г-распределения. Если гамма-распределение записать в виде

$$g(d) = \frac{c^{b+1}}{\Gamma(b+1)} \cdot d^b e^{-cd} \quad \text{где } b > 1 \text{ и } c > 1,$$

то после приравнивания первой производной нулю максимальная величина диаметра для функции распределения выразится в виде отношения коэффициентов

$$d_0 = \frac{b}{c}.$$

Для нахождения медианного среднего размера необходимо функцию проинтегрировать до верхнего предела $d=d_m$ и приравнять 0,5:

$$G(d) = \int_0^{d_m} \frac{c^{b+1}}{\Gamma(b+1)} d^{b+1} d^b \cdot e^{-cd} dd = \frac{1}{2}.$$

Подставляя вместо коэффициента c величину $\frac{b}{d_0}$ и делая преобразования под интегралом, получим

$$\frac{1}{2} = \int_0^{d_m} \frac{\left(\frac{b \cdot d}{d_0}\right)^b \exp\left(-\frac{b \cdot d}{d_0}\right)}{\Gamma(b+1)^e} \cdot d \left(\frac{b \cdot d}{d_0}\right).$$

Введя обозначения $x = b \frac{d}{d_0}$ и $x_m = b \frac{d_m}{d_0}$ преобразуем интеграл:

$$1 = 2 \int_0^{x_m} \frac{x^b}{\Gamma(b+1)} \cdot e^{-x} \cdot dx.$$

Записанный интеграл является неполной Γ -функцией. Для нахождения зависимости в $\left(\frac{d_m}{d_0}\right)$ построим интерационную формулу, домножив левую и правую части уравнения на b , тогда:

$$b_{i+1} = b_i \cdot \int_0^{x_m} \frac{x^{b_i}}{\Gamma(b_i+1)} e^{-x} dx.$$

Численное определение зависимости в (x_m) дает прямую линию $b + 1 = x_m + 0,3$ (рис. 3).

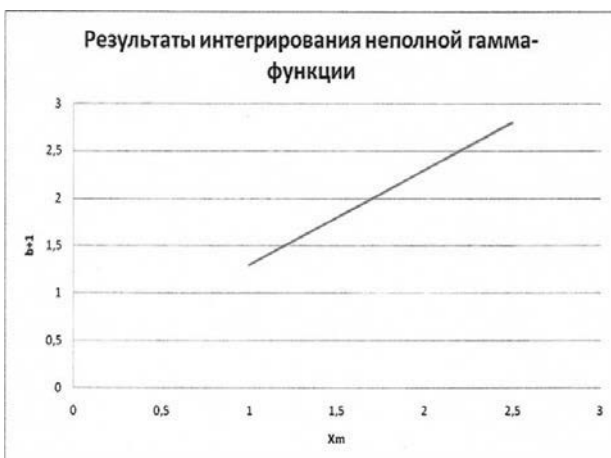


Рис. 3. Численное определение зависимости

$$\text{Откуда } d_m = \frac{b+0,7}{c} = \frac{b}{c} \left(1 + \frac{0,7}{b}\right).$$

Для сравнения объемно-поверхностный размер Γ -распределения выражается как

$$d_{32} = \frac{b}{c} \left(1 + \frac{0,75}{b}\right),$$

что говорит о примерном равенстве

$$d_m \approx d_{32}.$$

Пересчет коэффициентов b и c через известные из эксперимента средние значения дает:

$$b = \frac{0,7}{\frac{d_m}{d_0} - 1} \quad \text{и} \quad c = \frac{0,7}{d_0 \left(\frac{d_m}{d_0} - 1\right)}.$$

С учетом найденных соотношений можно выбрать Γ -распределение в зависимости от средних размеров d_m и d_0 . Эта зависимость позволяет в дальнейшем определить динамику разрушения первоначального ансамбля частиц под действием сил аэродинамического воздействия. Каждая из частиц данного ансамбля деформируется при натекании на нее газового потока и при некотором соотношении инерционных сил (скоростного потока) и сил поверхностного натяжения, разрушается, дробится на более мелкие. Из балансового соотношения этих сил выводится критерий, характеризующий данное разрушение, критерий Вебера:

$$We = \frac{d_p \rho w^2}{\sigma}.$$

Здесь d_p – диаметр разрушающейся жидкой капли; ρ, w – плотность и скорость газового потока; σ – коэффициент поверхностного натяжения.

Разрушение капли происходит при критическом значении числа Вебера $We_{кр}$, которое определяется экспериментально и для каждой жидкости оно разное. Например, для водяных капель $We_{кр} = 8 \dots 23$.

Более подробные исследования показали, что критическое значение числа Вебера связано с критерием Лапласа и в зависимости от вязкости жидкостей оно может быть вычислено [12]:

$We_{кр} \sim Lp^{-0,2}$ – для высоковязких жидкостей;

$We_{кр} \sim Lp^{-0,07}$ – для средних и малых вязкостей.

При разрушении капель, летящих из центробежных форсунок в число Вебера, следует подставлять абсолютную скорость, направленную вдоль образующей конуса распыла.

Для схемы двигателя газ-жидкость характерно аэродинамическое разрушение. Однако если центробежные форсунки расположены достаточно близко друг от друга, то следует учитывать пересечение капельных потоков. В этом случае возникает взаимное соударение капель. Если форсунки расположены на достаточно большом расстоянии друг от друга, то аэродинамическое дробление приводит к образованию высокоизбирательного спектра практически состоящего из частиц одного размера. Эти частицы достаточно мелкие и дальнейшее уменьшение их размера происходит за счет испарения. Если рассмотреть процесс дробления с точки зрения турбулентности, то можно сказать, что предшествующая деформация частиц определяется структурой течения вблизи их поверхности. За частицами возникают донные области с большими перепадами давления, которые сжимают их в осевом направлении, а газовые потоки способствуют потере их устойчивости.

Процесс дробления жидких частиц происходит во времени и может быть определен как отношение характерной длины смесеобразования к абсолютной скорости движения частиц. В расчетах можно принимать скорость движения частиц равной скорости газового потока, определенного через расход. Величину характерного времени часто оценивают по формуле Ишики [13]:

$$\tau_x = \pi r^2 \rho_p \mu_p^{-1} (Lp - 6,25)^{-\frac{1}{2}},$$

которая была получена в результате обобщения экспериментальных данных по деформации капель глицерина.

В результате дробления и последующего испарения капель жидкого компонента происходит перемешивание газообразных окислителя и горючего в соответствии с процессами, описанными в предыдущем разделе. Строго говоря, изложенная схема дробления и смесеобразования является

весьма упрощенной. В реальности процессы прогрева и испарения начинаются раньше и сопровождают процессы дробления с самого начала.

СМЕСЕОБРАЗОВАНИЕ С ПОМОЩЬЮ ФОРСУНОЧНОЙ ГОЛОВКИ ПО СХЕМЕ ЖИДКОСТЬ-ЖИДКОСТЬ

Наиболее характерной конструкцией смесительной головки по схеме жидкость-жидкость является головка на основе двух видов центробежных форсунок для горючего и окислителя. Для описания процесса принципиальным является и любая модификация струйных и центробежных форсунок [17–19].

Взятая для определенности пара центробежных форсунок сразу упрощает задачу в части математического представления процесса дробления частиц, придавая ему некоторую симметрию. Очевидно, что самым простым случаем является идентичность конусов распыла для горючего и окислителя. При этом можно также при определенных условиях предположить возможность формирования одинаковых спектров.

В этом случае картина становится абсолютно симметричной, и потоки капель после соударений направляются по оси камеры сгорания. При нарушении симметрии и при различной дисперсности картина взаимодействия смежных ансамблей частиц усложняется:

1. Частицы горючего и окислителя летят под различными углами, что приводит к появлению результирующего потока в направлении, отличном от осевого.

2. Частицы разных размеров, соударяясь, взаимодействуют друг с другом как мишень и снаряд.

3. Оба эти условия приводят к тому, что удар одной частицы о другую становится нецентральной и соответственно изменяется направление отскока.

4. Наличие разности скоростей частиц приводит к образованию поля сдвига скоростей как за счет отличия скоростей частиц горючего и окислителя, так и за счет различия в размерах частиц внутри каждого из спектров.

Любая i -я частица меньшего размера (d_i) всегда обгоняет любую j -ю частицу (d_j) большего размера. Это приводит к локальному эффекту взаимодействия частиц, а именно к их дроблению и коагуляции, при больших относительных скоростях при прочих равных условиях – и к процессам дробления, а при относительно малых – к процессам коагуляции. Если условия различны, то следует говорить об энергиях этих частиц. Специально проведенные эксперименты с использованием в качестве материала жидких капель воды, водоглицериновых растворов, трансформаторного масла и др. в покоящемся газе показали, что процесс коагуляции наступает только при малых кинетических энергиях снаряда и высоких вязкостях жидкостей. При этом удар снаряда о мишень должен быть близким к центральному. В основном, при исследовании характерных для ЖРД ситуаций соударения приводили к дроблению мишени. Даже в случае коагуляции частиц они в дальнейшем также подвергались дроблению, аэродинамическим путем.

Дробление – это основной процесс при подготовке горючей смеси. От мелкости частиц зависит эффективность смесеобразования и полнота сгорания компонента топлива. Количественно качество дробления оценивается при помощи параметра эффективности взаимодействия Φ :

$$\Phi = \frac{\Delta m_m}{\Omega \cdot m_c},$$

где Δm_m – изменение массы мишени; m_c – масса снаряда; Ω – величина, характеризующая количество соударений частиц фракций с размером d_i и d_j в единице объема. Величина Ω_{ij} вычисляется с помощью формулы

$$\Omega_{ij} = \mathcal{E}_{ij} \cdot n_i \cdot n_j (d_i + d_j)^2 \cdot (w_i - w_j) \cdot \tau_{np},$$

где n – концентрация частиц в потоке; τ_{np} – время пребывания частиц в объеме; d и w – размеры и скорости частиц; \mathcal{E}_{ij} – эффективность осаждения i -й частицы (снаряда) на j -й (мишени), и в диапазоне чисел Стокса $\left[\frac{1}{5}, 5\right]$ она может быть вычислена по формуле:

$$\mathcal{E}_{ij} = 0,3 \ln \text{Stk} + 0,5,$$

где число Стокса рассчитывается для мишени. Само значение параметра эффективности взаимодействия определяется при помощи критериальных зависимостей, полученных в условиях экспериментов максимально приближенных к натурным. Так, например, в работах Л. Е. Стернина и А. А. Шрайбера [14, 15] одна из таких зависимостей имеет вид:

$$\Phi_{ij} = 1 - 0,246 \cdot Re_{ij}^{0,407} \cdot Lp_i^{-0,096} \cdot \tilde{A}_{ij}^{-0,278}.$$

$$\text{Здесь } R_{ij} = \frac{(w_i - w_j) \rho_j d_i}{\mu_j}$$

$$L_{\rho i} = \frac{d_i \rho_i \sigma}{\mu_i};$$

$$\tilde{A}_{ij} = \frac{d_i}{d_j}.$$

Эта зависимость была получена для условий практически центрального удара снаряда по мишени. При нецентральной ударе локальный параметр эффективности взаимодействия $\hat{\Phi}_{ij}$ рассчитывается по формуле

$$\hat{\Phi}_{ij} = 1 - (1 - \Phi_{ij})[1,32 - 1,2 \exp(-3\phi^2)],$$

где угловой эксцентриситет ϕ имеет размерность радиан.

Величина Φ_{ij} – характеризует эффективность взаимодействия при центральном ударе и может быть рассчитана по ранее приведенной формуле. Нецентральный удар влияет на вектор скорости частиц после дробления, что приводит к дополнительным пересечениям с другими частицами. Процесс дробления частиц происходит лавинообразно. Его можно считать случайным, вероятностным, так как проследить за всеми актами соударения практически невозможно. Для этого при расчетах двухфазной газовой динамики используют интегральные методы [16].

После дробления частицы начинают испаряться под действием тепла, отходящего от зоны горения. При этом часть парообразных продуктов в начальный момент работы двигателя заполняет донную область за форсуночной головкой и движение пелен от форсунок и в последующем капель происходит в среде перемешанных парообразных продуктов горения. Условно, эти перемешанные продукты горения образуют за го-

ловкой застойную зону с температурой существенно более низкой, чем во фронте горения за счет воздействия на них холодных жидких компонентов, поступающих из форсунок. Время заполнения застойной зоны можно считать временем нестационарного режима работы двигателя.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате анализа процессов смесеобразования в различных типах систем: газ-газ, газ-жидкость и жидкость-жидкость была установлена взаимосвязь интенсивных параметров и геометрических размеров. Показано:

1. Для системы газ-газ основным механизмом является механизмы стратифицированного взаимодействия. Показана зависимость от относительной плотности тока.

2. Для системы газ жидкость процесс смесеобразования определяется аэродинамическим дроблением жидкой фазы.

3. В системе жидкость-жидкость определяющим механизмом является взаимное дробление жидких капель окислителя и горючего. Показано что характерное распределение частиц в камере эквивалентно средне медианному или близкому к нему диаметру Заутера.

Новое:

1. Описаны механизмы смесеобразования для различных систем подачи топлива: газ-газ, газ-жидкость и жидкость-жидкость.

2. Показано, что характерным размером функции распределение является диаметр Заутера, который близок по значению и традиционно-использованному медианному диаметру.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кочетков Ю. М. Турбулентность стратифицированных потоков. // Двигатель 2007. № 1 (49). С. 56. [Y. M. Kochetkov, "Turbulence of the stratified streams", (in Russian), in *Dvigatel*, no. 1 (49), p. 56, 2007.]
2. Кочетков Ю. М., Кочетков Н. Ю. Турбулентность в РДТТ. Разделительные линии. // Двигатель 2010. № 4 (70). С. 34. [Y. M. Kochetkov, N. Y. Kochetkov, "Turbulence in rocket engines of solid fuel. Dividing lines", (in Russian), in *Dvigatel*, no. 4 (70), p. 34, 2010.]
3. Ракетные двигатели и энергетические установки на основе газофазного ядерного реактора. / А. С. Коротеев

и др. М: Машиностроение, 2002. С. 78. [A. S. Koroteyev, et.al., *Rocket engines and power stations on the basis of the gas-phase nuclear reactor*, (in Russian). Moscow: Mashinostroyeniye, 2002.]

4. Теория теплообмена / А. И. Леонтьев и др. М.: Высшая школа, 1979. С. 16. [A. I. Leontyev, et. al., *Theory of a heatmass exchange*, (in Russian). Moscow: Vysshaya shkola, 1979.]

5. Кочетков Н. Ю. Особенности газовой динамики в РДТТ с двухсоставными зарядами // Теория, численные методы и математический эксперимент в газовой динамике. М.: ЦИАМ, 2009. С. 88. [N. Y. Kochetkov, "Features of gas dynamics in rocket engines of solid fuel with two-compound charges", (in Russian), in *Teoriya, chislennyye metody i matematicheskij ehksperiment v gazovoj dinamike*. Moscow: CIAM, 2009. P. 88.]

6. Черный Г. Г. Газовая динамика. М.: Наука, 1988. С. 96. [G. G. Chernyi, *Gas dynamics*, (in Russian). Moscow: Nauka, 1988. P. 96.]

7. Ван-Дайк М. Альбом течений жидкости и газа. М.: Мир, 1986. С. 58. [M. Van-Dayk, *Album of currents of liquid and gas*, (in Russian). Moscow: Mir, 1986. P. 58.]

8. Абрамович Г. Н. Прикладная газовая динамика – М.: Государственное издательство технико-теоретической литературы, 1953. С. 162. [G. N. Abramovich *Applied gas dynamics*, (in Russian). Moscow: Gosudarstvennoe izdatel'stvo tekhniko-teoreticheskoy literatury, 1986. P. 58.]

9. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М.: Наука, 1969. С. 26. [G. Shlikhting, *Theory of an boundary layer*, (in Russian). Moscow: Nauka, 1969. P. 26.]

10. Кочетков Н. Ю. Энергетика и профилирование сверхзвуковых сопел РДТТ с двухсоставными зарядами // Двигатель. 2010. № 1 (67). С. 42. [N. Y. Kochetkov, "Power and profiling of supersonic rocket engines of solid fuel with twocompound charges snuffed", (in Russian), in *Dvigatel*, no. 1 (67), p. 42, 2010.]

11. Основы теории и расчета жидкостных ракетных двигателей / А. П. Васильев и др. М.: Высшая школа, 1975. С. 34–38. [A. P. Vasilyev et. al., *Bases of the theory and calculation of liquid rocket engines*, (in Russian). Moscow: Vysshaya shkola. 1975.]

12. Двухфазная моно- и полидисперсные течения газа с частицами / А. Е. Стернин и др. М.: Машиностроение, 1980. С. 57–62 [A. E. Sternin, et. al., *Two-phase mono - and polydisperse currents of gas with particles*, (in Russian). Moscow: Mashinostroyeniye. 1980.]

13. T. Inamura, N. Nagal, H. Inagaki, *Disintegration of liquid droplets of nigh concentration coal-water slurry by air flow*. Vol. 53, 1987. P. 1386-1394.

14. Турбулентные течения газовзвеси. / А. А. Шрайбер и др. Киев: Наукова думка, 1987. С. 44. [A. A. Schreiber et. al., *Turbulent flows of a gas-suspension*, (in Russian). Kiev: Naukova dumka, 1987.]

15. Шрайбер А. А. Многофазные полидисперсные течения с переменным фракционным составом дискретных включений. М.: ВИНТИ, 1988. С. 66 [A. A. Schreiber,

Multiphase poly-disperse currents with variable fractional structure of discrete inclusions, (in Russian). Moscow: VINITI, 1988.]

16. **Стернин Л. Е., Шрайбер А. А.** Многофазные течения газа с частицами. М.: Машиностроение, 1994. С. 98. [L. E. Sternin, A. A. Schreiber, *Multiphase currents of gas with particles*, (in Russian). Moscow: Mashinostroyeniye. 1994.]

17. **Бирюков В. И., Козлов А. А.** Внутрикамерная неустойчивость рабочего процесса в дросселируемых ЖРД., М.: Машиностроение. 2007. С. 72. [V. I. Biryukov, A. A. Kozlov, *Intra-chamber instability of working process in drosseliruyemy liquid rocket engine*, (in Russian). Moscow: Mashinostroyeniye. 2007.]

18. **Жданов В. И.** Расчет параметров двухступенчатых форсунок, работающих в автоколебательном режиме. Вестник МАИ. 2006. Т. 13, № 2. С. 31–35 [V. I. Zhdanov, "Calculation of parameters of the two-level nozzles working in the self-oscillatory mode", (in Russian), in *Vestnik MAI*, vol. 13, no. 2, pp. 31-35, 2006.]

19. **Жданов В. И.** Кавитационные колебания в двухступенчатых форсунках // Вестник МАИ. 2007. Т. 14, № 3. С. 59–63. [V. I. Zhdanov, "Cavitational fluctuations in two-level nozzles", (in Russian), in *Vestnik MAI*, vol. 14, no. 3, pp. 59-63, 2007.]

ОБ АВТОРАХ

КРАВЧИК Татьяна Николаевна, доц., Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет).

КОЧЕТКОВ Юрий Михайлович, Государственный научный центр Российской Федерации – Федеральное государственное предприятие «Исследовательский центр имени М. В. Келдыша» (ГНЦ ФГУП центр имени М. В. Келдыша).

METADATA

Title: Features of the mixture formation near the nozzle head of a liquid rocket engine

Authors: T. N. Kravchik¹, Y. M. Kochetkov²

Affiliation:

¹ Moscow Aviation Institute (National Research University) MAI, Russia.

² Federal Space Agency State Research Center of the Russian Federation - Federal State Enterprise "M.V. Keldysh ", Russia.

Email: ¹ t.kravchik@yandex.ru, ² swgeorgy@gmail.ru

Language: Russian.

Source: Vestnik UGATU (scientific journal of Ufa State Aviation Technical University), vol. 22, no. 3 (81), pp. 44-55, 2018. ISSN 2225-2789 (Online), ISSN 1992-6502 (Print).

Abstract: This work is presented for the purpose of systematization of studies on the mixture formation in various mixing elements of liquid rocket engines. The work is based on the generalization of experience, accumulated both in the theoretical and experimental terms in the domestic LPRE engine. Recently, new data on two-phase gas dynamics, processes of a complex turbulent multilayered flow, etc. have been obtained in other areas of the chemical engines studied. Thus, for example, in the work on two-phase gas dynamics in a solid-propellant rocket, unique processes of interaction of liquid particles with each other-coagulation

and crushing. The inverse effect of particles on gas and so on has been studied. The proposed analysis of calculation methods has as its goal the formation of initial data for thermal calculation in the zone of intensive mixture formation and further development of the structure of the complex method and the program calculation of heat exchange with the aim of carrying out operational multivariate calculations.

Key words: mixture formation; atomization; particle distribution function; nozzle.

About authors:

KRAVCHIK, Tatyana Nikolaevna, Cand. tech. Sci., Associate Professor. Russia, Moscow, Moscow Aviation Institute (National Research University) MAI.

KOCHETKOV, Yuri Mikhailovich, Federal Space Agency State Research Center of the Russian Federation - Federal State Enterprise "M.V. Keldysh ".