

УДК 621.45.034.3

А.Г. Гирин, С.В. Руденко

**МЕХАНИЗМ ДРОБЛЕНИЯ СТРУИ ТОПЛИВА В ПНЕВМАТИЧЕСКОЙ
ФОРСУНКЕ ГРАДИЕНТНОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТЬЮ ТЕЧЕНИЯ
В СОПРЯЖЕННЫХ ПОГРАНСЛОЯХ НА ЕЕ ПОВЕРХНОСТИ**

На основе применения соотношений теории градиентной неустойчивости получены оценки для основных параметров, характеризующих процесс разрушения струи топлива в пневматической форсунке. Анализ показывает, что градиентная неустойчивость может быть реальным механизмом разрушения жидкой топливной струи.

Ключевые слова: пневматическая форсунка, градиентная неустойчивость, диспергирование струи.

На основі застосування співвідношень теорії градієнтної нестійкості отримано оцінки для головних параметрів, які характеризують процес руйнування струменя палива у пневматичній форсунці. Аналіз вказує на те, що градієнтна нестійкість може бути реальним механізмом руйнування рідкого паливного струменю.

Ключові слова: пневматична форсунка, градієнтна нестійкість, диспергування струменю.

The estimations of the main parameters which characterize the process of atomization of fuel jet in airblast atomizer are obtained on the base of regularities of gradient instability. The analysis shows, that gradient instability can be the real mechanism of atomization of liquid fuel jet.

Keywords: airblast atomizer, gradient instability, jet dispergation.

Введение. Основное преимущество пневматических форсунок – качество распыла, – обеспечивается созданием достаточно большой относительной скорости воздушного заряда и топливной струи [1]. Воздух, продольно обтекающий с большой скоростью струю, взаимодействует с ней посредством вязких касательных напряжений, в результате чего вблизи поверхности раздела сред образуются сопряженные пограничные слои, в которых скорость непрерывно изменяется от скорости газа V_{Γ} до скорости истечения струи $V_{\text{ст}}$. В результате такого тангенциального взаимодействия сред может происходить рост неустойчивых возмущений, приводящий к отрыву мельчайших капелек и их диспергированию в воздушный поток. Частицы уносятся в след струи и испаряются, образуя двухфазный полидисперсный факел распыла форсунки, в котором и происходит сгорание гомогенной смеси. В результате диспергирования жидкая

струя утоняється і на некотором расстоянии $l_{ст}$ она перестає существовать как целое.

Кинетика процессов образования гомогенной горючей смеси (испарение, смешение) зависит прежде всего от размеров и количества отрывающихся капелек т.к. именно эти параметры задают массовую скорость испарения, концентрацию частичек и паров топлива в распыле. Радиусы капелек r и функция распределения их количества по размерам $f_n(r)$ представляют поэтому первоочередной интерес при описании работы форсунок [1-3]. Определение этих величин и изучение их зависимости от определяющих параметров задачи производят практически исключительно экспериментальными методами, несмотря на то, что теоретических работ, в которых производились попытки найти механизм разрушения струи и отрыва капелек, довольно много. Это связано с объективными трудностями изучения диспергирования, вызванными быстрым протеканием процесса, большим количеством и малыми размерами капелек, наличием паров, скрывающих процесс от наблюдателя, сложной геометрией течения. Отмечалось, что такими механизмами могут быть неустойчивость Кельвина – Гельмгольца, Релея – Тейлора, сдир слоя жидкости вязкими касательными напряжениями, действующими со стороны потока, и деформация струи [2, 4]. Однако детального исследования влияния различных факторов на эти и другие механизмы проведено недостаточно, авторы ограничивались лишь аналогией с хорошо изученным дроблением капель в потоке [5] и струй, впрыскиваемых в направлении, поперечном к потоку [4, 6]. Несмотря на впечатляющие возможности математического моделирования [7], в настоящее время не существует единой теории, которая позволяла бы получить закономерности, управляющие отрывом капелек, и на этой основе найти функцию распределения по размерам и построить пространственную модель факела распыла с известными концентрациями капелек, детальным расчетом их ускорения и испарения в потоке.

В то же время для упомянутого выше родственного явления дробления капли скоростным потоком разработана модель, которая привела к возможности вывести дифференциальные уравнения абляции капли и количества сорванных капелек, которые совместно с уравнением ее движения составляют систему уравнений динамики разрушающейся капли [8-10]. Эта модель основана на предположении о том, что механизмом диспергирования является гидродинамическая неустойчивость градиентного течения в сопряженных пограничных слоях, образующихся на поверхности капли при ее обтекании [11]. На основе расчета по модели градиентной неустойчивости в работе [12] показана возможность вторичного дробления капель в камере сгорания вихрекамерного дизеля.

Цель работы. В настоящей работе показано, что градиентная неустойчивость может являться механизмом, лежащим в основе распыливания струй топлива пневматическими форсунками. Найдены оценки для значений размеров отрывающихся капелек, скорости массоуноса и длины струи, которые по порядку величины близки к известным эмпирическим оценкам.

Основной материал. Рассмотрим элементарную площадку на поверхности струи. Аппроксимируем реальный профиль скорости при обтекании поверхности струи кусочно-линейным, сохраняя его свойство непрерывности, важное для процесса развития неустойчивых возмущений [11, 13] (рис. 1). Этот полигональный профиль задается следующими параметрами: толщинами погранслоев в жидкости $\delta_{\text{ж}}(x)$ и в газе $\delta_{\text{г}}(x)$, скоростью воздушного потока $V_{\text{г}}(x)$ и скоростью на поверхности раздела $V_{\text{п}}(x)$, где x – координата вдоль оси струи. Физические свойства среды выражены значениями их плотностей $\rho_{\text{г}}$, $\rho_{\text{ж}}$ динамических коэффициентов вязкости $\mu_{\text{г}}$, $\mu_{\text{ж}}$. На развитие возмущений на поверхности раздела $y = 0$ оказывает влияние сила поверхностного натяжения с коэффициентом σ . Примем в первом приближении, что внешний воздушный поток является однородным: $V_{\text{г}} = \text{const}$.

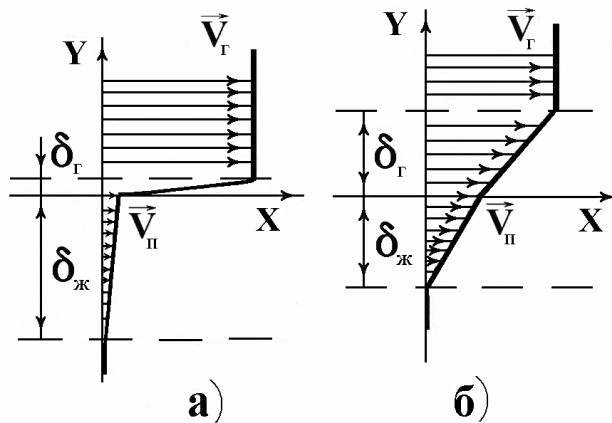


Рис. 1. Схема течения в сопряженных погранслоях на поверхности топливной струи

В [14, 15] показано, что при продольном обтекании осесимметричных тел вращения уравнения Прандтля течения в погранслое имеют тот же вид, что и в случае плоско-параллельного течения. Для рассматри-

ваемого нами от таковых на плоской поверхности и могут быть описаны решением задачи Блазиуса [14], в частности,

$$\delta_r(x) = D(v_r x / (V_r - V_n))^{0,5},$$

где $D = 5$. случая продольного обтекания цилиндрической струи топлива это означает, что распределения параметров течения в погранслое газа ничем не отличаются. Полагая, что число Рейнольдса течения в жидкости $Re_{ж} = V_n x / \nu_{ж}$ достаточно велико, для погранслоя в жидкости запишем аналогичное соотношение $\delta_{ж}(x) = D(v_{ж} x / V_n)^{0,5}$.

Выполним закон равенства вязких касательных напряжений на поверхности раздела газ – жидкость, который для кусочно-линейного профиля скорости рис. 1 запишется в виде

$$\mu_{ж} \frac{V_n}{\delta_{ж}} = \mu_r \frac{V_r - V_n}{\delta_r}. \quad (1)$$

Исключив из полученных соотношений D , получим соотношение, связывающие толщины погранслоев и скорости сред в них

$$\frac{\delta_{ж}(x)}{\delta_r(x)} = \alpha^{1-2\xi}, \quad \frac{V_n(x)}{V_r(x)} = \frac{\alpha^\xi}{1 + \alpha^\xi}, \quad (2)$$

где $\xi = 1 + 1/3 \log_\alpha \mu$ – параметр вязкого зацепления сред в погранслоях, определяющийся отношениями вязких $\mu = \mu_r / \mu_{ж}$ и инерционных $\alpha = \rho_r / \rho_{ж}$ свойств сред. Отношения $\delta_r / \delta_{ж}$. Из полученных соотношений воспользоваться результатами исследования невязкой неустойчивости непрерывного течения с кусочно-линейным профилем скорости [11, 16]. Этот анализ говорит о том, что с возрастанием параметра ξ отношение $\delta_{ж} / \delta_r$ увеличивается, а V_n / V_r – уменьшается. Поэтому при $\xi > 2/3$ профиль скорости ние возмущений определено классическим корнем неустойчивости Кельвина – Гельмгольца. Увеличение ξ соответствует уменьшению μ , т.е. увеличению вязкости жидкости при фиксированном отношении плотностей сред.

V_r / V_n не следует, что для анализа гидродинамики близок к профилю тангенциального разрыва скоростей (рис. 1, а), а поведческой неустойчивости поверхности струи топлива, обдуваемой потоком воздуха в пневматической форсунке как с внешней, так и с внутренней подачей

теоплива, можно зависят от X , а только от физических свойств сред, в частности, сли $V_{\Gamma} = const$, то и $V_{\Pi} = const$.

Однако для многих жидкостей, к которым относятся и углеводородные топлива, выполняется противоположное условие: $\xi < 2/3$, например, в условиях работы форсунок для бензина Б-70 $\xi = 0,48$, для керосина Т-1 $\xi = 0,55$, для дизтоплива $\xi = 0,59$. Для таких значений ξ профиль скорости в сопряженных погранслоях является наполненным (рис. 1, б), а поведение неустойчивых возмущений определено корнем характеристического уравнения краевой задачи для возмущений [16]:

$$(z - \Delta)[(z - \Delta)(z + \Delta A) + \Delta(1 - A)] = (z - \Delta A)\Delta^3 We_{\Pi}^{-1}, \quad (3)$$

который существенно отличается от корня тангенциального разрыва (здесь $\Delta = 2\pi\delta_{ж} / \lambda$ – безразмерное волновое число возмущения, $A = (1 - \exp(-2\Delta)) / 2\Delta$). Закономерности поведения доминантного возмущения на линейной стадии полностью определены зависимостями безразмерного волнового числа $\Delta_m(We_{\Pi})$ и инкремента нарастания амплитуды $\text{Im}(z_m(We_{\Pi}))$ от “поверхностного” числа Вебера $We_{\Pi} = \rho_{ж} V_{\Pi}^2 \delta_{ж} / \sigma$, который определен параметрами градиентного течения в погранслое жидкости. Графики зависимостей $\Delta_m(We_{\Pi})$ и $\text{Im}(z_m(We_{\Pi}))$ представлены на рис. 2. Их характерными особенностями являются существование критического значения $We_{\Pi,кр.} = 0,004$, такого, что при $We_{\Pi} < We_{\Pi,кр.}$ течение устойчиво к малым возмущениям, а также области $We_{\Pi} > 0,03$ с почти постоянными значениями $\Delta_m = 1,22$, $\text{Im}(z_m) = 0,24$.

Перепишем условие существования неустойчивых возмущений на поверхности струи в виде

$$\begin{aligned} We_{\Pi}(x) &= \frac{\rho_{\Gamma} V_{\Gamma}^2 d_{ст}}{\sigma} \frac{V_{\Pi}^2}{V_{\Gamma}^2} \frac{\delta_{ж}(x)}{d_{ст}} = \\ &= \frac{\alpha We_{\Gamma}}{(1 + \alpha^{\xi})^2} \frac{\delta_{\Gamma}(x)}{d_{ст}} = \frac{We_{\Gamma}}{\sqrt{Re_{\Gamma}}} \sqrt{\frac{x}{d_{ст}}} \frac{\alpha D}{(1 + \alpha^{\xi})^{3/2}} > 0,004 \end{aligned} \quad (4)$$

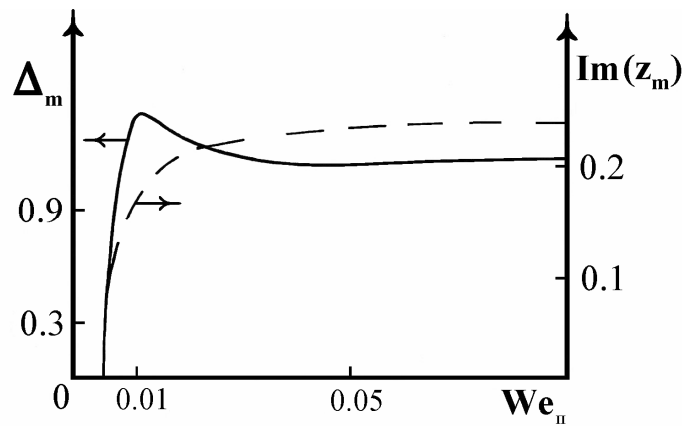


Рис. 2. Зависимости $\Delta_m(We_{II})$, $Im(z_m(We_{II}))$
для доминантного возмущения градиентной неустойчивости

Величина $GN = We_r / Re_r^{0.5}$ служит критерием существования градиентной неустойчивости на поверхности жидкости [8, 16]. Случай равенства в (4) определяет координату $x_{кр}$ критического сечения, т.е. такого, которое разделяет поверхность струи на устойчивую $x < x_{кр}$ и неустойчивую $x > x_{кр}$ части. Для струи керосина в потоке воздуха при

$$d_{ст} = 1 \text{ мм}, V_r = 100 \text{ м/сек},$$

$$\rho_r = 5 \text{ кг/м}^3, \rho_ж = 784 \text{ кг/м}^3, \mu_r = 2,3 \cdot 10^{-5} \text{ кг/м} \cdot \text{сек},$$

$$\mu_ж = 1,29 \cdot 10^{-3} \text{ кг/м} \cdot \text{сек}$$

получим $Re_r = 2,1 \cdot 10^4$, $We_r = 1,8 \cdot 10^3$ и $x_{кр} = 7 \cdot 10^{-3} d_{ст}$. Это означает, что в таком течении критическое сечение находится непосредственно за срезом сопла форсунки и неустойчивость поверхности струи развивается в этом течении интенсивно. Уже на расстоянии в один диаметр струи, $x = d_{ст}$, значение поверхностного числа Вебера значительно превосходит критическое $We_{II}(d_{ст}) = 0,4$. При менее скоростном истечении воздуха критическое сечение отходит от среза сопла, но все равно находится вблизи него.

На неустойчивой части поверхности возможно проявление механизма градиентной неустойчивости в виде диспергирования жидких частичек в поток. Диспергированные капельки уносятся потоком в дальнюю часть струи, испаряются и образуют там гомогенную горючую смесь.

Предположим, что разрушение струи осуществляется механизмом градиентной неустойчивости. Тогда естественно считать, что радиус срывающихся капелек пропорционален длине волны доминантного неустойчивого возмущения: $r = k_r \lambda_m = k_r 2\pi \delta_{ж} / \Delta_m$, а период их отрыва – характерному времени роста амплитуды доминантного возмущения в \mathcal{E} раз: $t_{отр} = k_t t_{инд} = k_t \text{Im}^{-1}(z_m) \delta_{ж} / V_{п}$.

Основные результаты. Получим оценки для средних значений параметров каплеобразования при разрушении струи на основе закономерностей изменения параметров доминантного неустойчивого возмущения рис. 2. Из анализа соотношения (4) следует, что величина $We_{п}(x)$ растет довольно быстро вдоль струи, поэтому можно ожидать, что уже на небольшом расстоянии $x_{уст}$ от среза сопла она достигает значения $We_{п} = 0,03$, так что на основной части струи при $x_{уст} < x$ можно считать $We_{п} > 0,03$. Тогда, используя значения $\Delta_m = 1,22$, $\text{Im}(z_m) = 0,24$ и (2), получим

$$\frac{r}{d_{ст}} = \frac{2\pi\alpha^{1-2\xi}\delta_r(x)}{1,22d_{ст}} = \frac{2\pi D\alpha^{1-2\xi}}{1,22d_{ст}} \sqrt{\frac{v_r x}{V_r}} = \frac{2\pi D\alpha^{1-2\xi}}{1,22\sqrt{Re_r}} \sqrt{\frac{x}{d_{ст}}}, \quad (5)$$

$$t_{отр} = \frac{(1+\alpha^\xi)\alpha^{1-2\xi}\delta_r(x)}{0,24V_r\alpha^\xi} = \frac{D(1+\alpha^\xi)\alpha^{1-2\xi}}{0,24V_r\alpha^\xi} \sqrt{\frac{v_r x}{V_r}} = \frac{D(1+\alpha^\xi)\alpha^{1-2\xi}}{0,24\alpha^\xi\sqrt{Re_r}} \sqrt{\frac{x}{d_{ст}} \frac{d_{ст}}{V_r}}. \quad (6)$$

Эти соотношения показывают, что основные кинетические параметры диспергирования переменны по длине струи: при возрастании расстояния от среза сопла размер частичек и период их отрыва растут пропорционально \sqrt{x} ; первое создает распределение срываемых оценки для основных параметров, характеризующих диспергирование капелек по размерам.

Соотношения (5), (6) позволяют получить при разрушении струи в пневматической форсунке: среднего диаметра капелек распыла $d = 2r$, периода их отрыва $t_{отр}$ и скорости массоуноса $\dot{m}_{дис} = \rho_{ж} v_{эл} / t_{бр}$ ($t_{бр}$ – время полного разрушения жидкого элемента объемом $U_{эл}$). Рассмотрим жидкий (лагранжев) элемент струи объемом $v_{эл} = \pi\lambda_m d_{ст}^2 / 4$, длина которого вдоль струи равна длине волны доминантного возмущения. Полагая

$d_{ст} = 0,75\text{мм}$, $V_{г} = 100\text{м/сек}$, $D = 5$, имеем для системы воздух – керосин: $Re_{г} = 1,4 \cdot 10^4$, $We_{г} = 1,4 \cdot 10^3$, $GN = 12,1$. Выбирая в качестве средних для оценки значения кинетических параметров на середине длины струи $x = l_{ст} / 2$, получим значения, приведенные в таблице, где $N_{отр}$ – количество раз срабатывания неустойчивого возмущения на жидком элементе струи, приводящего к отрывам капелек. При скорости истечения струи $V_{ст} = 2\text{м/сек}$ длина участка разрушения струи составит $\approx (0,64 - 1,20)\text{мм}$. Полученные оценки для d и $\dot{m}_{дис}$ согласуются по порядку величины с известными [17].

Таблица

Оценки основных параметров диспергирования

	$d, \mu\text{м}$	$t_{отр}, \text{сек.}$	$N_{отр}$	$t_{бр}, \text{сек.}$	$\dot{m}_{дис}, \text{кг / сек.}$
Бензин	35,3	$9,5 \cdot 10^{-6}$	33,8	$320 \cdot 10^{-6}$	$128,5 \cdot 10^{-6}$
Керосин	86,7	$35,0 \cdot 10^{-6}$	13,8	$481 \cdot 10^{-6}$	$191,4 \cdot 10^{-6}$
Дизтопливо	139,2	$68,8 \cdot 10^{-6}$	8,58	$590 \cdot 10^{-6}$	$242,4 \cdot 10^{-6}$

Выводы. Проведенный анализ и полученные оценки свидетельствуют о том, что градиентная неустойчивость может быть реальным механизмом разрушения жидкой топливной струи в пневматических форсунках. Детальный расчет факела форсунки может быть выполнен по схеме, подобной той, которая изложена в [18, 19] для факела распыла капли, разрушающейся в потоке газа.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Лефевр А. Процессы в камерах сгорания ГТД / А. Лефевр. – М.: Мир, 1986. – 566 с.
2. Arai M. Physics behind diesel sprays // 12th ICLASS-2012. – Heidelberg, Germany, 2-6 Sept. 2012 // Book of Abstracts. – P.
3. Пажжи Д.Г. Основы техники распыливания жидкостей / Д.Г. Пажжи, В.С. Галустов. – М.: Химия, 1984. – 256 с.
4. Рудяк М.Е. Особенности разрушения струй маловязкой жидкости в дозвуковом сносящем потоке газа / М.Е. Рудяк // ИФЖ. – 1991. – Т. 60. – № 1. – С. 24-32.
5. Гельфанд Б.Е. Современное состояние и задачи исследований детонации в системе капли жидкости – газ // Химическая физика процессов горения и взрыва. Детонация. – Черногловка: ИХФ АН СССР. – 1977. С. 28-39.

6. Less D.M. *Non-stationary processes at normal liquid injection into high-speed gas flow* / D.M. Less, J. A. Schetz // *AIAA Journ.* – 1986. – Vol. 24, No. 12. – P. 1979-1986.
7. Herrmann M. *On using detailed simulations to study primary atomization* // 12th ICLASS-2012. – Heidelberg, Germany, 2-6 Sept. 2012. – *Book of abstracts.* – P. 67.
8. Гирин А.Г. *Уравнения кинетики дробления капли в скоростном потоке газа* / А.Г. Гирин. // *ИФЖ.* – 2011. – Т. 84, № 2. – С. 248-254.
9. Гирин А.Г. *Распределение диспергированных капелек при дроблении капли в скоростном потоке газа* / А.Г. Гирин. // *ИФЖ.* – 2011. – Т. 84. – № 4. – С. 805-812.
10. Girin A.G. *To the theory of drop shattering in a speedy gas flows* // 12th ICLASS-2012. – Heidelberg, Germany, 2-6 Sept. 2012. – *Book of Abstracts.* – P. 132.
11. Асланов С.К. *Об основных факторах гидродинамической неустойчивости при моделировании процесса диспергирования в двухфазной детонации* / С.К. Асланов, А.Г. Гирин. // *Докл. АН Укр.ССР.* – 1981. Сер А, физ.-мат. и техн. н. № 12. – С. 25-28.
12. Гирин А.Г., Лейко Т.А. *Дробление капель распыленного топлива в камерах сгорания дизелей с интенсивным движением воздушного заряда* // *Физика аэродисперсных систем. Науч. сб.* – Одесса: Астропринт. – 1996. – Вып. 35. – С. 10-16.
13. Бородин В.А. *Устойчивость движения плоской границы раздела двух жидкостей* / В.А. Бородин, В.И. Ягодкин. // *ПМТФ.* – 1967. – № 1. – С. 71-76.
14. Лойцянский Л.Г. *Механика жидкости и газа* / Л.Г. Лойцянский. – М.: Наука, 1978. – 736 с.
15. Степанов Е.И. *Об интегрировании уравнений ламинарного погранслоя для движения с осевой симметрией* / Е.И. Степанов // *ПММ.* – 1947. – Т. 11, вып. 1. – С. 137-142.
16. Гирин А.Г. *Гидродинамическая неустойчивость и режимы дробления капель* / А.Г. Гирин // *ИФЖ.* – 1985. – Т. 48. – № 5. – С. 771-776.
17. Рицк Н. К. *Влияние конструктивных особенностей форсунки на средний размер капель* / Н.К. Рицк, А.Х. Лефевр. // *Аэрокосмическая техника.* – 1984. – Т. 2. – № 4. – С. 83-87.
18. Girin A.G. *Wake of shattering fuel drop* / A.G. Girin. // *Combustion science and technology.* – 2012. – Vol. 184. – №. 10-11. – P. 1412-1426.
19. Girin A.G. *Ballistics of evaporating spray in a wake of a shattering drop* // 12th ICLASS-2012. – Heidelberg, Germany, 2-6 Sept. 2012. – *Book of Abstracts.* – P. 99.

Стаття надійшла до редакції 21 вересня 2012 р.