

ТУРБУЛЕНТНЫЕ ПУЛЬСАЦИИ В ЖИДКОЙ СТРУЕ
И ЕЕ РАСПЫЛИВАНИЕ

Г. П. Скребков

(Новосибирск)

Предпринята попытка приближенного анализа процесса распыливания при дозвуковом истечении через обычные сопла в покоящуюся газовую среду исходя из упрощенной схемы, согласно которой струя считается состоящей из совокупности отдельных жидких молей, подверженных пульсации. Предполагается, что распыливание наступает тогда, когда скорость моля в поперечном направлении (с учетом действия аэродинамических сил) оказывается достаточной для преодоления сил вязкости и поверхностного натяжения. Вычисление вязких и аэродинамических сил производится при значительной схематизации действительной картины с использованием экспериментальных коэффициентов.

Отправными результатами для данной работы послужили исследования Г. Мелига [1] и Хальбронна [2]. Мелиг объяснил распыливание наличием поперечных скоростей в струе. Хальброном показано, что из-за поперечных пульсационных скоростей в открытом быстром потоке может происходить выбрасывание частиц воды и, как следствие этого, — аэрация потока.

В Институте горного дела имени А. А. Скочинского автором были поставлены опыты по исследованию влияния поперечных пульсационных скоростей на распыливание. В этих опытах с цилиндрическими соплами длиной 100—200 диаметров измерялись угол конуса распыливания, скорость истечения и потери напора по длине сопла при разной шероховатости его стенок.

По потерям напора вычислялся коэффициент гидравлического трения λ .

Для определения поперечной пульсационной скорости были использованы результаты Е. М. Минского [3], в соответствии с которыми осредненную поперечную пульсационную скорость u можно выразить в виде

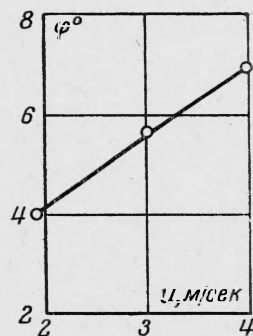
$$u = \beta \sqrt{1/8 \lambda} v$$

Здесь v — скорость истечения струи, $\beta = 1.2$ вблизи стенки по данным Е. М. Минского.

Результаты одной серии опытов, представленные на фиг. 1, показывают, что угол φ конуса распыливания сильно зависит от поперечной пульсационной скорости u .

Будем предполагать теперь поток в сопле состоящим из отдельных жидких объектов разной величины (молей), которые находятся в состоянии турбулентного перемешивания.

Примем за характерный размер жидкого моля l диаметр равновеликого по объему шарика¹; пусть $l = \alpha D$, где D — диаметр сопла, α — некоторый коэффициент.



Фиг. 1. Влияние поперечной пульсационной скорости на угол конуса распыливания водной струи: $D = 7$ мм, $v = 45$ м/сек

¹ По мнению Е. М. Минского [3], который производил киносъемку в целях оценки геометрических размеров перемещающихся масс, протяженность жидкого моля примерно одинакова вдоль и поперек потока.

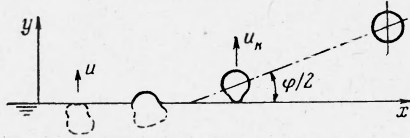
Пульсационная скорость струи

$$u = T v$$

Здесь v — средняя скорость струи, T — коэффициент, называемый степенью турбулентности. Пусть ρ^0 — плотность жидкости; начальная кинетическая энергия жидкого моля равна

$$E_0 = 1/12 \pi \rho^0 l^3 u^2 = 1/12 \pi T^2 \alpha^3 \rho^0 D^3 v^2$$

При вылете за пределы свободной поверхности струи эта кинетическая энергия будет частично затрачена на преодоление сил поверхностного натяжения и вязкости. Работа сил поверхностного натяжения, как известно, равна произведению коэффициента поверхностного натяжения σ на приращение площади свободной поверхности



Фиг. 2. Последовательные положения жидкого моля при его вылете из струи

$$A_1 = \sigma \pi l^2 = \sigma \pi \alpha^2 D^2$$

Для оценки работы сил вязкости необходимо знать величину касательных напряжений на поверхности жидкого моля при вылете его из струи (фиг. 2). Как известно, вязкие напряжения равны

$$\tau = -\mu du/dn$$

Пусть у поверхности скорость моля равна u , а в момент отделения от струи — u_* . Тогда средняя на пути l скорость моля равна $1/2(u + u_*)$. Предполагая, что свободное расстояние между соседними молями пропорционально диаметру моля, получим приближенную оценку

$$\frac{du}{dn} \sim \frac{1/2(u + u_*)}{l} \sim \frac{u + u_*}{l} = \frac{Tv + u_*}{l}$$

Сила вязкости для произвольного положения жидкого моля будет

$$F = k\mu \frac{Tv + u_*}{l} s \quad \left(s = a\pi l^2, k = k\left(\frac{y}{l}\right), a = a\left(\frac{y}{l}\right) \right)$$

где s — площадь той части поверхности моля, которая находится в струе, выраженная через площадь всей поверхности моля, a — коэффициент, k — коэффициент, учитывающий распределение скоростей вокруг жидкого моля и зависящий от местоположения моля по отношению к свободной поверхности струи. Тогда работа сил вязкости выразится в виде

$$A_2 = \int_0^l F dy = \pi \mu l (Tv + u_*) \int_0^l k\left(\frac{y}{l}\right) a\left(\frac{y}{l}\right) dy = \pi \alpha^2 \mu D^2 (Tv + u_*) K$$

где K — среднее значение подынтегральной функции.

Как только часть жидкого моля выйдет за пределы свободной поверхности струи, она будет подвергаться действию аэродинамических сил. Эти силы будут деформировать моль и «вытягивать» его из струи.

Сила, «вытягивающая» моль из струи, может быть определена по известной формуле

$$P = c\omega \rho' v^2 \quad \left(\omega = b\pi l^2, c = c\left(\frac{y}{l}\right), b = b\left(\frac{y}{l}\right) \right)$$

где c — аэродинамический коэффициент, ρ' — плотность газа, ω — площадь поперечного сечения той части моля, которая вышла из контура свободной поверхности (выраженная через площадь поперечного сечения в конечном положении моля, b — коэффициент).

Тогда работа аэродинамических сил будет равна

$$A_3 = \pi l^2 \rho' v^2 \int_0^l c \left(\frac{y}{l} \right) b \left(\frac{y}{l} \right) dy = \pi \alpha^3 D^3 \rho' v^2 C$$

где C — среднее значение подынтегральной функции. Работу вязкостных сил газа, а также работу сил тяжести не учитываем, полагая их пренебрежимо малыми. Кинетическая энергия капли (моля) в момент ее отделения от струи будет равна

$$E_* = E_0 - A_1 - A_2 + A_3$$

По этой энергии легко определяется поперечная скорость капли u_* , что позволяет вычислить угол конуса факела распыливания через отношение поперечной скорости к осевой: $\operatorname{tg}^2 \frac{\varphi}{2} = u_*^2 / v^2$

Используя найденные выражения, получим

$$\operatorname{tg}^2 \frac{\varphi}{2} = \left[T^2 + 12C\rho + \left(\frac{6K}{\alpha R} \right)^2 - \frac{12}{\alpha W} - \frac{12KT}{\alpha R} \right]^{1/2} - \frac{6K}{\alpha R}$$

Здесь W — число Вебера, R — число Рейнольдса, ρ — число, характеризующее относительную плотность газовой среды

$$W = \frac{\rho^0 D v^2}{\sigma}, \quad R = \frac{D v}{\nu^0}, \quad \rho = \frac{\rho'}{\rho^0} \quad (\nu^0 \text{ — вязкость жидкости})$$

Очевидно, что при малой начальной кинетической энергии моля и слабом действии аэродинамических сил моля не может вылететь из струи. Из условия $\varphi = 0$ (или $E_* = 0$) получим то критическое число Вебера, при котором начинается распыливание

$$W_* = \frac{12}{\alpha T^2 + 12\alpha C\rho - 12KT/R}$$

Таким же образом можно получить и формулу для скорости струи v_* , при которой начинается распыливание

$$v_* = \frac{6\nu^0 TK}{AD} + \left[\left(\frac{6\nu^0 TK}{AD} \right)^2 + \frac{12\sigma}{AD\rho^0} \right]^{1/2} \quad (A = \alpha T^2 + 12\alpha C\rho)$$

Величины коэффициентов C и K определялись нами на основе опытов А. С. Лышевского [4]. Для определения C использовалась серия опытов, в которых исследовалось влияние плотности струи на угол конуса распыливания. Величина C вычислялась из уравнения

$$\operatorname{tg}^2 \frac{\varphi_2}{2} - \operatorname{tg}^2 \frac{\varphi_1}{2} = 12C(\rho_2 - \rho_1)$$

Осредненное значение коэффициента C при $\rho = 0.0012 - 0.022$ оказалось равным $C = 0.10 - 0.11$.

Для определения K использовались две серии опытов А. С. Лышевского, в которой изучалась зависимость угла конуса распыливания от скорости истечения; одна серия опытов опубликована [4], другая любезно была предоставлена автором. Среднее значение оказалось равным $K = 4$.

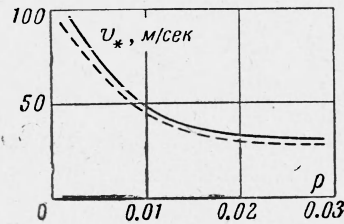
Коэффициент α , характеризующий относительный размер расчетного моля¹, принят в первом приближении равным $\alpha = 0.07$. Такое значение α получено Е. М. Минским [3] для равномерного безнапорного потока на основе вычислений поперечного масштаба турбулентности (поперечный масштаб турбулентности по Е. М. Минскому составляет около 0.14 от глубины потока) и переносится нами на напорный поток из-за отсутствия подобных измерений в напорном потоке. Подобный перенос является, по нашему мнению, вполне допустимым на этапе качественного анализа

¹ В коротких соплах, где турбулентный пограничный слой не успевает развиться на всю толщину потока, вероятно, более правильно размер моля связывать не с диаметром сопла, а с толщиной пограничного слоя в конце сопла.

явления распыливания. Кроме того, ошибка в выборе α компенсируется частично тем, что K определяется из опыта при уже выбранном α .

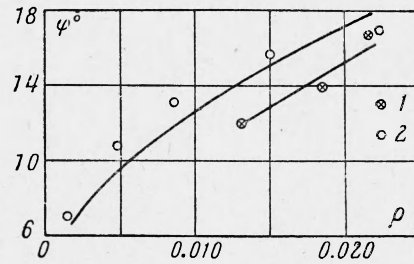
Величина степени турбулентности T зависит от многих условий: формы и конструкции сопла, шероховатости стенок, скорости истечения и т. д. В общем случае величину T следует определять экспериментально.

По имеющимся данным [5] степень турбулентности в относительно коротких трубах может достигать $T = 0.10$. Это означает, что при скорости истечения 100—200 м/сек поперечная пульсационная скорость будет достигать 10—20 м/сек. Вполне очевидно, что при столь больших поперечных скоростях жидкость будет интенсивно разбрызгиваться в стороны.



Фиг. 3

Фиг. 3. Скорости начала распыливания v_* для дизельного топлива в зависимости от относительной плотности ρ газовой среды при значениях $D = 0.5$ мм, $v^\circ = 0.05$ см²/сек и $\sigma = 0.03$ г/см; сплошная кривая — по эмпирической формуле Лышевского [9]; пунктирная — по полученной формуле при $T = 0.072$



Фиг. 4

Фиг. 4. Изменение угла конуса распыливания в зависимости от относительной плотности газовой среды: 1 — опыты Кухарева [7] при значениях $v = 100$ м/сек, $D = 0.7$ мм, $v^\circ = 0.052$ см²/сек и $\sigma = 0.028$ г/см; 2 — опыты Засса [8] при значениях $v = 165$ м/сек, $D = 0.57$ мм, $v^\circ = 0.06$ см²/сек и $\sigma = 0.035$ г/см; кривая — по полученной формуле при $T = 0.072$

На фиг. 3—6 представлены результаты расчета по полученным формулам при указанных выше значениях коэффициентов C , K и α . Величина T выбиралась из условия наилучшего приближения расчета к опыту.

Результаты расчета, представленные на фиг. 3—6, показывают, что полученные формулы верно отражают влияние отдельных факторов на процесс распыливания, что указывает на правильную их структуру.

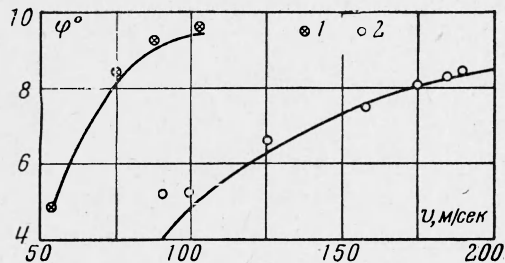
Опытные материалы заимствованы из [4-8]. Ввиду отсутствия у нас опытных данных по скорости начала распыливания для сопоставления с результатами расчетов использована эмпирическая формула Лышевского [9].

Выполненные вычисления показали, что величина угла конуса распыливания в общем случае определяется многими факторами. Однако при некоторых условиях угол конуса определяется всего лишь одним-двумя факторами. Так при распылении в атмосферу угол конуса зависит, в первую очередь, от степени турбулентности и скорости струи, при распыливание в газовую среду, плотность которой в 10—20 раз больше плотности воздуха, угол конуса распыливания определяется главным образом аэродинамическими силами.

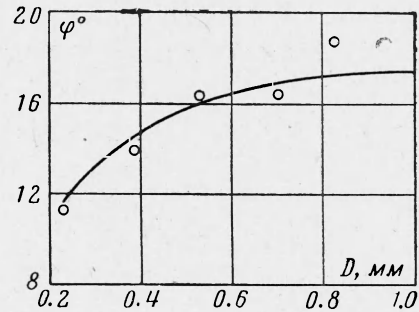
Равенство кинетической энергии моля работе выхода его из струи позволяет также проанализировать влияние отдельных факторов, и в частности параметров турбулентности потока в сопле, на размеры капель, получившихся в результате распыления струи по выходе из сопла.

Полученные Е. М. Минским оценки диаметра моля, приведенные выше, относятся к тем молям, которые подвержены максимальным пульсациям.

Наряду с этими крупными молями в турбулентном потоке имеются моли меньших размеров. Условие $E_* = 0$ определяет размер того предельного малого моля, который еще в состоянии отделиться от струи под действием поперечных пульсаций при заданной скорости истечения струи, превы-



Фиг. 5



Фиг. 6

Фиг. 5. Изменение угла конуса распыливания в зависимости от скорости струи: 1 — опыты Побяржина [6] при $D = 0.38$ мм, $v^0 = 0.014$ см²/сек, $\sigma = 0.021$ г/см, $\rho = 0.0014$ и $T = 0.107$; 2 — опыты Лышевского [4] при $D = 0.54$ мм, $v^0 = 0.05$ см²/сек, $\rho = 0.0014$, $T = 0.095$ и $\sigma = 0.035$ г/см; кривая — по полученной формуле

Фиг. 6. Зависимость угла конуса распыливания от диаметра сопла D при значениях $v = 160$ м/сек, $v^0 = 0.05$ см²/сек, $\sigma = 0.035$ г/см и $\rho = 0.0156$; опытные точки Лышевского [4] для сопел длиной около $4D$; кривая — по полученной формуле при $T = 0.095$

шающей v_* , при этом

$$\alpha_{\min} = \frac{12}{W(T^2 + 12C\rho)} + \frac{12KT}{R(T^2 + 12C\rho)}$$

Естественно, что тонкость распыливания будет тем выше, чем меньше α_{\min} . Из формулы следует, что тонкость распыливания должна возрастать при увеличении степени турбулентности потока, уменьшении вязкости, увеличении скорости истечения и т. д., что полностью соответствует результатам многочисленных опытов [6, 9, 10]. Тонкость распыливания будет зависеть также от того, какой размер молей является преобладающим.

Поступила 23 IV 1962

ЛИТЕРАТУРА

1. Мелиг Г. Физические основы образования топливных струй в дизелях. Сб. переводных статей под ред. С. Н. Васильева «Двигатели внутреннего сгорания», т. 1, ОНТИ НКТП СССР, 1936.
2. Halbronn. Étude de la mise en régime des écoulements sur les ouvrages está forte pente. La Houille Blanche, 1952, an 7, No. 1, 3, 5.
3. Минский Е. М. Турбулентность руслового потока. Гидрометиздат, 1952.
4. Лышевский А. С. Экспериментальное исследование развития струи распыленной жидкости и обобщение опытных данных по углу конуса струи. Тр. Новочеркасск. политехн. ин-та, 1960, т. 107.
5. Дыбан Е. П., Рудкин С. К., Стародомский М. В., Швец Н. Т., Эпик Э. Я. Исследование радиальной составляющей пульсации скоростей при турбулентном течении воздуха в относительно коротких трубах с различным уровнем начальных возмущений. Инж.-физ. ж., 1961, № 11.
6. Побяржин П. И. Исследование влияния внутреннего вихреобразования в форсунке на качество распыливания и факел распыленного топлива. Тр. МВТУ, Машгиз, 1958, № 78.
7. Кухарев М. Н. Исследование распыливания топлива применительно к быстроходным дизелям. Тр. Н.-и. автомоб. и автотранспортного ин-та, М., 1959, вып. 87.
8. Засс Ф. Бескомпрессорные двигатели дизеля. ГНТИ, М., 1931.
9. Лышевский А. С. Закономерности дробления жидкостей механическими форсунками давления. Изд-во Новочеркасск. политехн. ин-та, 1961.
10. Мелькумов Т. С. Теория быстроходного двигателя с самовоспламенением. Оборонгиз, 1953.