

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА РАСПАДА СТРУИ ЖИДКОСТИ В ПНЕВМАТИЧЕСКОМ РАСПЫЛИТЕЛЕ

Славкова Л.Г., аспирант

(Харьковский национальный технический университет сельского хозяйства имени Петра Василенко)

В результате математического моделирования процесса распада струи жидкости в пневматическом распылителе получены зависимости скорости движения струи от расхода и давления жидкости для различных плотностей жидкости, а также определены траектории полета капель жидкости после распыления.

Постановка проблемы. Необходимым условием рационального использования концентрированных кормов при кормлении животных и птицы является обогащение их жирорастворимыми витаминами (А, D, Е, К), которые гарантируют повышение продуктивности приросту молодняку при откорме на 15-20% и значительно снижают их заболеваемость [1].

В настоящее время процесс введения жирорастворимых витаминов в концентрированные корма является одной из наиболее острых проблем, поскольку жирорастворимые витамины вносятся в концентрированные корма в очень маленьких дозах (0,1:1000), причем концентрированные корма обладают способностью к мгновенному поглощению жидкости, что препятствует равномерному распределению жирорастворимых витаминов кормовой смеси.

В результате выполненного аналитического исследования способов смешивания сыпучих материалов с малыми количествами жидкости, нами предложен новый способ и устройство [2], в котором сыпучий материал формируется в виде полого цилиндра в разреженном виде, а жирорастворимые витамины вводятся в середину цилиндра в виде мелкодисперсных частиц с заданными параметрами факела распыла. Поэтому возникает необходимость в разработке и математическом моделировании новой конструкции распылителя жирорастворимых витаминов, которая обеспечит формирование факела распыла с заданными параметрами.

Целью исследований является математическое моделирование процесса распада струи жидкости в пневматическом распылителе и получение зависимостей скорости движения струи от расхода и давления жидкости для различных ее плотностей, а также определение траектории полета капель жидкости после распыления.

Результаты исследований. Процесс распыления жидкости связан с явлением гидродинамической неустойчивостью движущегося относительно газа объема жидкости, имеющего свободную поверхность, на которой действует поверхностное натяжение. Как правило, в устройствах для распыления жидкости (далее форсунках) жидкость выбрасывается либо в виде струи, либо в виде пленки. Поверхностное натяжение стремится сжать свободную поверхность жидкости, что приводит к преобразованию ее сплошного объема в набор малых объемов (капли). На процесс каплеобразования при этом существенно влияет характер обтекания жидкости газом.

Принципиальная схема форсунки, рассматриваемая в данной работе, изображена на рис. 1.

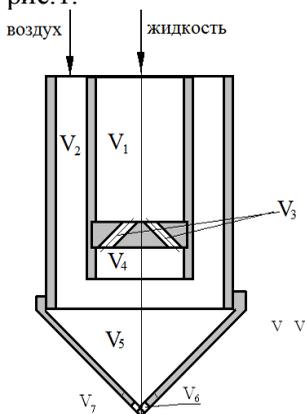


Рис. 1. Принципиальная схема форсунки для распыления жидкости

Принцип работы форсунки состоит в том, что по внутренней трубке V_1 подается вязкая жидкость, которая под давлением пропускается через отверстия малого диаметра V_3 . Струйки жидкости здесь попадают непосредственно на стенки трубки V_4 и далее проникают в область V_5 . Роль промежуточного устройства с

отверстиями V_3 и трубки V_4 состоит в формировании пленки жидкости на входе в область V_5 .

Воздух под давлением подается по цилиндрической трубке V_2 в область V_5 , где взаимодействует с пленкой жидкости и при определенных параметрах работы устройства, вызывает неустойчивое движение пленки, и ее разбиение на капли. Воздушный поток двигается по сужающемуся каналу к выходному отверстию V_6 , при этом давление в потоке при приближении к выходу уменьшается, что способствует превращению пленки жидкости в высокодисперсный капельный поток. Область V_5 можно считать заполненной двухфазной воздушно капельной средой. Выход этой среды из внутреннего объема форсунки осуществляется через узкое отверстие V_6 , образованное двумя непересекающимися коническими поверхностями. Здесь, очевидно, в зависимости от режима работы форсунки возможны различные варианты истечения двухфазного потока: а) проникновение порций жидкости в виде крупных капель в области V_5 с дальнейшим их разбиением на капли меньшего диаметра, б) движение двухфазного потока в виде мелких капель в области V_6 в случае образования мелких капель в области V_5 .

В зависимости от того, какой режим имеет место, в области V_6 будет организовываться разный капельный поток в факеле форсунки в области V_7 .

В случае а) из отверстия будет продавливаться поочередно коническая пленка жидкости, объем которой соответствует продавливаемой капле, и порция воздуха, которые будут взаимодействовать в области V_7 . Это взаимодействие может привести к дальнейшему дроблению жидкости.

В случае б) имеем дело с затопленной двухфазной струей, проникающей в неподвижную окружающую среду. В этом случае также в зависимости от режима движения потока может наблюдаться дальнейшее дробление капель. Рассмотрим движение цилиндрической пленки жидкости в области V_4 распада струи.

В области V_5 газ и жидкость смешиваются, образуя воздушно-капельный поток. Поэтому на выходе из каналов V_2 и V_1 давление в

данных средах можно считать одинаковыми и равными давлению p_5 : $p_1 = p_L = p_5$. Если считать известным p_0 давление в жидкости на входе в форсунку, то давление p_L находится как $p_L = p_0 - \Delta p$, где перепад давления Δp определяется расчетами по графику рисунка 3 [3].

Жидкость, вытекающая из четырех отверстий мембраны, растекается по твердой цилиндрической поверхности диаметра d_1 (рис. 2).

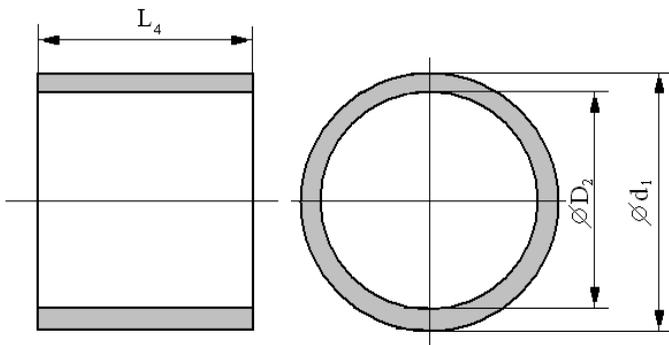


Рис. 2. Схема растекания жидкости по цилиндрической поверхности

Приближенно можно считать, что растекание из этих четырех отверстий эквивалентно растеканию из щели, расположенной в левом торце трубы, ширина которой определяется эквивалентным диаметром

$$D_2 = \sqrt{d_1^2 - 4d_4^2} \quad (1)$$

и равна разности $(d_1 - D_2)/2$. Т.к. длина трубы L_4 здесь мала по сравнению с диаметром d_1 то можно считать, что жидкость течет по внутренней поверхности трубы, образуя на ней цилиндрический слой с внешним и внутренним диаметрами d_1, D_2 и длиной L_4 . Расход жидкости через этот слой, очевидно, равен расходу жидкости через левый торец трубы, а, следовательно, равен расходу жидкости через трубку Q_f (см. рис.1). Тогда скорость жидкости V_p на выходе из области V_4 будет равна $v_p = Q_f / S_k$

где $S_k = (d_1^2 - D_2^2) / 4 = \pi d_4^2$ - площадь кольца – поперечного сечения струи, движущейся по стенке объема V_4

$$v_p = \frac{Q_f}{\pi d_4^2}. \quad (2)$$

Зависимость скорости движения пленки от расхода жидкости через форсунку и диаметра отверстий в мембране приведена на рис. 3.

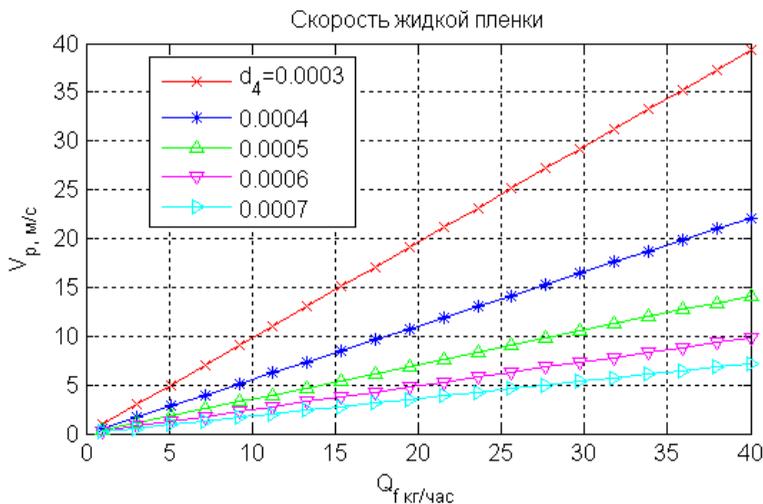


Рис. 3. Зависимость скорости движения пленки от расхода жидкости через форсунку для различных диаметров отверстий в мембране

Полая струя, входя в объем V_5 , несет внутри себя захваченный воздух, скорость которого относительно струи можно считать равной нулю. Это означает, что $u_0 = 0$. Скорость же газа снаружи полой струи определяется скоростью газа v_1 на выходе из канала V_2 .

Жидкость после распада струи на капли на выходе из V_4 попадает в область V_5 , где смешивается с газом. Здесь происходит дальнейшее дробление капель под воздействием потока газа. Процесс дробления капель в этой области сильно зависит от параметров, описывающих динамику этого процесса. Эту зависимость можно определить неравенствами, записанными в

терминах модифицированного числа Вебера We_1 [4]

$$We_1 = d_d \rho_g V_g^2 \alpha^{-1}, \quad (3)$$

где d_d - диаметр жидких капель; ρ_g - плотность жидкости; v_g - относительная скорость обтекания капли газом; α - коэффициент поверхностного натяжения.

Введем в обозначение следующие характеристики

$$We_{1*} = 5 \left(1 + \frac{3}{2} L\rho^{-0,37} \right); \quad We_{1**} \square 15; \quad We_{1***} \square 2L^{\frac{1}{3}}, \quad (4)$$

где $L\rho = d_d \rho_f \alpha \mu_f^{-2}$ - число Лапласа.

Тогда различают три режима дробления капель

$$\begin{aligned} 1) & We_{1*} < We_1 < We_{1**} \\ 2) & We_{1**} < We_1 < We_{1***} \\ 3) & We_{1***} < We_1 \end{aligned} \quad (5)$$

В нашем случае $d_d = 0,0012 \text{ м}$; $\rho_g \approx 1 \text{ кг/м}^3$; $\alpha = 0,02 \text{ Н/м}^2$; $\mu \approx 10^{-3} \text{ кг} \cdot \text{м} \cdot \text{с}$. Для этих значений параметров имеем $L\rho \approx 5 \cdot 10^4$; $We_{1*} \approx 6,3$; $We_{1**} = 15$; $We_{1***} \approx 156$; $We_1 \approx 19,5$. Тогда в нашем случае имеет место второй режим дробления капель. Как указано в отмеченном выше источнике, второй режим характерен тем, что капли разбиваются на меньшие капли диаметра $d_d = 0,1 d_{\text{max}}$. Для капель смесь в области конуса V_5 можно рассматривать как однокомпонентную среду, характеризуемую средними по поперечному сечению конуса плотностью ρ и осевой скоростью v .

Для получения уравнений динамики указанной среды воспользуемся методом осреднения [5, 6].

Область V_5 представляет собой усеченный конус высоты H с основаниями, имеющими диаметры d_2, d_5 (рис. 4). Обозначим через β угол раствора конуса, а через $S = S(z)$ поперечное сечение диаметра d этого конуса, расположенное на расстоянии z от точки O .

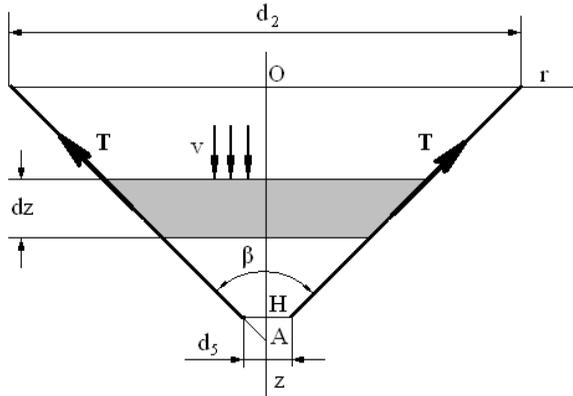


Рис. 4. Представление области V_5 в виде усеченного конуса

Тогда имеем

$$\overline{OA} = h_a = \frac{d_2}{2} \operatorname{ctg} \left(\frac{\beta}{2} \right), H = \frac{d_2 - d_5}{2} \operatorname{ctg} \left(\frac{\beta}{2} \right) \quad (6)$$

$$d = d_2 - 2z \operatorname{tg} \left(\frac{\beta}{2} \right), S = \pi d^2$$

Рассмотрим динамику бесконечно тонкого слоя толщины dz , расположенной перпендикулярно оси конуса на расстоянии z от т. O . Обозначим через p среднее по поперечному сечению давление в среде.

Тогда уравнение сохранения массы принимает вид конечного уравнения

$$\rho v S = \text{const}, \quad (7)$$

а уравнение движения слоя в виде дифференциального уравнения запишется в следующем виде

$$\rho S dz \frac{dv}{dt} = -S [p(z + dz) - p(z)] - dT \cos \left(\frac{\beta}{2} \right), \quad (8)$$

где dT - сила сопротивления движению среды об стенку конуса, определяемая методами гидравлики

$$dT = \tau_0 \chi dL; \quad \tau_0 = \frac{\lambda}{8} \rho v^2; \quad \lambda = 0,3264 \operatorname{Re}^{-\frac{1}{4}}; \quad \operatorname{Re} = \frac{\rho v d}{\mu};$$

$$dT = \tau_0 \chi dL; \quad \tau_0 = \frac{\lambda}{8} \rho v^2; \quad \lambda = 0,3264 \operatorname{Re}^{-\frac{1}{4}}; \quad \operatorname{Re} = \frac{\rho v d}{\mu};$$

$$\chi = \pi d; \quad dL = \frac{dz}{\cos\left(\frac{\beta}{2}\right)}. \quad (9)$$

Учитывая все сказанное, запишем уравнение движения (8) в преобразованном виде

$$\rho \frac{dv}{dt} + \frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\lambda \rho v^2}{2d} = 0, \quad (10)$$

где в левой части dv/dt представляет собой полную производную, равную

$$\frac{dv}{dt} = \frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial z}.$$

В дальнейшем будем рассматривать стационарное движение среды в форсунке, поэтому частная производная по времени в полной производной обращается в нуль. Для замыкания системы уравнений воспользуемся уравнением состояния, соответствующим баротропной среде

$$p = C \rho, \quad (11)$$

с феноменологическим коэффициентом C , определяемым опытным путем.

Тогда с учетом соотношений (7), (11) уравнение динамики (10) можно записать в виде

$$\frac{dv}{dz} = - \frac{F(z, v)}{A(z, v)}, \quad (12)$$

где правая часть уравнения определяется функциями

$$A = A(z, v) = \rho v - \frac{4CC_0}{\pi} \frac{1}{d^2(z)v^2(z)},$$

$$F = F(z, v) = \frac{\lambda \rho(z)v^2(z)}{2d(z)} + \frac{16}{\pi} \operatorname{tg}\left(\frac{\beta}{2}\right) \frac{CC_0}{d^3(z)v^2(z)}, \quad (13)$$

содержащими константы C, C_0 . Последняя константа C_0 представляет собой значение левой части уравнения (7), вычисляемое на входе в конус ($z = 0$)

$$C_0 = \pi d_2^2 \frac{\rho_0 v_0}{4}. \quad (14)$$

Здесь ρ_0, v_0 - средняя плотность среды и средняя «барицентрическая» скорость на входе в конус, которые определяются характеристиками динамики газа и жидкости на выходе из каналов V_2 и V_1 , соответственно. Обозначим через ρ_f, v_f, ρ_g, v_g плотности и скорости жидкости и газа на входе в конус. Пусть Q_g, Q_f, v_g, v_f представляют собой объемные расходы и скорости газа и жидкости на входе в конус, соответственно. Тогда суммарные объемный и массовый расходы смеси в целом будут определяться равенствами

$$Q = Q_g + Q_f = \pi \frac{d_2^2 - d_1^2}{4} v_g + \pi \frac{d_1^2}{4} v_f \quad (15)$$

$$Q_m = Q_{mg} + Q_{mf} = \pi \frac{d_2^2 - d_1^2}{4} \rho_g v_g + \pi \frac{d_1^2}{4} \rho_f v_f$$

В этом случае здесь плотность смеси в целом будет равна

$$\rho_0 = \frac{Q_m}{Q} = \frac{(d_2^2 - d_1^2) \rho_g v_g + d_1^2 \rho_f v_f}{(d_2^2 - d_1^2) v_g + d_1^2 v_f}, \quad (16)$$

а средняя «барицентрическая» скорость v_0 равняется

$$v_0 = \frac{v_g Q_{mg} + v_f Q_{mf}}{Q_m}. \quad (17)$$

Из рис. 3 [3] и рис. 3 [7] видно, что $v_f = 0,1 - 0,7$ м/с; $v_g = 3 - 10$ м/с; $\rho_f \approx 800$ кг/м³; $\rho_g \approx 1$ кг/м³. При данных значениях параметров имеем $\rho_0 \approx 7,93$ кг/м³; $v_0 \approx 2,5$ м/с. Данные значения этих переменных служат начальными данными задачи Коши для уравнения (12), решение которой представим графически на рис. 5.

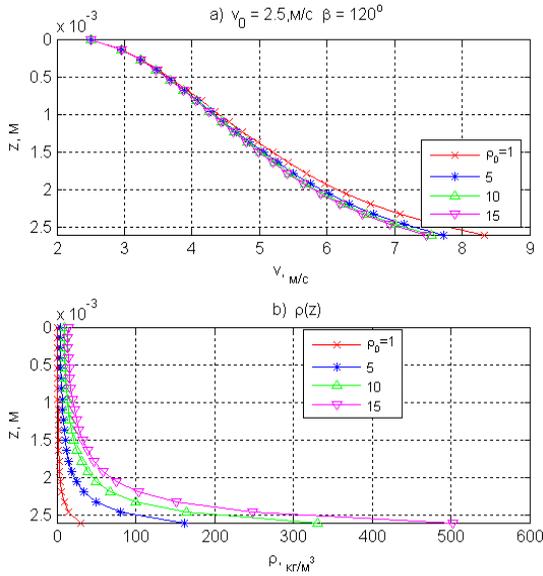


Рис. 5. Графики зависимости средней скорости (а) и среднего давления (б) от z для различных начальных плотностей жидкости

Из рисунков видно, что изменение начальной плотности в указанных пределах слабо влияет на среднюю скорость по длине канала. Плотность смеси при приближении к выходному отверстию растет, приближаясь к плотности исходного материала жидкости.

Далее воздушно-капельный поток проходит через кольцевое отверстие V_6 , расположенное внизу конуса форсунки (рис. 6).

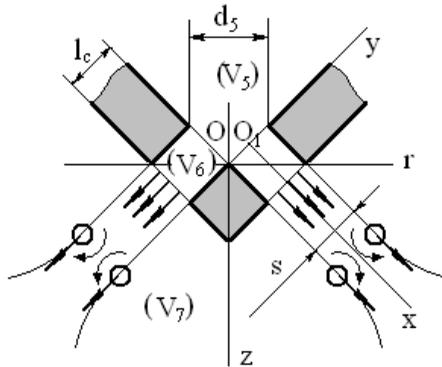


Рис. 6. Параметры распылительной головки форсунки

При движении воздушно-капельного потока за счет поперечного градиента скоростей происходит закручивание капель жидкости. Будем считать, что при этом нет проскальзывания газа на поверхности капель. Пренебрежем изменением формы капель и движением жидкости внутри самой капли, т.е. будем их считать твердыми частицами. Опять же, с другой стороны, будем предполагать среду однокомпонентной. Тогда вектор $\vec{\omega}$ мгновенной угловой скорости вращения капли совпадает с вихрем этой среды, определяемым полем ее скоростей \vec{v}

$$\vec{\omega} = \frac{1}{2} \text{rot} \vec{v}. \quad (18)$$

Введем вспомогательную систему координат x, y, z с центром в т. O_1 и ортами $\vec{e}_x, \vec{e}_y, \vec{e}_z$ (см. рис. 7). Представим скорость движения смеси в канале V_6 следующим образом

$$\vec{v} = \vec{v}(xy) = \vec{e}_x v_c \left[1 - \left(\frac{2y}{l_c} \right)^2 \right]. \quad (19)$$

Здесь v_c определяется через расход Q смеси через входное отверстие в канал V_6 (выходное отверстие из конуса)

$$Q = \pi \frac{d_5^2}{4} v_0, \quad (20)$$

где скорость смеси v_0 на выходе из конуса определяется по графику рис. 5, а для нахождения v_c требуется определить площадь поперечного сечения канала

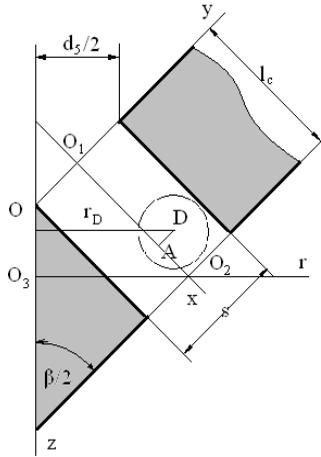


Рис. 7. Расчетная схема для определения поперечного сечения канала распылительной головки форсунки

Обозначим через y_D координату точки D в выбранной системе координат. Простые геометрические рассуждения позволяют записать выражение r_D для цилиндрического радиуса в исходной системе координат через координаты точки $D(x_A, y_D)$

$$r_D = \frac{d_5}{2} + \cos\left(\frac{\beta}{2}\right) + y_D \sin\left(\frac{\beta}{2}\right). \quad (21)$$

Тогда расход смеси через поперечное сечение канала, содержащего точку A , определяется интегралом

$$\begin{aligned} Q &= 2\pi \int_{-s/2}^{s/2} v(x_A y) r_D(x_A y) dy = \\ &= 2\pi v_c \left[-\frac{s^3}{3l_c} \left(\frac{1}{2} d_5 + x_A \cos\left(\frac{\beta}{2}\right) \right) + d_5 \frac{s}{2} + \cos\left(\frac{\beta}{2}\right) x_A s \right]. \end{aligned} \quad (22)$$

Учитывая выражение (20) и (22), получаем уравнение для определения v_c , решение которого имеет вид

$$v_c = v_0 \frac{3d_5^2 l_c^2}{4s \left[3d_5^2 l_c^2 + 6x \cos\left(\frac{\beta}{2}\right) l_c^2 - s^2 d_5 + 2s^2 x_A \cos\left(\frac{\beta}{2}\right) \right]}. \quad (23)$$

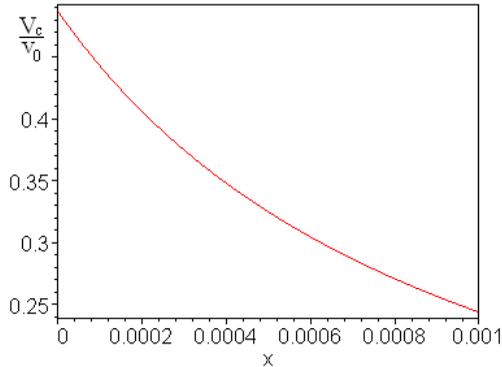


Рис. 8. Зависимость коэффициента при v_0 от положения сечения в канале

На рис. 8 приведена зависимость коэффициента, стоящего при v_0 в формуле (23) от положения сечения в канале $x = x_A$ для характерных для рассматриваемой задачи значений параметров $d_5 \approx 0,005$ м, $l_c \approx 0,001$ м, $s \approx 0.001$ м, $\beta = 2\pi/3$. Видно, что этот коэффициент на выходе из канала примерно вдвое меньше его значения на входе.

Поле скоростей (19) можно рассматривать как плоское поле, вихрь $\vec{\omega}$, которого направлен перпендикулярно плоскости этих векторов xOy

$$\vec{\omega} = -\frac{1}{2} \frac{\partial v}{\partial y} \vec{e}_z. \quad (24)$$

Учитывая соотношение (19), получим в окончательном виде

$$\vec{\omega} = \frac{6}{d_5^2} \sin^2\left(\frac{\beta}{2}\right) V_c y \vec{e}_z. \quad (25)$$

Рассмотри теперь динамику капли, как твердой частицы, после ее вылета из форсунки. Капля из-за градиента скоростей внутри канала приобретает вращение. Этот фактор оказывает влияние на характер движения каплей в дальнейшем. Выходящая из форсунки смесь содержит газ, который при выходе легко расширяется, его скорость резко уменьшается. Поэтому будем полагать газовую фазу вне форсунки неподвижной, движение смеси как таковой фактически определяется движением капельного потока.

На движущуюся каплю действуют силы тяжести с

интенсивностью \vec{g} , сила сопротивления Стокса \vec{f}_C и поперечная сила Магнуса \vec{f}_M [4]. Выражения для последних двух определяются эмпирическими соотношениями

$$\vec{f}_C = -3\pi\mu_g d_d \vec{v}, \quad \vec{f}_M = \frac{\pi}{8} d_d^3 \rho_g (\vec{\omega} \times \vec{v}). \quad (26)$$

В этом случае векторное уравнение движения центра капли приобретает вид

$$\frac{\pi}{6} d_d^3 \rho_f^0 \ddot{\vec{r}} - 3\pi\mu_g d_d \dot{\vec{r}} + \frac{\pi}{8} \rho_g d_d^3 \omega (-\dot{y}\vec{e}_x + \dot{x}\vec{e}_y) + \frac{\pi}{6} d_d^3 \rho_f^0 \vec{g}. \quad (27)$$

Данное уравнение необходимо дополнить уравнением, выражающим собой закон изменения относительного кинетического момента капли [8]

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = \vec{M} \quad (28)$$

где $\vec{L} = I\vec{\omega}$ - кинетический момент однородного шара диаметра d_d ;

$I = md_d^2/10$ - осевой момент инерции шара;

$\vec{M} = -8\pi\mu_g (d_d/2)^3 \vec{\omega}$ - момент сил, действующих на шар при его вращении в воздухе [8].

Введем обозначения

$$C_M = \frac{\mu_g}{\rho_f^0 d_d}, \quad K_M = \frac{3\rho_g}{\rho_f^0}.$$

Тогда в проекциях на оси координат r, z получим систему обыкновенных дифференциальных уравнений относительно неизвестных координат центра капли R, Z и проекции ω вектора $\vec{\omega}$ на перпендикулярное к плоскости rOz направление

$$\begin{aligned} \ddot{R} &= -18C_M \dot{R} + K_M \omega \dot{Z} \\ \ddot{Z} &= -18C_M \dot{Z} - K_M \omega \dot{R} + g. \\ \dot{\omega} &= -60C_M \omega \end{aligned} \quad (29)$$

Если ввести переменные $V_1 = \dot{R}$, $V_2 = \dot{Z}$ то систему уравнений (29) можно представить в виде системы пяти дифференциальных уравнений относительно V_1, V_2, ω, R, Z

$$\begin{aligned}
\dot{V}_1 &= -18C_M V_1 + K_M \omega V_2 \\
\dot{V}_2 &= -18C_M V_2 - K_M \omega V_1 + g \\
\dot{\omega} &= -60C_M \omega \\
\dot{R} &= V_1 \\
\dot{Z} &= V_2
\end{aligned} \tag{30}$$

В качестве начальных данных для задачи Коши системы уравнений (30) необходимо взять

$$\begin{aligned}
V_1(0) &= v_0 \equiv V_c(l_c) \left[1 - \left(\frac{2y_d}{s} \right)^2 \right] \cos\left(\frac{\beta}{2}\right) \\
V_2(0) &= v_0 \equiv V_c(l_c) \left[1 - \left(\frac{2y_d}{s} \right)^2 \right] \sin\left(\frac{\beta}{2}\right) \\
\omega(0) &= \frac{6}{d_5^2} \sin^2\left(\frac{\beta}{2}\right) V_c(l_c)_c y_D \\
R(0) &= r_D = \frac{d_5}{2} + l_c \cos\left(\frac{\beta}{2}\right) + y_D \sin\left(\frac{\beta}{2}\right) \\
Z(0) &= y_D \cos\left(\frac{\beta}{2}\right)
\end{aligned} \tag{31}$$

Распределение центров капель по поперечному сечению канала V_6 происходит произвольным образом. Будем считать, что это распределение соответствует равновероятному – координата y_D в сечении $x_A = l_c$ равномерно распределяется внутри интервала $y_c/2 \leq y_D \leq y_c/2$, а $y_c = (s - d)/2$.

Результаты численного решения задачи Коши, для различным образом распределенных по y_D каплям, приведены на рис. 9. Здесь на *a*), *b*), *c*) приведены графики зависимости скоростей центров V_1, V_2 и угловой скорости вращения капель ω капель по z . А на *d*) - траектории движения капель. Из рисунков видно, что скорость движения частиц в воздухе замедляется из-за вязкого трения (действия силы Стокса). Вращение частиц приводит к дополнительному отклонению капель от прямолинейного движения:

капли, лежащие внутри V_6 ближе к оси ($y_D < 0$) форсунки закручиваются по часовой стрелке (рис. 6) и при движении уклоняются сильнее к этой оси (эффект движения футбольного мяча при ударе «сухим листом»). Частицы же более удаленные от оси форсунки ($y_D > 0$) сильнее уклоняются во внешнюю область факела. Т.о. эффект Магнуса приводит к увеличению поперечного сечения факела.

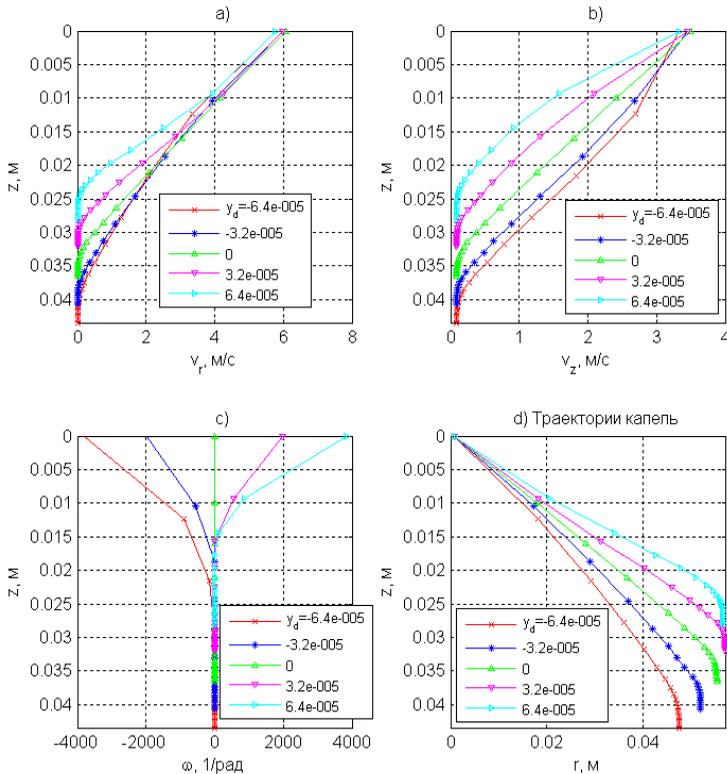


Рис. 9. Графики зависимости (а, b, с) скоростей центров V_1, V_2 и угловой скорости вращения капель ω капель по z , (d) - траектории движения капель

Выводы. В результате математического моделирования процесса распада струи жидкости в пневматическом распылителе получены зависимости скорости движения струи от расхода и давления жидкости для различных плотностей жидкости, а также определены траектории полета копель жидкости после распыления.

Список литературы

1. Давтян А.Д. Репродуктивные показатели кур-несушек при добавках в комбикорма различных количеств витаминов А и Е / А.Д.Давтян, А.П.Коноплева, А.А. Андреева, Т.Н. Трохолис // Сб. науч. тр. Всерос. н.-и. и технол. ин-т птицеводства. - Сергиев Посад, 2003. - С. 54-61.
2. Пат.62581 Україна, МПК А21С 1/00, А 21D 13/08, В01 F5/00. Спосіб змішування сипучих матеріалів з малими кількостями рідини / Славкова Л.Г., Науменко О.А., Бойко І.Г.; заявники і патентовласники Славкова Л.Г., Науменко О.А., Бойко І.Г. №и 201013146; заявл. 05.11.2010; опубл. 12.09.2011, Бюл. №17.
3. Славкова Л.Г. Теоретичні дослідження режимних параметрів потоку рідини в розпилювачі з дросельною мембраною / Славкова Л.Г. // Праці Таврійського державного агротехнічного університету. - Мелітополь: ТДАУ, 2011. - Вип. 11, Том 5. - С. 47-54.
4. Нигматулин Р.И. Основы механики гетерогенных сред / Нигматулин Р.И. - М.: Наука, 1978. - 336 с.
5. Седов Л.И. Механика сплошных сред / Седов Л.И., Том 1. - М.: Наука, 1976. - 536 с.
6. Слеттери Дж. С. Теория переноса импульса, энергии и массы в сплошных средах / Слеттери Дж. С. - М.: Энергия, 1978. - 448 с.
7. Славкова Л.Г. Математическое моделирование движения потока газа в пневматическом распылителе жидкости / Славкова Л.Г. // Науковий вісник Луганського національного аграрного університету. - Луганськ: ЛНАУ, 2011. - Вип. 30. - С. 266-271.
8. Кильчевский Н.А. Курс теоретической механики / Кильчевский Н.А. Том 1. - М.: Наука, - 1972. - 530 с.
9. Соу С. Гидродинамика многофазных систем / Соу С. - М.: Мир, 1971. - 536 с.

Анотація

МАТЕМАТИЧНЕ МОДЕЛЮВАННЯ ПРОЦЕСУ РОЗПАДУ СТРУМЕНІ РІДИНИ В ПНЕВМАТИЧНОМУ РОЗПИЛЮВАЧІ

В результаті математичного моделювання процесу розпаду струменя рідини в пневматичному розпилювачі отримані залежності швидкості руху струменя від витрати і тиску рідини для різної щільності рідини, а також визначені траєкторії польоту

краплин рідини після розпилювання.

Abstract

**MATHEMATICAL DESIGN OF PROCESS OF
DISINTEGRATION STREAMS OF LIQUID ARE IN A
PNEUMATIC NEBULIZER**

As a result of mathematical design of process of disintegration of stream of liquid in a pneumatic nebulizer dependences of rate of movement of stream are got on an expense and pressure of liquid for the different closenesses of liquid, and also the trajectories of flight of drops of liquid are certain after dispersion.