

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ОБОСНОВАНИЕ АЭРОДИНАМИКИ ФАЗОВОГО СООРУЧИТЕЛЯ ДЛЯ ТЕКСТИЛЬНЫХ МАШИН*

С.И.КУРАЧ, С.М.КАБАНОВ

(ОАО "Куровской текстиль")

Воздуховод (рис. 1) можно представить в виде устройства с гидродинамическими характеристиками режима фонтанирования (родственного режиму псевдоочищения).

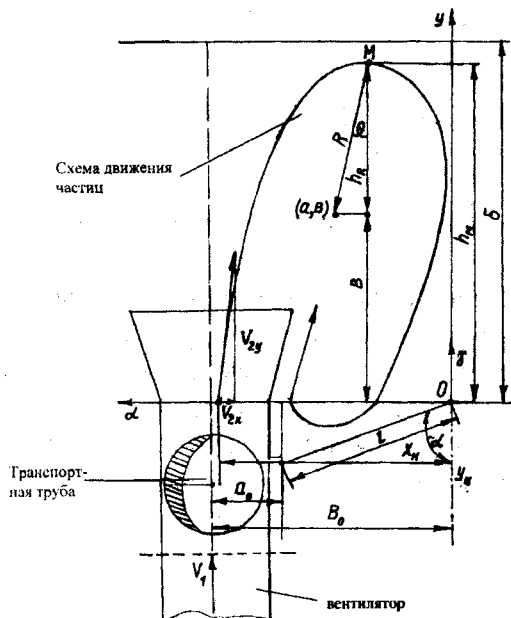


Рис. 1

Основываясь на специфике режима фонтанирования, можно заключить, что основной вклад в гидродинамическую структуру потоков в аппарате вносит газовая фаза.

При построении математической модели будем исходить из того, что реальное движение газового потока с числом $Re \sim 10^5 \div 10^6$ в предлагаемом аппарате близко к кавитационному движению газа в плоском канале. При этом для указанных выше чисел Re поток отрывается от всей поверхности канала, возникают обратные токи и вихри значительного напряжения.

Однако в этом случае линии тока по высоте аппарата мало отличаются от плоскопараллельных линий и движение в ядре потока на таких участках можно считать плоским с учетом стационарных вихревых зон и незначительного по отношению к основным размерам аппарата пограничному слою на твердых поверхностях.

Анализ такой математической модели базируется на применении теории функции комплексного переменного и комплексного потенциала в отличие от непосредственного решения уравнений Навье-Стокса.

Задача движения газового потока в аппарате сводится к рассмотрению плоского течения идеальной жидкости, для которого справедливо условие

$$\text{Div } V=0; \text{rot } V=0,$$

откуда вытекают соотношения Коши-Римана

$$V_x = \frac{\partial \varphi}{\partial x} = \frac{\partial \psi}{\partial y}; \quad V_y = \frac{\partial \varphi}{\partial y} = -\frac{\partial \psi}{\partial x},$$

где φ – потенциал скорости; ψ – функция тока.

Полагаем, что комплексная величина $\chi = \varphi + i\psi$ является функцией комплексной переменной $z = x + iy$.

Производная $d\chi/dz$, называемая комплексной скоростью, связана со скоростью V течения газа соотношением

$$\frac{\partial \chi}{\partial z} = V_x - iV_y. \quad (1)$$

Комплексный потенциал (1) соответствует определенной системе линий тока

* Работа выполнена под руководством проф., докт. техн. наук Сапрыкина Д.Н.

$\psi = \text{const}$ изопотенциальных линий $\varphi = \text{const}$ и тем самым полностью определяет карту поля скоростей.

Течение газового потока в аппарате обладает осевой симметрией, поэтому достаточно изучить картину течения в одной половине (рис.1).

С целью описания циркуляционных зон в аппарате введем в течение вихри с заданными интенсивностями (Γ_m , где $m = 1, 2, \dots, n$).

В общем случае величины интенсивностей Γ_m и координаты центров вихрей (a_m ,

b_m) зависят от гидродинамических и геометрических параметров течения.

Таким образом, получаем задачу об отыскании комплексного потенциала течения $\chi(Z)$, когда в потоке жидкости присутствуют вихри.

Параметры интенсивности вихрей Γ_m , координаты их центров a_m , b_m , а также величины B , l_m , α_m , V_1 задаются исходя из геометрии аппарата и условий его эксплуатации.

Для камеры с фонтанирующим слоем интенсивность вихря Γ_m находится по формуле

$$\Gamma_m = V_1 B \left\{ \cos \frac{2\pi\alpha_1}{B} - \text{ch} \left[\frac{2\pi}{B} (\delta + b_1) \right] \right\} / \sin \frac{2\pi\alpha_1}{B}. \quad (2)$$

Из (2) следует, что интенсивность вихря зависит от ширины B аппарата, скорости V_1 и высоты области δ вихрей в зоне аппарата.

Варьируя величины V_1 , B , a_m , b_m , δ в определенных пределах, найдем условия максимальной (минимальной) интенсивности вихрей Γ_m .

Координаты центров вихрей a_m , b_m определяются из условия неподвижности

вихрей, то есть $V_x \leq V_y = 0$ в точках ($x = a_m$, $y = b_m$).

Расчет скорости газового потока в аппарате выполняется в следующей последовательности. По формуле (1) находится интенсивность вихря Γ_m .

Отыскание комплексного потенциала течения $\chi(Z)$, где присутствуют вихри, проводится в физической плоскости z методом суперпозиции:

$$\chi_r(Z) = \sum_{m=1}^n \frac{\Gamma_m}{2\pi i} \ln \left\{ \sin \left[\frac{\pi}{B} (Z - Z_{om}) \right] / \sin \left[\frac{\pi}{B} (Z - \tilde{Z}_{om}) \right] \right\}, \quad (3)$$

где Z , Z_{om} , \tilde{Z}_{om} – координаты центров вихрей.

Значения компонент скорости по осям координат V_x , V_y определяются при нормальной составляющей вектора скорости:

$$V_n = V_x \cos \left(\hat{n}, \hat{i} \right) + V_y \cos \left(\hat{n}, \hat{j} \right),$$

где \hat{i} и \hat{j} – единичные орты осей координат x и y с граничными условиями на стенках аппарата $V_n = V_{-n} = 0$ и на полуднище аппарата длиной l_m :

$$V_y \cos \alpha_m - V_x \sin \alpha_m = 0. \quad (4)$$

Комплексные числа $Z = Z_m = \eta_m \exp(i\alpha_m)$ соответствуют геометрическому месту точек, описывающему положение полуднища аппарата ($m=1, 2, \dots$; $0 \leq \eta_m \leq l_m$).

Можно полагать, что в центральной зоне вихря скорости изменяются по закону вращения твердого тела с некоторой угловой скоростью ω , то есть $V = \omega R$, где $R = \sqrt{(x-a)^2 + (y-b)^2}$.

Задавая граничные условия в зоне вихря в виде $V=0$ при $R=0$; $V=V_{30}$ при $R=R_1$ и усредняя значение V по окружности, для угловой и линейной скорости имеем выражения

$$\omega \cong \frac{1}{NR_i} \sum_{i=1}^N V_{i30}; \quad V \cong \frac{R}{NR_i} \sum_{i=1}^N V_{i30},$$

где N – число измерений.

Необходимо получить экспериментальную зависимость геометрии аппарата и радиуса зоны расхождения, пределы, где не захватывается зона течения газовой фазы в аппарате. Нужно задать размеры аппарата для расчета.

Путь, проходимый частицей в рабочей камере аппарата до максимальной высоты h_m , условно разделим на два участка: движение в восходящем потоке до высоты b и подъем по криволинейной траектории от положения b до высоты h_m (рис. 1).

Значение максимальной высоты подъема частицы при проектировании аппарата дает возможность рассчитать его размеры, гарантировать отсутствие уноса частицы при аэрофонтанирующем режиме.

В основу расчета h_m введена важная гидродинамическая характеристика движения частицы в несущем потоке сплошной среды – скорость свободного витания, которая определяется из условия равенства

$$E_1 = \frac{V_{k1}}{V_e} = [1 + 2,1d_2/B(1 - d_2/B)](1 - d_2/B)^2;$$

$$E_2 = \frac{V_{k2}}{V_e} = \frac{(1 - \beta)^{4.75} (18 + 0,61\sqrt{A_2})}{18 + 0,61\sqrt{A_2} (1 - \beta)^{4.75}}, \quad (6)$$

где E_1 учитывает влияние стенки; E_2 – концентрацию частиц; $A_2 = g(\rho_2 - \rho_1)d_2^3/\rho_1\nu^2$ – критерий Архимеда; β – объемная концентрация частиц; V_{k1}, V_{k2} – скорости стесненного витания; ν – кинематическая вязкость несущего потока.

Зависимость скорости подъема частицы от высоты ее подъема в восходящем потоке имеет вид

$$\left(\frac{V_k^2 - V_{oh}^2}{V_k^2 - V_{ob}^2} \right)^{1/2} \left[\left(\frac{V_k + V_{ob}}{V_k - V_{ob}} \right) \left(\frac{V_k - V_{oh}}{V_k + V_{oh}} \right) \right]^{V_{2y}/2V_k} = \exp \left[\frac{g}{V_k^2} (b + l \cos \alpha) \right]. \quad (8)$$

веса единичной частицы и аэродинамического напора встречного потока воздуха:

$$V_e = \sqrt{\frac{4(\rho_2 - \rho_1)gd_2}{3\rho_1c_f}}, \quad (5)$$

где ρ_1, ρ_2 – соответственно плотность воздуха и материала частиц; d_2 – эквивалентный размер частиц; c_f – коэффициент единичной частицы; g – ускорение свободного падения.

При движении коллектива частиц необходимо учитывать эффект стесненности, который определяется двумя факторами: влиянием соседних частиц (эффект концентрации) и влиянием конечных размеров аппарата (эффект стенок канала). При этом вместо V_b и C_f вводятся соответствующие характеристики V_k и C_{fk} для коллектива частиц по формулам: $V_k = EV_e$; $C_{fk} = C_f/E^2$, где E – поправочный коэффициент, учитывающий фактор стесненности и режим обтекания частиц.

Запишем для коэффициента E :

$$\int_{V_{oh}}^{V_{ob}} \frac{V_{ry} dV_{ey}}{(V_{1y} - V_{2y})^2 - V_k^2} = \frac{g}{V_k^2} \int_{-l \cos \alpha}^b dy, \quad (7)$$

где $V_{oh} = V_{1yh} - V_{yh}$; $V_{ob} = V_{1yb} - V_{2yb}$ – соответственно относительная скорость в точке с координатами $x_h = (3B_0 - a)/3$; $y_h = -l \cos \alpha$ и относительная скорость в точке на высоте $y_b = b$ (рис. 1).

Решение (7) выглядит так:

Из (2) скорость V_{2yb} можно определить методом последовательных приближений при первом шаге $V_{2yb}^{(1)}$, близком к величине скорости витания.

$$h_M = \left[\frac{\Gamma^2 \cos^2 \theta}{4\pi g (1 - V_0^2/V_k^2) - V_1 \partial V_0 / \partial x} \right]^{1/2} + b + l \cos \alpha, \quad (9)$$

где θ – угол отклонения точки М от вертикали (рис. 1).

Как видно из (9), высота h_M зависит от величины циркуляции газового потока, а также от относительной скорости и скорости витания частицы в ее стесненном движении [1, 2].

Решение (9) отыскивается с учетом приближенного равенства $V_0 \cong V_{2x} \sin \theta$ и граничного условия $\theta = (V_1/V_{2y})_M$, где М – точка с координатами $a-h_R \operatorname{tg} \theta$; $b+h_R$.

Неизвестная интенсивность Γ находится по формуле (2), абсолютная скорость на восходящем участке траектории определяется с помощью (8).

Эксперимент должен подтвердить принятую модель движения частицы: 1) при скорости воздуха в фиксированной геометрической точке пространства есть зона с установившимся характером движения; 2) реальная стесненность частиц в восходящем потоке и изменения направления движения частиц за счет взаимодействия частиц с воздухом незначительны.

С учетом условия $V_{2y}=0$ при начале движения из положения частицы $y=b$ частица, двигаясь по криволинейному пути, достигает максимальной высоты h_M :

ВЫВОДЫ

Рассмотренная модель аэродинамических особенностей фонтанирующего слоя и количественный анализ его структуры могут быть использованы для расчета режимов ведения процесса разделения дисперсных фаз (сора, волокна), а также позволят сделать обоснованный выбор конструкции и размеров фазового сороочистителя для текстильных машин ФСК-1.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кахраманов Ф.Р. и др. // Изв. вузов. Технология текстильной промышленности. – 2001, №4. С.40...43.
2. Лойценский Л.Г. Механика жидкости и газа. – М.: Наука, 1973.

Рекомендована кафедрой проектирования и технологии трикотажных изделий. Поступила 25.01.03.