

### ДВИЖЕНИЕ ЧАСТИЦЫ В ВИХРЕВОЙ КАМЕРЕ

It is considered the task of particles movement in the vertical chamber with permeable walls. There is made the system of particle movement in the Cylindrical co-ordinates, are analyzed the forces included in system and working on a particle. Received results can be applied during the research of the separations processes, classification, and for the calculation of thermal and mass-transfer contact devices.

Закрученные двухфазные течения имеют широкое практическое применение [1]. В энергетических установках и аппаратах химической промышленности закрутка потоков интенсифицирует процессы тепломассопереноса. Вихревые камеры являются наиболее простыми из таких устройств. В них значительно повышается скорость обтекания частицы потоком несущей среды, создаются большие центробежные ускорения, значительно интенсифицируются процессы сепарации и тепломассопереноса.

Аэродинамика вихревой камеры и движение в ней дисперсной фазы являются достаточно сложными явлениями.

Гидродинамику многих вихревых камер можно моделировать как плоское движение потоков между вращающимися коаксиальными проницаемыми цилиндрами бесконечной длины [2].

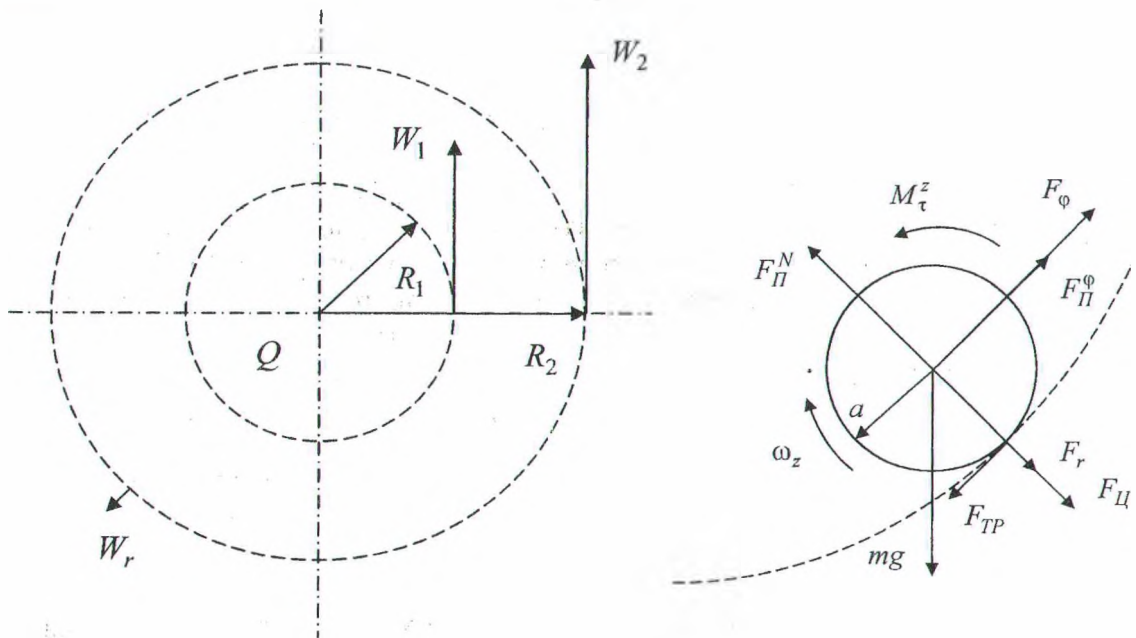


Рис. Схемы: а) вихревой камеры; б) действующих на частицу сил

Предполагаем, что на оси цилиндров находится линейно распределенный источник или сток мощностью  $Q$ .

Выберем цилиндрическую систему координат  $r, \phi, z$ , с осью  $z$  по оси цилиндров (рис. а). Рассмотрим случай, когда осевая скорость жидкости не изменяется вдоль оси  $z$ . В этом случае для жидкости с коэффициентом кинематической вязкости  $\nu$  и плотностью  $\rho_0$  получим точное автомодельное решение [2]:

$$W_\varphi = \frac{W_2 - W_1 r_0}{1 - r_0^{n+2}} \tilde{r}^{n+1} + \frac{W_1 r_0 - W_2 r_0^{n+2}}{1 - r_0^{n+2}} \frac{1}{\tilde{r}}. \quad (1)$$

Здесь  $\tilde{r} = r/R_2$ ,  $r_0 = R_1/R_2$ ,  $n = Q/(2\pi\nu)$ . Абсолютное значение величины  $n$  является числом Рейнольдса и характеризует интенсивность движения жидкости в радиальном направлении.

В цилиндрической системе координат напишем уравнения движения частицы радиуса  $a$  и массы  $m$  под воздействием вихревого потока [3]:

$$\begin{cases} m \left( \frac{dU_r}{dt} - \frac{U_\varphi^2}{r} \right) = F_r - F_{II} - mg \cos \varphi + F_A \cos \varphi, \\ m \left( \frac{dU_\varphi}{dt} + 2 \frac{U_\varphi U_r}{r} \right) = F_\varphi - F_{TP} - mg \sin \varphi + F_A \sin \varphi, \\ I \frac{\partial \omega}{\partial t} = M_{TP} + M_\tau. \end{cases} \quad (2)$$

Опишем входящие в систему силы (рис. б).

Сила тяжести

$$\overline{F_g} = m\overline{g}. \quad (3)$$

Сила Архимеда

$$\overline{F_A} = \rho_0 4\pi a^3 \overline{g} / 3. \quad (4)$$

Сила гидродинамического воздействия потока, движущегося с некоторой скоростью относительно частицы,

$$\overline{F} = \zeta \frac{1}{2} \rho_0 |\overline{W} - \overline{U}| (\overline{W} - \overline{U}) \pi a^2. \quad (5)$$

Коэффициент сопротивления  $\zeta$  для частицы диаметром  $d = 2a$  при скорости  $\overline{W} - \overline{U}$  обтекания ее потоком несущей среды зависит от числа Рейнольдса  $Re_d = \frac{|\overline{W} - \overline{U}| d}{\nu}$  и может быть вычислен по экспериментальной формуле [5]:

$$\zeta = 24(1 + 0,17 Re_d^{2/3}) / Re_d. \quad (6)$$

В результате неравномерного обтекания частицы набегающим потоком и при ее вращении возникает подъемная сила. Выполним анализ воздействия подъемной силы на частицу в сплошном потоке. Выберем декартовую систему координат с началом в центре частицы и связанную с движущейся частицей:  $x$  – по касательной к поверхности траектории движения,  $y$  – по нормали. Поле скоростей потока на поверхности частицы, обусловленное ее вращением с угловой скоростью  $\omega$  будет:  $\overline{\Phi} = \{-\omega y, \omega x, 0\}$ . Разобьем частицу на элементарные цилиндры плоскостями, параллельными плоскости движения на расстоянии  $dz$  друг от друга. Проинтегрировав элементарные силы по всему объему  $V_a$  частицы, получим

$$\bar{F}_{\Pi} = -\rho_0 \iiint_{V_a} (\text{rot} \bar{W} - 2\bar{\omega}) \times (\bar{W} - \bar{U}) dV_a. \quad (7)$$

Для вихревой камеры подъемная сила будет

$$\bar{F}_{\Pi} = -m \left( \frac{1}{r} \frac{\partial(rW_{\varphi})}{\partial r} - 2\omega \right) (W_r - U_r) \bar{i} + m \left( \frac{1}{r} \frac{\partial(rW_{\varphi})}{\partial r} - 2\omega \right) (W_{\varphi} - U_{\varphi}) \bar{j}. \quad (8)$$

В результате взаимодействия поверхности частицы со средой или с ограничивающей поверхностью возникают следующие силы.

Силы сопротивления вращению, обусловленные касательными напряжениями вязкой жидкости на поверхности частицы [3]:

$$\bar{M} = -8\pi\mu_0 a^3 \bar{\omega}. \quad (9)$$

Произвольное поле создает вращательный момент, который определяется интенсивностью вихря [4]. Результирующий вращающий момент равен геометрической сумме составляющих моментов:

$$\bar{M}_{\tau} = 4\pi\mu_0 a^3 (\text{rot} \bar{W} - 2\bar{\omega}). \quad (10)$$

Сила трения возникает при контакте движущейся частицы с ограничивающей поверхностью и направлена по касательной к поверхности:

$$\bar{F}_{TP} = -k_{TP} |\bar{F}_N| \frac{\bar{U}_{\varphi} + \bar{\omega} \times \bar{a}}{|\bar{U}_{\varphi} + \bar{\omega} \times \bar{a}|}. \quad (11)$$

Направление этой силы зависит от направления скорости точки контакта. Точка контакта движется со скоростью, равной сумме поступательной и вращательной скоростей.

Сила трения создает вращательный момент. Если вектор  $\bar{a}$  направить от центра частицы в точку касания, то

$$\bar{M}_{TP} = -\bar{F}_{TP} \times \bar{a}. \quad (12)$$

Нормальная составляющая учитывает все силы, действующие по нормали к поверхности:

$$\bar{F}_N = -(\bar{F}_g^N + \bar{F}_r - \bar{F}_A^N - \bar{F}_{\Pi} - \bar{F}_{\Pi}). \quad (13)$$

Центробежная сила будет

$$F_{\Pi} = mU_{\varphi}^2 / r. \quad (14)$$

Полученные результаты могут быть применены при исследовании процессов сепарации, классификации, а также для расчета теплообменных контактных аппаратов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Кутателадзе С.С., Волчков Э.П., Терехов В.И. Аэродинамика и теплообмен в ограниченных вихревых потоках. – Новосибирск, 1987. – 282 с.
2. Волк А.М. Течение вязкой жидкости в пространстве между движущимися проникаемыми поверхностями // Инженерно-физический журнал, 1993. – Т. 62, № 2. – С. 152 – 158.
3. Соу С. Гидродинамика многофазных систем. – М.: Мир, 1971. – 536 с.
4. Абрамович Г.Н. Теория турбулентных струй. – М.: Физматгиз, 1960. – 715 с.
5. Медников Е.М. Турбулентный перенос и осаждение аэрозолей. – М.: Наука, 1981. – 176 с.