УДК 622.8.7:502

ГИДРОДИНАМИКА ПУЛЬСИРУЮЩЕГО ПОДАВЛЕНИЯ ПЫЛИ

Гого В.Б., канд. техн. наук, доц.,
Малеев В.Б., докт. техн. наук, проф.,
Донецкий национальный технический университет

Исследована гидродинамика пульсирующего воздействия капли жидкости на частицу пыли на основе модели взаимодействия одиночной капли и частицы в пульсирующем газопылевом потоке.

Hydrodynamics of pulsating influence of drop of liquid on the particle of dust on the basis of model of co-operation of single drop and particle in a pulsating gazopilevom stream is explored.

Проблема и ее связь с научными и практическими задачами. Актуальной проблемой для национальной угольной промышленности является снижение уровня заболеваемости пневмокониозом, вызванного запыленностью шахтного воздуха. Практика показала, что наиболее эффективным в борьбе с пылью является гидроорошение и гидропылеулавливание. При этом следует рассматривать взаимодействие твердых частиц с потоком жидкости.

Анализ исследований и публикаций. Анализ теоретических работ по гидропылеулавливанию Позднякова Г.А., Ищука И.Г., Губаря В.Ф., Солодовникова А.Н. и др. показал, что математическое решение известных уравнений по взаимодействию капли жидкости и твердой частицы пыли не рассматривает вопросов, связанных с пульсационными эффектами в потоке. [1 - 5]

Постановка задачи. Предварительные исследования показывают, что пульсирующее воздействие капли на частицу повышает вероятность захвата частицы пыли, т.е. ее подавление. Таким образом, решение задачи о гидромеханике пульсирующего взаимодействия капли и частицы позволит описать процесс гидропылеподавления и исследовать его в направлении выбора рациональных параметров, минимальных энергетических затрат для обеспечения необходимой эффективности улавливания пыли.

Изложение материалов и результаты. В процессе перемещения твердых частиц пыли и капель жидкости в газовом потоке (воздухе) пылеподавляющего устройства создаются области пульсаций давления, например, в диффузор-конфузорных переходах, что адекватно наличию источников колебаний в потоке.

Рассмотрим цилиндрическую область пылегазового потока в модели, где газ – идеальный, а жидкая капля известного объема сферической формы, поверхность которой колеблется синхронно пульсациям давления в несущем газовом потоке.

Эффективность процесса захвата жидкой каплей твердой частицы зависит от энергетического потенциала поверхности капли. Исследуем его, предположив, что центр капли расположен на оси пульсирующей цилиндрической зоны потока.

Свяжем с центром зоны сферические координаты. Граничная задача состоит в отыскании решения уравнения

$$\Delta\Phi+\omega^2 c^{-2}\Phi = 0, \qquad (1)$$

при граничных условиях на поверхности цилиндра

$$\left.\frac{d\Phi}{dr}\right|_{\bar{r}=r_0} = 0 \qquad (2)$$

и на поверхности сферы капли

$$\left.\frac{d\Phi}{dr}\right|_{\bar{r}=R} = \overset{r}{V}(\gamma), \qquad (3)$$

где Δ - оператор Лапласа; c - скорость потока (капли); Φ - волновой потенциал, связанный с давлением и скоростью движения потока:

$$P = -\rho g\omega\Phi\ ;$$
$$V = grad\ \Phi\ ,$$

где ω - частота колебаний зоны; V- функция, определяемая рядом по полиномам Лежандра.

Представим потенциал Φ в виде суммы двух функций, одна из которых является решением уравнения (1) в сферических, а другая в цилиндрических координатах, т.е.

$$\Phi = \Phi_1 + \Phi_2\ .$$

Решение Φ_1 затухающее при $r\to\infty$ имеет вид :

$$\Phi_1 = \sum_{n=0}^{\infty} A_n h_n\left(\frac{\omega}{c}\bar{r}\right)P_n(\cos\bar{\gamma}), \qquad (4)$$

где P_n - полином Лежандра ; P_n – постоянная (неопределенная); h_n - сферическая функция Хенкеля 1-го рода.

Решение уравнения (4) можно представить в цилиндрических координатах. Будем исходить из известной формулы, связывающей решения уравнения Гельмгольца в цилиндрической и сферической системах координат:

$$h_0(\frac{\omega}{c}\bar{r}) = \frac{c}{2\omega}\int_{-\infty}^{\infty} H_0(\frac{\omega^2}{c^2}-\gamma^2)^{\frac{1}{2}} r e^{i\gamma z} d\gamma . \quad (5)$$

Формулу (5) можно трансформировать к виду равенства:

$$h_n(\frac{\omega}{c}\bar{r})P_n(\cos\bar{\gamma}) = \frac{ci^{-n}}{2\omega}\int_{-\infty}^{\infty} P_n(\frac{c}{\omega})H_0 K r e^{i\gamma z} d\gamma .$$

Для проверки обе части равенства (5) необходимо продифференцировать по Z и затем воспользоваться рекуррентными формулами для функции h_n.

Таким образом, решение (4) можно записать в цилиндрических координатах в виде:

$$\Phi_1 = \int_{-\infty}^{\infty} H_0 K r A(\gamma) e^{i\gamma z} d\gamma , \quad (6)$$

где $K = \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} - \gamma^2}$;

$$A(\gamma) = \frac{c}{2\omega}\sum_{n=0}^{\infty} A_n i^{-n} P_n(\frac{c\gamma}{\omega}). \quad (7)$$

Функция $\overline{\Phi_2}$ представляющая собой ограниченное решение (при r=0), уравнения (1) в цилиндрических координатах, имеет следующий вид:

$$\Phi_2 = \int_{-\infty}^{\infty} B(\gamma) I_0 K r l^{i\gamma z} d\gamma , \quad (8)$$

Для того, чтобы записать Φ_2 в сферических координатах, воспользуемся формулой экспоненциального преобразования:

$$e^{i\gamma z} I_0 k r = 2\sum_{n=0}^{\infty} i^n (2n+1) P_n()\frac{\gamma_c}{\omega} J_n(\frac{\omega}{c}\bar{r})P_n(\cos\bar{\gamma}),$$

где J_n - сферическая функция Бесселя.

Тогда функция $\overline{\Phi_2}$ примет вид:

$$\Phi_2 = \sum_{n=0}^{\infty} B_n j_n(\frac{\omega}{c}\bar{r})P_n(\cos\bar{\gamma}); \quad (9)$$

$$B_n = 2i^n(2n+1)\int_{-\infty}^{\infty} B(\gamma)P_n(\frac{\gamma c}{\omega})d\gamma . \quad (10)$$

Рассмотрим граничные условия. На периферии цилиндрической пульсирующей гидропылегазовой полости при $r=r_0$, имеем:

$$\int_{-\infty}^{\infty}[H_1 kr_0 A(\gamma) + Jkr_0 B(\gamma)]ke^{i\gamma z}d\gamma = 0. \qquad (11)$$

Откуда следует:

$$H_1kr_0A(\gamma)+J_1kr_0B(\gamma)=0.$$

На поверхности пульсирующей сферической капли имеем :

$$\sum_{n=0}^{\infty}[A_n h'_n(\frac{\omega}{c}R) + B_n j'_n(\frac{\omega}{c}R)]\frac{\omega}{c}P_n(\cos\bar{\gamma}) = \sum_{n=0}^{\infty}V_n P_n(\cos\bar{\gamma}).$$

Отсюда следует, что для каждого n выполняется равенство:

$$A_n h'(\frac{\omega}{c}R) + B_n j'_n(\frac{\omega}{c}R) = \frac{c}{\omega}V_n \qquad (12)$$

Функция $B(\gamma)$, как вытекает из соотношений (7), (11) определяется через A_n :

$$B(\gamma) = -\frac{H_1 kr_0}{J_1 kr_0}A_n. \qquad (13)$$

Для определения A_n необходимо записать бесконечную систему алгебраических уравнений:

$$\frac{cV_n}{\omega h'_n(\frac{\omega}{c}R)'} = A_n - \frac{cj'_n(\frac{\omega}{c}R)}{\omega h'_n(\frac{\omega}{c}R)}\sum_{n=0}^{\infty} i^{n-m}(2n+1)g_{mn}A_m, \qquad (14)$$

n=0,1,2…

Коэффициенты g_{mn} имеют вид:

$$g_{mn} = 2\int_0^{\infty}\frac{H_1 kr_0}{J_1 kr_0}P_n(\frac{\gamma c}{\omega})P_m(\frac{\gamma c}{\omega})d\gamma,$$

причем сумма индексов $(m+n)$ четная, т.к. в противном случае g_{mn}=0.

Систему (14) можно решить методом редукции, если предположить правомерность ее усечения.

Для того, чтобы построить волновой потенциал цилиндрической области, в которой располагается сферическая капля, введем, согласно системы сферических координат, полюс зеркального отображения относительно плоской границы полюса системы координат, связанной с объемом цилиндрической зоны потока.

Решение задачи в сферических координатах представим в виде:

$$\Phi_1=\Phi_1^{(1)}+\Phi_1^{(2)};$$

$$\Phi_1=\Sigma[A_n^{(1)}h_n(\omega/c^*r)P_n(\cos\gamma)+A_n^{(2)}h_n(\omega/c^*r)P_n(\cos\gamma_1)]. \qquad (15)$$

Условие на плоской границе:

$$[\alpha P+\beta V_z]_{z=0}=0. \qquad (16)$$

Если β=0, имеем свободную границу.

Если α=0, граница неподвижная.

Рассмотрим случаи свободной и неизменной границы.

Выражение (16) в сферических координатах имеет вид:

$$-\rho_ж\omega\sum_{n=0}^{\infty}[A_n^{(1)}h_n(\frac{\omega}{c}\bar{r})P(\cos\gamma)+A_n^{(2)}h_n(\frac{\omega}{c}\bar{r_1})P_n(\cos\bar{\gamma_1})]_{z=0}=0.$$

Учитывая, что в плоскости Z=0 выполняется условие:

$$\bar{r}=\bar{r}_1;\quad \bar{\gamma_1}=\pi-\bar{\gamma},$$

а также равенство :

$$P_n(-x)=(-1)^n P_n(x),$$

получаем:

$$-\rho_ж\omega\sum_{n=0}^{\infty}[A_n^{(1)}+(-1)^n A_n^{(2)}]h_n(\frac{\omega}{c}\bar{r})P_n(\cos\bar{\gamma})=0.$$

Откуда следует для свободной границы:

$$A_n^{(1)}=(-1)^{n+1}A_n^{(2)};\qquad(17)$$

Аналогично в случае неизменной границы:

$$A_n^{(1)}=(-1)^{n}A_n^{(2)};\qquad(18)$$

Условия (17) и (18) позволяют определить постоянные волнового потенциала для мнимого волнового источника пульсационных колебаний в зоне расположения капли. Таким образом, нахождение волнового потенциала (4), определяющего перемещение пульсирующей капли, приобретает решение в рамках установленных граничных условий поставленной задачи.

Для пространственного многофазного потока однородного в пределах цилиндрической области можно записать изменение циркуляции следующим выражением:

$$\frac{d\Gamma}{dt}=\int_c\frac{dV_0}{dt}dr+V_0\frac{d(dr)}{dt}\qquad(19)$$

Первое слагаемое правой части (19) представляет собой общее ускорение частицы потока (капли или частицы пыли) без акцентов о ее фазовом состоянии:

$$\frac{dV_0}{dt}=F_1+j+\nu\Delta V_0-\frac{1}{\rho}dradP,\qquad(20)$$

где F_1 - удельная сила воздействия, j - пульсирующая удельная сила, V – скорость потока, ν – кинематическая вязкость, P – давление в потоке, Δ - оператор Лапласа.

Пульсирующая сила, действующая в объеме зоны, вызывает в ней чередующиеся импульсы, в результате которых частицы потока ускоряются, т.е. возникают дополнительные силы динамического взаимовоздействия между каплей и частицей пыли. Этот процесс активизирует захват жидкой каплей твердой частицы пыли, что повышает эффективность гидропылеподавления.

Энергия и размеры образовавшихся зон зависят от частоты пульсаций в потоке.

Силы конвекции и инерции обусловлены перепадом давлений. Работа этих сил отлична от нуля. При действии сил конвекции могут образоваться диссипативные вихри, а под действием сил инерции сформироваться вихревые зоны.

Следовательно, образование вихрей, ведущих к пульсациям может происходить в результате: сил вязкости, сил конвекции, инерционных и пульсирующих сил. Причем, силы вязкости и конвекции образуют, главным образом, диссипативные вихри, а инерционные и пульсирующие порождают вихревые массы частиц пыли и капель жидкости.

Выводы: в процессе пульсирующего воздействия капли жидкости на твердую частицу пыли энергетический волновой потенциал пропорционален частоте пульсаций, а пульсирующая сила воздействия твердой частицы пыли на волновую поверхность капли вызывает чередующиеся импульсы, направленные на проникновение частицы пыли в каплю, что эквивалентно эффекту захвата каплей частицы пыли. Дальнейшие исследования должны быть направлены на определение рациональных гидродинамических и термодинамических параметров многофазного потока с целью разработки устройств улавливания и подавления пыли. Перспективным в этом направлении является разработка пульсирующего многокамерного эжектора, а также диффузор-конфузорных рабочих элементов пылеулавливающих гидродинамических устройств.

Список источников.

1. Справочник по борьбе с пылью в горнодобывающей промышленности. Под. ред. А.С.Кузьмича. – М.: Недра, 1982, - 240 с.
2. Баум В.А. Исследования процесса турбулентного перемешивания в потоке жидкости. М., Изд-во АН СССР, 1952
3. Ганиев Р.Ф., Кобаско Н.И., Лакиза В.Д. и др. Колебательные явления в многофазных средах и их использование в технологии. – Киев: Техника, 1980. – 142 с.
4. Якимов В.Л. Эффект избирательного дрейфа пузырьков газа в вибрирующей жидкости в зависимости от их размера // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. – 1978. - № 4, С. 138 – 140.
5. Бейтмен Г., Эрдейи И. Высшие трансцендентальные функции. Функции Бес селя, функции параболического цилиндра, ортогональные многочлены. – М.: Наука, 1966 – 296 с.