УДК 622.8.7:502

# ГИДРОДИНАМИКА ГАЗОЖИДКОСТНОГО ПОТОКА ДИСПЕРСНОЙ СТРУКТУРЫ В ПРОЦЕССЕ ПЫЛЕПОДАВЛЕНИЯ

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

*Исследована природа перехода гидродинамических параметров жидкости и газа в процессе пылеподавления в стохастические от начала их перемещения из смесителя в подъемную трубу газоочистительного аппарата.*

*Nature of transition of hydrodynamic parameters of liquid and gas is explored in the process of it is sewn up from a dust in stochastic from the beginning their moving from a mixer in a lifting pipe.*

Актуальной проблемой развития теории гидродинамического подавления пыли (очистки газов от твердых частиц пыли) является разработка математической модели и аналитического описания гидромеханики трехфазного потока «газ-жидкость-твердое» дисперсной структуры. Эти исследования являются основой для практической разработки эффективных устройств гидродинамической (мокрой) защиты от пыли в технологических процессах добычи и переработки полезных ископаемых, в частности угля, в решении вопросов охраны и безопасности труда в горнодобывающей промышленности.

Известные исследования Позднякова Г.А., Лихачева Л.Я., Ищука И.Г. и др. базируются на экспериментальных и энергетических положениях о взаимодействии капли жидкости и твердой частицы пыли как одиночных тел в рабочем объеме потока. Переход от одиночных взаимодействий к массовым с оценкой суммарных энергетических затрат в теоретических исследованиях не проводился. Таким образом, можно сформулировать научную задачу по описанию многокомпонентной смеси каплей жидкости и твердых частиц пыли с помощью функции распределения обобщенного импульса сил взаимодействия капель жидкости и частиц пыли в исследуемом объеме потока и энергетического потенциала этого объема.

Рассмотрим газожидкостный поток с твердыми включениями частиц пыли, как систему со стохастически меняющимися параметрами диссипативно-реактивного дисперсного течения с предположением, что смеситель является осциллятором, определяющем начальное состояние потока, развитие которого во времени происходит в подъемной трубе аппарата газоочистки согласно уравнению:

$$\dot{p} + \gamma_0(x)p = f(x) + \xi(x,t), \tag{1}$$

где p=m$\dot{x}$- обобщенный импульс исследуемого объема потока;

m – масса исследуемого объема потока;

$\gamma_0(x)$ - кинетический коэффициент;

x – обобщенная координата по высоте подъема потока (гидродинамическая амплитуда);

$f_0(x)$ - обобщенная детерминированная сила, воздействующая на заданный объем потока (со стороны источника энергии);

$\xi(x,t)$ - обобщенная стохастическая сила, которая учитывает воздействия внешней среды (со стороны трубопровода).

Выберем для детерминированной силы закон изменения в виде:

$$f_0(x) = \alpha x - \beta x^3; \qquad [\alpha] = \left[\frac{H}{M}\right]; \qquad [\beta] = \left[\frac{H}{M^3}\right],$$

где $\alpha$ и $\beta$ произвольные величины, определяющие флуктационные параметры.

Обобщенная стохастическая сила:

$$\xi(x,t) = g(x)G(t), \tag{2}$$

где $g(x)$ - мультипликативная функция координаты $\left[\frac{C}{M}\right]$;

G(t) – функция времени; $\left[\frac{Hм}{c}\right]$.

Понятно, что качественное уравнение (1) может иметь множество решений, но воспользуемся известным методом эффективного потенциала [1]. Для этого введем малый параметр $\theta$<<1, тогда будем иметь:

$$\theta^2 = \frac{m}{\lambda}; \qquad \chi = \beta^{-1}; \qquad x_0^2 = \frac{\alpha}{\beta}. \tag{3}$$

где $\lambda$ - некоторая постоянная амплитуды кинетического коэффициента $\gamma(x)$.

Принятое позволяет перейти к безразмерным величинам:

$$\bar{x} = \frac{x}{x_0}; \qquad \bar{m} = \frac{m}{m_0}; \qquad \varepsilon = \frac{\alpha}{\lambda}; \tag{4}$$

где $x_0$, $m_0$ – начальные параметры координаты и массы выбранного объема газожидкостного потока.

Тогда безразмерную величину импульса представим в виде:

$$\overline{m}\frac{d\overline{x}}{dt}=\frac{1}{\theta}t\pi; \tag{5}$$

Уравнение (1) запишем в виде:

$$\dot{P}+\frac{1}{\theta}t\pi\gamma(x)=f(x)+g(x)G(t). \tag{6}$$

Поставим задачу статистического исследования поведения функции распределения обобщенного импульса сил, действующих на выделенный объем газожидкостного потока от энергетического потенциала, т.е.

$$P(x,t)=f\{\varphi(x,t)\}. \tag{7}$$

Представим, что функция энергетического потенциала $\varphi(x,t)$ выбранного объема удовлетворяет уравнению непрерывности:

$$\left\{\frac{\partial}{\partial t}+\frac{1}{\theta^2}L(x,t)\right\}\varphi(x,t)=\frac{1}{\theta}tg(x)G(t)\frac{\partial}{\partial t}\varphi(x,t); \tag{8}$$

где $L(x,t)$ - оператор, имеющий вид:

$$L(x,t)=\frac{\partial}{\partial t}\gamma(x)+\theta\left[\pi\frac{\partial}{\partial x}+f(x)\frac{\partial}{\partial t}\right]. \tag{9}$$

Для усредненного значения функции энергетического потенциала имеем:

$$\left\{\frac{\partial}{\partial t}+\frac{1}{\theta^2}L(x,t)\right\}\varphi(x,t)=-\frac{1}{\theta^2}\frac{\partial}{\partial t}g(x)\int_0^t c(t)e^{-L(t-\tau)}g(x)\frac{\partial}{\partial t}\varphi(x,t)dt. \tag{10}$$

Корреляционная функция определяется условием:

$$\langle\xi(x,t)\rangle=0; \qquad c(t)\equiv\sigma^2\exp[-\nu(t-\tau)], \tag{11}$$

где $\nu$ - частота пульсаций в смесителе гидродинамической установки, соответствующая, частоте приложения импульса.

Заменим в уравнении (10) интегральный оператор на символ суммы $\Lambda(x,t)$, тогда можно записать:

$$\left\{\frac{\partial}{\partial t}+\frac{1}{\theta^2}L(x,t)\right\}P(x,t)=\frac{1}{\theta^2}\Lambda(x,t)P(x,t). \tag{12}$$

Сделаем граничный переход к сумме:

$$\Lambda(x,t)=g(x)\frac{\partial}{\partial t}\sum_0^\infty c(t)L(x,t). \tag{13}$$

В (13) введены моменты корреляционной функции, которые определяются значением:

$$c_k(t)=\frac{1}{\kappa!}\int_0^\infty \tau^\kappa c[t,(t-\tau)]d\tau\,. \tag{14}$$

Для суммы (13) определим члены нулевого и первого порядков:

$$\Lambda_0=\tilde{N}^{(0)}g^2(x)\frac{\partial^2}{dt^2}; \tag{15}$$

$$\Lambda_1=-g(x)\frac{\partial^2}{\partial t^2}+\theta\left(-\frac{\overline{V}g^2(x)}{2}\frac{\partial}{\partial t}\left[1+t\frac{\partial}{\partial t}\right]+g^2(x)\frac{\partial}{\partial x}\frac{\partial}{\partial t}\right). \tag{16}$$

Рассмотрим возможные моменты функции распределения импульса согласно:

$$P_n(x,t)=\int_0^\infty P(x,t)dt\,. \tag{17}$$

Отметим, что благодаря (17), возможно построить решение для (12) в виде известного уравнения Фоккера-Планка [3]. Первым шагом в этом является нахождение равенства для (17) в случае n=0, т.е.

$$\frac{\partial P}{\partial t}=-\frac{1}{\theta}\frac{\partial P_1}{\partial x}. \tag{18}$$

Для случая n=1 можно записать:

$$P_1=\theta\frac{1}{\gamma(x)}\left(f(x)P-\frac{\partial P_2}{\partial x}-C^{(1)}g^2(x)\frac{\partial P}{\partial x}\right). \tag{19}$$

Для нахождения $P_2$ воспользуемся связью:

$$P_2=\frac{g^2(x)}{\gamma(x)}\left(C^{(0)}+C^{(1)}\gamma(x)\right)P(x)\,. \tag{20}$$

На основе равенства (18), а также значений (19) и (20) запишем уравнение (12) в каноническом виде:

$$\frac{\partial}{\partial t}P=\nabla(-D^{(1)}P+D^{(2)}P), \tag{21}$$

где регулярная и диффузионная составляющие могут быть представлены выражениями:

$$D^{(1)}=\frac{1}{\gamma(x)}\left[f(x)+C^{(1)}\nabla g^2(x)\right]-C^{(1)}g^2(x)\nabla\ln\gamma(x)\,; \tag{22}$$

$$D^{(2)}=C^{(0)}\frac{g^2(x)}{\gamma^2(x)}. \tag{23}$$

Таким образом принимая, что в исследуемом объеме газожидкостного потока компоненты ведут себя стохастически, можно использовать статистические соотношения. Так для эффективных коэффициентов дрейфа $D^{(1)}$ и диффузии $D^{(2)}$ можно сделать вывод, что **наряду с изменением амплитуды колебаний значений импульса имеются его частотные пульсации.**

Однако нам необходимо перейти от общих статистических заключений к вопросу о выражении для эффективного синергетического импульса посредством потенциала. Воспользуемся известной квазигиббсовской формулой [2,3]:

$$P(x) = \exp\left[-U(x) \Big/ C^{(0)}\right]. \qquad (24)$$

Предположим, что потенциал можно определить структурной зависимостью:

$$U(x) = -\int\left[f(x) + C^{(1)}\nabla g^2(x)\right]dx + C^{(0)}(\ln g^2 - \ln\gamma). \qquad (25)$$

Квазистационарное состояние выбранного объема стохастической системы «капельная жидкость – газ» оправданно считать в начальном состоянии , т.е. при $x=x_0$, тогда:

$$U(x_0) = -\frac{\varepsilon}{2}x_0^2 - \frac{\varepsilon - 1}{4}x_0^4 + \frac{x_0^6}{6} - \sigma^2\ln(1 + x_0^2), \qquad (26)$$

где $\varepsilon$ - некоторый управляющий параметр;

$\sigma$ - интенсивность изменений.

Для несимметричных изменений управляющего параметра (к примеру, давления в системе) имеем:

$$\varepsilon = 2\sigma^2\left(\frac{1}{\nu} - \frac{1}{\nu^2}\right). \qquad (27)$$

Если взять вторую производную от эффективного синергетического потенциала по переменной координате, то можно получить значение управляющего параметра, при котором происходит движение системы, т.е.

$$x_0^4 + \frac{2}{3}(2 - \varepsilon_0 - 2C^{(1)})x_0^2 + \frac{1}{3}(1 - 2\varepsilon_0 - 4C^{(1)}) = 0. \qquad (28)$$

Из (28) определяем $\varepsilon_0$.

Используем (27) как функцию для построения кривой возможных состояний U(x) по (26). Очевидно, что реализуются две развязки – метастабильная и нестабильная, параметризованные по частоте пульсаций давления, представленных на рис.1.

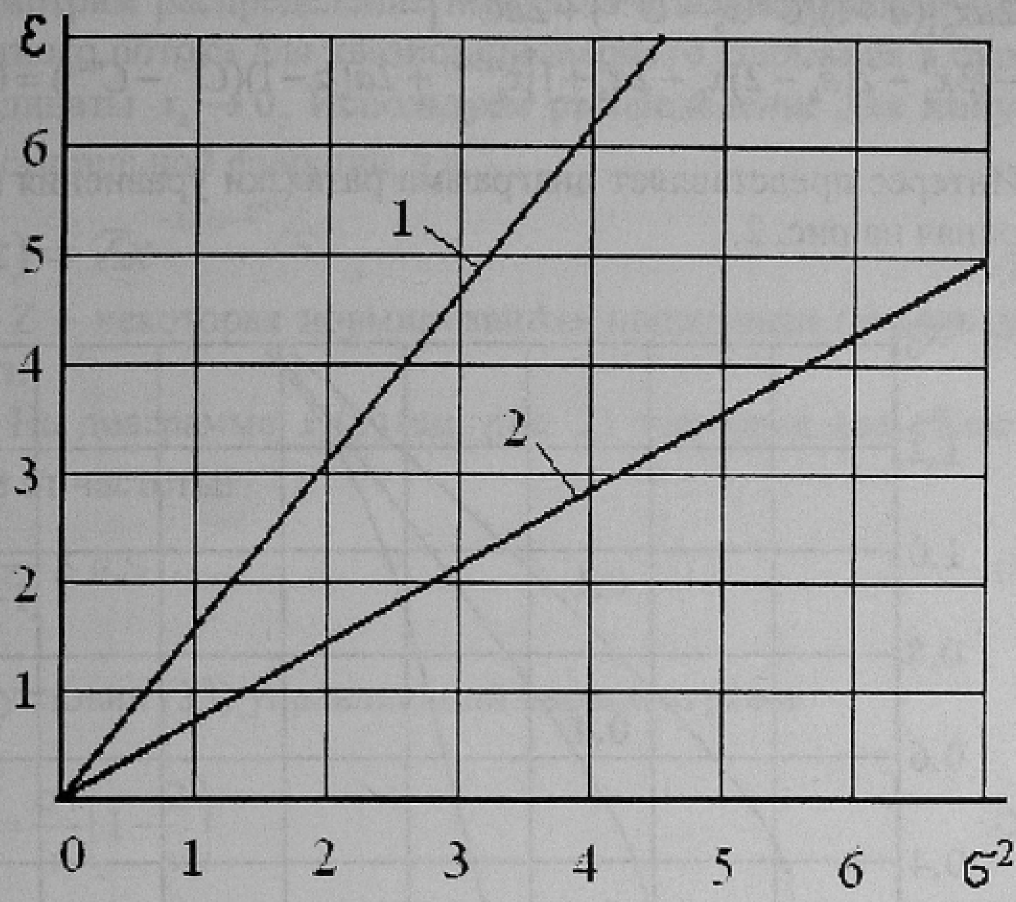


Рисунок 1 - Зависимость управляющего параметра (давления в потоке) от интенсивности изменений (частоты пульсаций)

Проведем обобщение полученных результатов. Во-первых, отметим особенности разброса функций распределения потенциала и импульса исследуемого объема газожидкостного потока в предположении, что пылевая фаза не оказывает существенного влияния.

Для эффективного синергетического потенциала потока имеем:

$$U(x)=\frac{\varepsilon}{2(1-a)}x^{2(1-a)}+\frac{1-\varepsilon}{2(2-a)}x^{2(2-a)}+\frac{x^{2(1-a)}}{2(3-a)}- \\ -C^{(1)}ax^2-C^{(0)}\ln(1+x^2)+2a\left[C^{(0)}-C^{(1)}\right]\ln(x) \quad (29)$$

Уравнение экстремумов потенциала имеет вид:

$$x_0^6-(\varepsilon-2)x_0^4-(2\varepsilon-1)x_0^2-2aC^{(1)}x_0^{2(a+1)}-2\left[2aC^{(1)}-C^{(0)}(a-1)\right]x_0^{2a}- \\ -2a\left[C^{(1)}-C^{(0)}\right]x_0^{2(a-1)}-\varepsilon=0 \quad (30)$$

Понятно, что развязки для (30) возможны при условии, если управляющий параметр не превышает значения $\varepsilon_0$, которая определяется уравнением:

$$2ax_0^2\left[(a+1)(C^{(1)}x_0^2-C^{(0)})+2aC^{(1)}\right]-\\-\left[3x_0^2-2(\varepsilon_0-2)x_0-2\varepsilon_0+1\right]x_0^{2(2-a)}+2a(a-1)(C^{(1)}-C^{(0)})=0 \cdot \quad (31)$$

Интерес представляет диаграмма развязки уравнения (30), представленная на рис. 2.

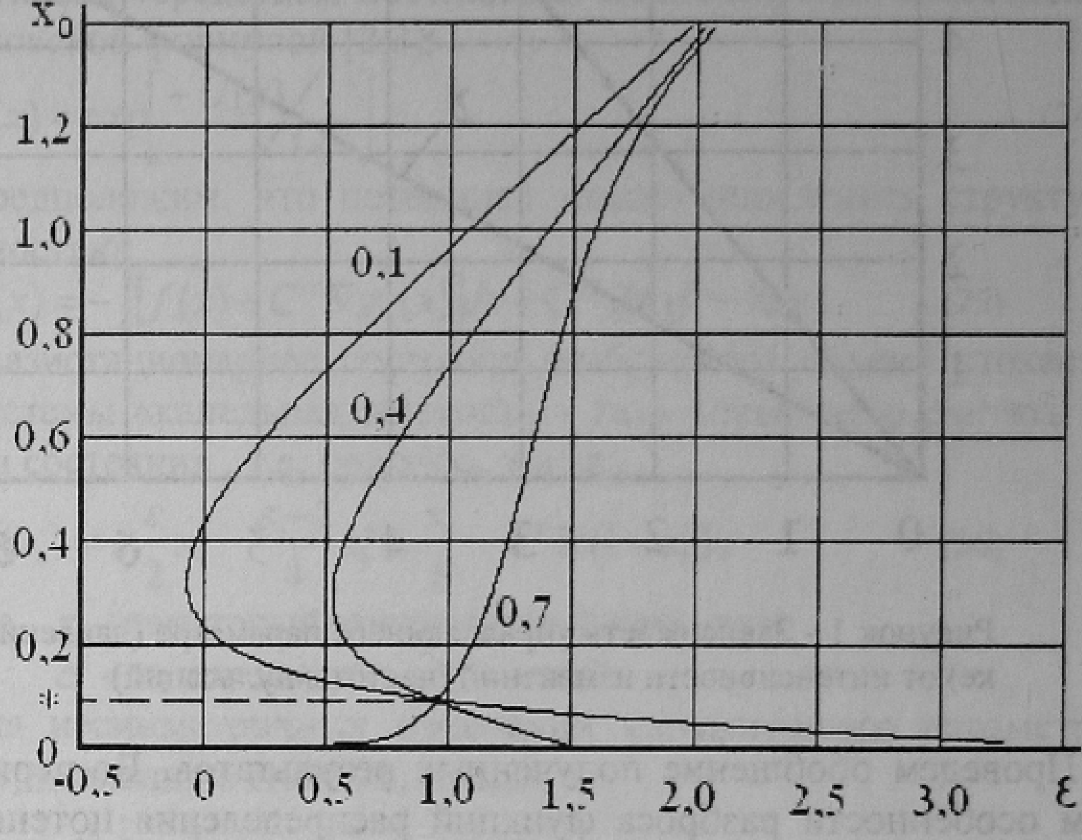


Рисунок 2 - Диаграмма $x_0(\varepsilon)$ при параметрах $a$=0,1; 0,4; 0,7

Из рис. 2 видно, что с возрастанием показателя ($a$), который определяет скорость возрастания изменений параметров в газожидкостной системе, сами изменения происходят практически одинаково.

Последнее позволяет сделать вывод, что **скорость изменений гидродинамических параметров системы в подъемной трубе не зависит от изменений параметров в смесителе. Определяющим является состояние потока за смесителем** (на диаграмме обозначено звездочкой). Этот вывод требует осуществить воздействие на течение потока за смесителем, т.е. в подъемной трубе гидродинамической установки необходимы процессы, влияющие целенаправленно на характер изменений параметров компонентов потока. Как эффективный вариант следует рассматривать создание ступенчатых пульсаций по высоте подъема потока, например с помощью диффузор-конфузорной подъемной трубы.

Рассмотрим распределение импульса в исследуемом объеме газожидкостного потока для квазистационарного состояния в окрестностях координаты $x_0 \to 0$. Используем распределение для импульса в форме показательной функции, т.е.

$$P(x) = Zx^{-2a(1-C^{(1)}/C^{(0)})}, \qquad (32)$$

где Z – некоторая нормированная постоянная (вплоть до бесконечности).

На диаграмме $x_0(\varepsilon)$ (см. рис. 2) очевидны две области (а), зависящие от частоты:

$$\frac{\nu}{2(\nu-1)} \le a \le 1. \qquad (33)$$

При условии (33) управляющий параметр равен:

$$\varepsilon(0) = \frac{\sigma^2}{\nu}\left(1-\frac{2}{\nu}\right). \qquad (34)$$

Тогда функция распределения импульса может быть представлена в виде:

$$\lim_{x\to 0} P(x,t) = C(\varepsilon)\delta(x), \qquad (35)$$

где $\delta(x)$ - дельта функция Дирака.

Таким образом, согласно (32-35), импульс выделенного объема потока за смесителем меняется скачком, а следовательно общее состояние объема неустойчивое по всем определяющим параметрам. В связи с этим возвратимся к исходному уравнению (1).

Поведение смеси потока в рассматриваемом объеме аналогично поведению в стохастической системы с сильно выраженной диссипацией энергии, а также с системой, у которой присутствует реактивная составляющая с неотъемлемым вмешательством управляющего параметра. В таком случае важным становиться влияние диффузионной составляющей g(x) и кинетического коэффициента $\gamma(x)$.

Для газожидкостного дисперсного потока как сильнодиссипативной системы в случае x=0 можно записать:

$$\nabla D^{(1)}(x) = 0;$$

$$\delta\varepsilon(0) = -2C^{(0)}; \qquad (36)$$

$$\delta\varepsilon(x_1) = -2C^{(1)}; \qquad (37)$$

Из (36) и (37) вытекает, что переход из начального состояния исследуемого объема в текущее возможен не только благодаря управляющему параметру, но и функции, задающей частоту пульсаций параметров давления за смесителем гидродинамической установки.

Проведенный анализ раскрывает природу перехода параметров давления жидкости и газа в смесителе в стохастические от начала перемещения из него в подъемную трубу. Наличие функциональной зависимости кинетического коэффициента от стохастической переменной показывает на основное влияние канала течения – подъемной трубы. При этом очевидно, что повышенная начальная внутренняя энергия газа усиливает проявление пульсаций, а следовательно, обменного характера взаимодействия, между газом и включенными в него твердыми частицами пыли с диспергированными каплями жидкости.

Список источников

1. Shapiro V.E. // Phys. Rev. – 1993. – 48. №1. – p.109-120.
2. Хакен Г. Синергетика. – М.: Мир. – 1980.
3. Ван Кампен, Н.Г. Стахостические процессы в физике и химии. – М. Высш. шк. 1990.