

УДК 621.928.9

ВІЛЬНИЙ РУХ ЧАСТКИ У КРИВОЛІНІЙНОМУ КАНАЛІ

О.О. Буров канд. тех. наук, **О.І. Буров**, докт. техн. наук, **А.В. Карамушко**, інж.

Одеський національний політехнічний університет.

Розглянуто вплив радіального розподілення окружних швидкостей газової криволінійної течії на дрейф частки від центральної до периферійної границі.

Ключові слова: криволінійна течія, радіальний дрейф, одиночна частка.

Вступ. Криволінійні течії газу — постійний предмет теоретичних і експериментальних досліджень. Криволінійні течії, через відцентрові сили що в них виникають, широко використовуються у різних областях техніки, зокрема у золо- пиловловлюванні.

Проблема. Задача турбулентної течії в'язкого газу у криволінійному каналі не вирішена аналітичними методами. Явища і процеси, що відбуваються при повороті, аналізуються на основі рішень, отриманих для ідеального газу з врахуванням дослідних даних.

Аналіз останніх досліджень та публікацій. Математичне моделювання повітряної течії в криволінійному каналі свідчить про зміну характеру його обертання від потенційного на вході до вихрового на виході з каналу [1]. В криволінійній повітряній течії з замкненими контурами вихрова течія в першому каналі зміщується однорідним у наступних, потім потенційним у передостанніх і останньому каналах і знову вихровою течією в центральній області системи послідовно з'єднаних криволінійних каналів [2].

Мета досліджень. Визначення впливу закону обертання газу на радіальний дрейф одиночної частки в ньому.

Результати досліджень. Проста детермінована модель криволінійного руху одиночної частки в газовому плоскопаралельному потоці враховує тільки дві сили: діючу на частку відцентрову силу інерції і опір в'язкого середовища, який підпорядковується закону Стокса. Вона описується системою рівнянь (1):

$$\left. \begin{aligned} \frac{dr}{dt} &= \tau \frac{v_{\varphi}^2}{r} \\ \frac{d\varphi}{dt} &= \frac{v_{\varphi}}{r} \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

де t — час; r, φ — полярні координати центру частки; $\tau = \rho \delta^2 / 18\mu$ — час релаксації частинки; ρ — щільність частинки; δ — діаметр

частинки; μ — в'язкість газу; v_φ — окружна (тангенціальна) швидкість газу.

При $v_\varphi = v_0 = const$ радіальний дрейф частинки $\Delta r = r - r_1 = \varphi v_0$ не залежить від кривизни газової течії, де r_1 — радіус центральної границі потоку [1]. Перше рівняння системи (1) при $\frac{dr}{dt} = \beta r^{2n-1}$ і $-1 \leq n \leq 1$ має вигляд

$$\frac{dr}{dt} = \beta r^{2n-1}$$

і для початкових умов $\varphi(0) = 0$ і $r(0) = r_1$ справедлива рівність

$$\beta t = \frac{r^{2-2n} - r_1^{2-2n}}{2 - 2n},$$

звідки випливає

$$r = \left[r_1^{2-2n} + (2 - 2n)\beta t \right]^{0,5(1-n)}. \quad (2)$$

Друге рівняння системи (1) і отримана рівність (2) дають співвідношення

$$\varphi = \frac{k(r^{1+n} - r_1^{1+n})}{\beta(1-n)}$$

при середній швидкості газової течії v_0 и $k = \frac{v_0(1+n)(r-r_1)}{r^{1+n} - r_1^{1+n}}$.

Функція $f(n) = \frac{\rho \delta^2 \varphi v_0}{18\mu} = \frac{(r^{1+n} - r_1^{1+n})(r^{1-n} - r_1^{1-n})}{(r - r_1)(1 - n^2)}$ враховує залежність

радіального дрейфу часток від закону оберту газової течії. Вона увігнута і парна. Її графік наведений на рис.1.

Парність функції дозволяє представити її у вигляді

$$f(n) = \frac{1}{r - r_1} \int_{[r, r_1]} \int_{[r, r_1]} \left(\frac{x}{y} \right)^n dx dy = \frac{1}{r - r_1} \int_0^r x^n dx \int_0^r \frac{dy}{y^n}. \quad (3)$$

Подвійне диференціювання (3) за n дає нову функцію

$$f''(n) = \frac{1}{r - r_1} \int_{[r, r_1]} \int_{[r, r_1]} \left(\ln \frac{x}{y} \right)^2 \left(\frac{x}{y} \right)^n dx dy > 0. \quad (4)$$

Функція (4) свідчить про зростання $f'(n)$ при $f'(0) = 0$ и увігнутості функції $f(n)$. З її парності виходять однакові результати дрейфу частинок при вихровому ($n = 1$) і потенційному ($n = -1$) течіях газу і інших фіксованих умовах.

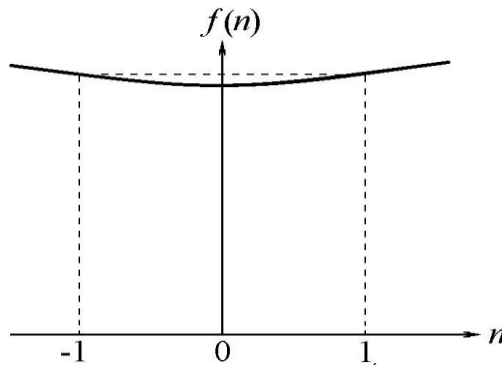


Рис.1. Графік функції $f(n) = \frac{\rho\delta^2\varphi v_0}{18\mu} = \frac{(r^{1+n} - r_1^{1+n})(r^{1-n} - r_1^{1-n})}{(r - r_1)(1 - n^2)}$

При фіксованих $a = r_1/r$ і середній частоті обертання $\omega_0 = 2v_0/(r + r_1)$ розглянута функція $f(n)$ може бути представлена у вигляді функції (5) і її графіку (рис.2)

$$\gamma(n, a) = \frac{\rho\delta^2\varphi\omega_0}{18\mu} = \frac{2(1 - a^{1+n})(1 - a^{1-n})}{(1 - a)(1 - n^2)}. \quad (5)$$

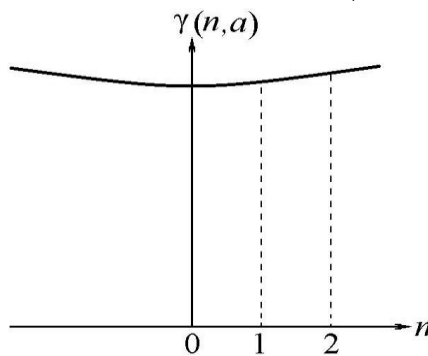


Рис.2. Графік функції $\gamma(n, a) = \frac{\rho\delta^2\varphi\omega_0}{18\mu} = \frac{2(1 - a^{1+n})(1 - a^{1-n})}{(1 - a)(1 - n^2)}$

З наведеного графіку при $\alpha < 0$ і $n < \alpha < -n + 1$ виходить нерівність

$$\gamma(n) - \gamma(0) < \gamma(\alpha) - \gamma(0) < \gamma(n+1) - \gamma(0).$$

Така ж нерівність має місце при $\alpha < 0$ і $-n < \alpha < -n + 1$, тому достатньо дослідити різницю $\gamma(n) - \gamma(0)$ при додатних і цілих показниках ступеня n .

Якщо $n = 0$, то

$$\gamma(0) = 2 \frac{1-a}{1+a} = (1-a) \frac{1}{1 - \left(\frac{1-a}{2}\right)} = (1-a) + \frac{(1-a)^2}{2} + \frac{(1-a)^3}{4} + \dots$$

Граничним переходом при $n = 1$ отримуємо

$$\gamma(1) = -\ln a = -\ln[1 - (1-a)] = (1-a) + \frac{(1-a)^2}{2} + \frac{(1-a)^3}{3} + \dots$$

Для $n = 2$ справедливе відношення

$$\gamma(2) = \frac{2(1-a)(1+a+a^3)}{3 \cdot 3a(1+a)}.$$

В цих випадках отримуємо

$$\gamma(1) - \gamma(0) = \frac{(1-a)^3}{12}$$

$$\gamma(2) - \gamma(0) = \frac{2(1-a)^3}{3a(1+a)}$$

Розклад функції $\gamma(n) - \gamma(0)$ в ряд Тейлора в околиці точки $a=1$ починається з доданка, який містить $(1-a)^3$. Зокрема, відмінність результатів радіальних дрейфів стоксовської частинки у вихровому ($n=1$) і однорідному ($n=0$) криволінійних потоках в'язкого газу не перевищує 1 % при $a=0,5$.

Висновки. Криволінійні канали з співвідношенням радіусів центральної і периферійної стінок $\frac{r_u}{r_n} \geq 0,5$ створюють умови, які забезпечують

незалежність вільного радіального дрейфу стоксовських частинок золи чи пилу від закону обертання газових потоків в них. Нерівність для центрального и периферійного радіусів останнього каналу системи з замкнутими контурами $r_u \geq 0,5r_n$ визначає діаметр закрученої течії транзитного потоку в її центральній частині і в вихідному патрубку.

ЛІТЕРАТУРА

1. Буров, А.А. Воздушное течение в криволинейном канале / А.А. Буров, А.И. Буров, А.В. Карамушко // Тр. Одес. политехн. ун-та. — Одесса, 2009. — Вып. 2 (32). — С. 174 — 177.
2. Буров, А.А. Распределение скоростей и температур в воздушном течении с замкнутыми контурами / А.А. Буров, Е.С. Максимовская, В.А. Толкач // Тр. Одес. политехн. ун-та. — Одесса, 2009. — Вып. 2 (32). — С. 178 — 181.

СВОБОДНОЕ ДВИЖЕНИЕ ЧАСТИЦЫ В КРИВОЛИНЕЙНОМ КАНАЛЕ

А. А. Буров, А.И. Буров, А.В. Карамушко.

Ключевые слова: криволинейное течение, радиальный дрейф, одиночная частица.

Резюме

Рассмотрено влияние радиального распределения окружных скоростей газового криволинейного течения на дрейф взвешенной в нем частицы от центральной к периферийной границе.

FREE MOTION OF PARTICLES IN A CURVILINEAR CHANNEL

A.A. Burov, A.I. Burov, A.V. Karamushko

Key words: curvilinear flow, radial drift, a single particle.

Summary

Influence of radial distribution of circumferential velocity in curvilinear gas flow on drift of suspended particle from central to peripheral boundary is considered.