УДК 614.89

Чеберячко С.І., канд.техн. наук, доцент
(ДВНЗ «НГУ»)

ТЕОРЕТИЧНІ ДОСЛІДЖЕННЯ ПЕРЕПАДУ ТИСКУ НА ФІЛЬТРУВАЛЬНИХ РЕСПІРАТОРАХ

Чеберячко С.И., канд. техн. наук, доцент
(ГВУЗ «НГУ»)

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ПЕРЕПАДА ДАВЛЕНИЯ НА ФИЛЬТРУЮЩИХ РЕСПИРАТОРАХ

Cheberyachko S.I., Ph.D. (Tech.),
(SHEI «NMU»)

THEORETICAL STUDY OF PRESSURE DIFFERENCE IN THE FILTER RESPIRATORS

Анотація. Досліджено перепад тиску на протипилових респіраторів під час періодичного режиму руху повітря. До процесу дослідження ламінарного фільтрування газу через респіратор було використано основні рівняння руху Нав'є-Стокса при нехтуванні інерційними силами. За основу було взято рішення запропоноване Г. Лембом. Вирішена задача у визначенні опору системи паралельних волокон при обтіканні нерівномірним повітряним потоком, що коливається за гармонійним законом. Визначено рівняння руху повітря через фільтр респіратора під час дихання. Теоретично досліджено зміну перепаду тиску від часу дихання. Отримані параметри, які дозволяють оцінити залежність перепаду тиску на респіраторі від часу дихання. Встановлено, що розподіл тиску на фільтрі, зі збільшення фази вдихання, нерівномірний.

Ключові слова: протипиловий респіратор, перепад тиску, опір диханню, запиленість, дисперсний склад пилу.

Вступ. Опір респіратора є важливою ергономічною характеристикою, від якої залежать додаткові затрати енергії організму людини при виконанні виробничих завдань. Для підтримки максимальної працездатності людини, яка користується протипиловим респіратором, на всьому проміжку робочої зміни, необхідно забезпечувати мінімальний додатковий опір диханню [1].

Величина опору повітряному потоку фільтрів залежить від режиму дихання і характеристик фільтрувального матеріалу: діаметру волокна, щільності упакування волокон, товщини фільтрувального шару. На сьогодні відомі теоретичні залежності, які дозволяють визначити перепад тиску на протипилових респіраторах, які отримані, виходячи з постійної швидкості фільтрування [2 - 4]. Однак, процес дихання – це переміщення деякого об'єму повітря із атмосфери в легені, а потім зворотно. У першому наближені можна рахувати, що він здійснюється за законом гармонічних коливань [1]. Тому дослідження руху повітря через фільтрувальний елемент респіратора для визначення їх ергономічних і захисних властивостей є досить актуальною задачею.

Виділення невирішеної проблеми. Рух повітря, яке проходить крізь фільтр респіратора змінюється за гармонійним законом, що повинно бути враховано при розрахунку перепаду тиску на ЗІЗОД. Однак, всі існуючі моделі з визначення опору повітряному потоку різних фільтрувальних середовищ базуються на стаціонарному режиму течії повітряного середовища. Це призводить до різниці між експериментальними і теоретичними даними, яку заміщають введенням різних поплавкових коефіцієнтів. Тому виникає задача у визначенні зміни перепаду тиску на респіраторі при коливальному русі повітряного потоку через фільтр респіратора.

Аналіз досліджень з розглянутої проблеми. Найбільш поширеною моделлю для дослідження опору фільтрувальних елементів є уявлення його як системи із відокремлених волокон. Загальний опір яких дорівнює сумі опорів всіх волокон в об'ємі фільтрувального елемента. Вирішення цієї задачі базується на рівняннях Нав'є-Стокса.

В такому випадку загальний перепад тиску на фільтрі дорівнює [5]

$$\Delta P = \mu R_o L \ , \tag{1}$$

де μ – динамічна в'язкість повітря, R_o – безрозмірна сила опору волокна потоку повітря; L – загальна довжина волокон у фільтрі.

Першим вирішення цієї задачі було запропоновано Г. Лембом, воно базується на встановленні поля течії біля ізольованого циліндра, виходячи з рівнянь Нав'є–Стокса з урахуванням квадратичних членів інерції, яке запропонував Озеен

$$\psi(r,\theta) = \frac{U_0 a \sin\theta}{2(2-\ln \mathrm{Re})}\left[(\frac{r}{a})^{-1} - \frac{r}{a} + \frac{r}{a}\ln\frac{r}{a}\right],$$

де ρ, θ – полярні координати; α – коефіцієнт заповнення простору в системі паралельних циліндрів; λ – коефіцієнт, який залежить від поля течії; U – швидкість руху повітря; a – радіус волокон.

Тоді безрозмірна сила опору волокна циліндра визначається за формулою

$$R_ц = \rho \mathrm{U}_0 a \int_0^{2\pi} \frac{\partial\psi}{\partial r} d\theta = \frac{8\pi\mu U_0}{2(2-\ln \mathrm{Re})} .$$

де Re – число Рейнольдса.

Зрозуміло, що сила діюча на одиницю довжини ізольованого циліндра буде відрізнятись від сили, яка діє на одиницю довжини у фільтрі, де волокна розміщенні з щільністю упакування β > Re. Це питання було досліджено в низці робіт. Зокрема Хаппель розглянув систему з правильним шаховим розташуванням циліндрів і показав, що безрозмірна сила дорівнює

$$R_{ц} = \frac{4\pi}{-0{,}5\ln\beta - 0{,}5 + \dfrac{\beta^2}{2(1+\beta^2)}}.$$

Для правильного квадратного розміщення циліндрів, коли відстань *h* між осями циліндрів уздовж потоку дорівнює відстані між ними у поперек потоку, Хазимото отримав вираз

$$R_{ц} = \frac{4\pi}{-\ln\dfrac{a}{2h} - 1{,}3105 + \pi\left(\dfrac{a}{2h}\right)^2 + \left(\dfrac{a}{2h}\right)^4}$$

При щільному розміщенні циліндрів було виведено наступний вираз [6]

$$R_{ц} = \frac{9\pi}{2\sqrt{2}}\left(1-\frac{a}{h}\right)^{-\frac{5}{2}}.$$

Виходячи з цілого ряду досліджень Фукс М.О., Стечкіна І.Б., запропонували свою формулу для визначення опору волокон матеріалу ФП (фільтри Петрянова)

$$R_{ц} = \frac{4\beta}{-1{,}15\ln\beta - \lambda}.$$

Однак, вище наведені формули отримані, виходячи з припущення рівномірного руху повітря. В той же час, дослідження нерівномірного обтікання циліндра рідиною майже не зустрічаються. Це можна пояснити складністю отриманих рішень, оскільки у диференційних рівняннях Нав'є–Стокса, з'являється складова, яка залежить від часу. Дослідники намагаються різними шляхами спрощувати такі рівняння: заміщуючи розмірні величини на безрозмірні або рахуючи рівняння квазисталим при повільному русі. Крім того, широко використовуються методи перетворення Лапласа, які усувають часову складову.

Теоретична частина. Виникає задача у визначенні опору системи паралельних волокон радіусом *r* при обтіканні нерівномірним повітряним потоком, що коливається за гармонійним законом $U=U_0\sin\omega t$ в напрямку перпендикулярному осі x. Рахуємо, що амплітуда коливання набагато більша за радіус обтічних волокон. Тоді рівняння незначного коливального руху повітря при відсутності зовнішніх сил мають вигляд

$$\left.\begin{aligned} \frac{\partial v}{\partial t} &= -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x} + \upsilon\Delta v \\ \frac{\partial u}{\partial t} &= -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial y} + \upsilon\Delta u \\ \frac{\partial \varpi}{\partial t} &= -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial z} + \upsilon\Delta \varpi \end{aligned}\right\} \tag{2}$$

$$\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial \varpi}{\partial z} = 0 \tag{3}$$

де v, u, z – компоненти швидкості по осям x, y, z; p – тиск; υ – кінематична в'язкість повітря; ρ – щільність повітря.

Припустимо, що v, u, z всі змінюються з часом за законом $e^{\omega t}$, тоді рівняння (2) можна переписати у вигляді

$$\left.\begin{aligned} (\Delta + h^2)v &= \frac{1}{\mu}\frac{\partial p}{\partial x} \\ (\Delta + h^2)u &= \frac{1}{\mu}\frac{\partial p}{\partial y} \\ (\Delta + h^2)\varpi &= \frac{1}{\mu}\frac{\partial p}{\partial z} \end{aligned}\right\} \tag{4}$$

де $h^2 = -\frac{\omega}{\upsilon}$; μ – динамічна в'язкість повітря

Із рівнянь (3) і (4) отримуємо

$$\Delta p = 0 \tag{5}$$

Вирішення цих рівнянь у сферичних функціях ϕ_n; φ_n відповідних ступенів, при $p = p_a$ було знайдено Г. Лембом

$$\left.\begin{aligned}
v &= \frac{1}{h^2\mu}\frac{\partial p_a}{\partial x} + (n+1)\phi_{n-1}\frac{\partial \varphi_a}{\partial x} - n\phi_{n+1}h^2\frac{\partial \varphi_a}{\partial x} \\
u &= \frac{1}{h^2\mu}\frac{\partial p_a}{\partial y} + (n+1)\phi_{n-1}\frac{\partial \varphi_a}{\partial y} - n\phi_{n+1}h^2\frac{\partial \varphi_a}{\partial y} \\
\varpi &= \frac{1}{h^2\mu}\frac{\partial p_a}{\partial z} + (n+1)\phi_{n-1}\frac{\partial \varphi_a}{\partial z} - n\phi_{n+1}h^2\frac{\partial \varphi_a}{\partial z}
\end{aligned}\right\} \qquad (6)$$

Компоненти напруги на поверхні циліндрів будуть мати вигляд

$$\left.\begin{aligned}
p_{rx} &= -xp + \mu(r\frac{\partial}{\partial r} - 1)v + \mu\frac{\partial}{\partial x}(xv + yu + z\varpi) \\
p_{ry} &= -yp + \mu(r\frac{\partial}{\partial r} - 1)u + \mu\frac{\partial}{\partial y}(xv + yu + z\varpi) \\
p_{rz} &= -zp + \mu(r\frac{\partial}{\partial r} - 1)\varpi + \mu\frac{\partial}{\partial z}(xv + yu + z\varpi)
\end{aligned}\right\} \qquad (7)$$

Виходячи з умови, що

$$v = U, \; u = 0; \; \varpi = 0, \qquad (8)$$

будемо мати

$$xv + yu + z\varpi = -\frac{n+1}{h^2\mu}p_{a-1} + n(n+1)(2n+1)\phi_n\varphi_n. \qquad (9)$$

За наведеної умови, коли коливання повітряного потоку відбувається за віссю x можна стверджувати, що рівняння (6) буду містити тільки сферичні функції першого порядку. Тому приймаємо n=1 та вважаємо

$$p_a = \frac{Ax}{(\frac{r}{b})^3}\phi_1 = Bx \qquad (10)$$

де b – відстань між осями циліндрів; $\frac{r}{b}$ – це безрозмірний параметр, який характеризує заповнення простору в системі паралельних волокон і пов'язаний з щільністю упакування волокон $\beta = (\frac{r}{b})^2$. Підставивши (10) у систему (6) отримаємо

$$\left.\begin{aligned} v &= \frac{A}{h^2\mu}\frac{\partial}{\partial x}\frac{x}{\beta} + 2B\varphi_0 - B\varphi_2 h^2 r^5 \frac{\partial}{\partial x}\frac{x}{\beta} \\ u &= \frac{A}{h^2\mu}\frac{\partial}{\partial y}\frac{x}{\beta} + 2B\varphi_0 - B\varphi_2 h^2 r^5 \frac{\partial}{\partial y}\frac{x}{\beta} \\ \varpi &= \frac{A}{h^2\mu}\frac{\partial}{\partial z}\frac{x}{\beta} + 2B\varphi_0 - B\varphi_2 h^2 r^5 \frac{\partial}{\partial z}\frac{x}{\beta} \end{aligned}\right\} \qquad (11)$$

Умова (8) буде виконуватись, якщо припустити

$$\left.\begin{aligned} A &= \mu h^4 b^5 \varphi_2 B \\ 2\varphi_0 B &= \frac{U}{(-0{,}5\ln\beta - \lambda)} \end{aligned}\right\} \qquad (12)$$

Рух, як було зазначено, відбувається за віссю x, очевидно, він буде семеричним тоді функція току з формул (9), (11) і (12) буде мати вигляд

$$xv + yu + z\varpi = -\frac{2A}{h^2\mu}\frac{x}{\beta} + 6B\varphi_1 x = \frac{Ux}{\varphi_0(-0{,}5\ln\beta - \lambda)}\left\{\frac{h^2 r^5}{\beta}\varphi_2(hb) - 3\varphi_1(hr)\right\} \qquad (13)$$

Функцію сферичних координат φ_n можна представити як

$$\begin{aligned} \varphi_0(hr) &= \frac{e^{-ihr}}{hr}; \\ \varphi_1(hr) &= \left(\frac{i}{(hr)^2} + \frac{1}{(hr)^3}\right)e^{-ihr}; \\ \varphi_2(hb) &= \left(-\frac{1}{(hb)^3} + \frac{3i}{(hb)^4} + \frac{3}{(hb)^5}\right)e^{-ihb} \end{aligned} \qquad (14)$$

Після підстановки (14) у (13)

$$xv + yu + z\varpi = \left\{\left(1 - \frac{3i}{hr} - \frac{3}{h^2 r^2}\right)\frac{r^3}{\beta} + 3\left(\frac{i}{hb} + \frac{1}{h^2 b^2}\right)\frac{r}{b}e^{-ih(b-r)}\right\}\frac{Ux}{(-0{,}5\ln\beta - \lambda)} \qquad (15)$$

Приймаючи, що $x = b\cos\theta$, отримаємо наступний вираз із (15) для функції току біля системи волокон

$$\psi = \left\{ \left(1 - \frac{3i}{hr} - \frac{3}{h^2r^2}\right)\frac{r}{b} + \frac{3}{hr}\left(i + \frac{1}{hb}\right)e^{-ih(b-r)} \right\} \frac{Ub\cos\theta}{(-0{,}5\ln\beta - \lambda)} \qquad (16)$$

Враховуючи, що $U = U_0 e^{i\omega t}$ та $h = (1-i)\zeta$, де $\zeta = \left(\frac{\omega}{2\upsilon}\right)^{0,5}$, відкидаючи уявну частину виразу (16) знайдемо кінцеву формулу функції току біля системи паралельних волокон

$$\psi = \frac{U_0 r^2 \sin^2\theta}{2(-0{,}5\ln\beta - \lambda)}\left(\left\{ \left(1 + \frac{3}{2\zeta r}\right)\cos\omega t + \frac{3}{2\zeta r}\left(1 + \frac{1}{\zeta r}\right)\sin\omega t \right\} \frac{r}{b} - \right.$$
$$\left. - \frac{3}{2\zeta r}\left[\cos(\omega t - \zeta(b-r)) + \left(1 + \frac{1}{\zeta b}\right)\sin(\omega t - \zeta(b-r)) \right] e^{-\zeta(b-r)} \right) \qquad (17)$$

На достатньо великій відстані від волокон переважає перша частина формули (17). Ця частина вільна від вихрів і характеризується тільки амплітудою і фазою коливань. Друга частина характеризує інерційну складкову – яка виникає за рахунок коливання повітряного середовища.

Для того щоб розрахувати опір системи паралельних волокон радіусом r скористаємося формулами (7). Якщо зробити підстановку в ці формули із формул (10) і утримаємо у виразах p_{rx} тільки постійні члени, так як сферичні функції, крім нульових, при інтегруванні за поверхнею циліндра дають 0, тоді отримаємо

$$R = \int_0^{2\pi} p_{rx} d\theta = 4\pi(\mu B \frac{1}{r} + ABr^2).$$

Виходячи із формул (12) отримуємо

$$R = \frac{2\pi\mu U h r^2}{(-0{,}5\ln\beta - \lambda)}\left(2\varphi_0(hr) + \frac{1}{3}h^3 r^3 \varphi_2(hr)\right) = \frac{2\pi\mu U h^2 r^3}{(-0{,}5\ln\beta - \lambda)}\left(\frac{1}{3} - \frac{3i}{hr} - \frac{3}{h^2r^2}\right) =$$
$$= \frac{2\pi\mu U h^2 r^3}{(-0{,}5\ln\beta - \lambda)}\left[\left(\frac{1}{3} + \frac{3}{2\zeta r}\right)i + \frac{3}{2\zeta r}\left(1 + \frac{1}{\zeta r}\right)\right]$$

Цей вираз рівнозначний наступному

$$R = \frac{4\pi\mu U_0 \cos\omega t}{(-0{,}5\ln\beta - \lambda)}\left(\frac{1}{2} + \frac{9}{4\zeta r}\right) + \frac{\pi\mu\omega}{(-0{,}5\ln\beta - \lambda)}\left(\frac{1}{\zeta r} + \frac{1}{\zeta^2 r^2}\right)e^{-\omega t} \qquad (18).$$

Перший член дає результуючу силу тертя пропорційну швидкості, а другий – дає поправку на інерцію викликану коливаннями повітря навколо волокон. Якщо коливаннями повітряного потоку знехтувати то отримаємо формулу отриману Фуксом М.О., Стечкіной И.Б.

У гідродинаміці Л.Д. Ландау і Е.М. Ліфшеца також розглядаються коливальний рух в'язкої рідини біля шару або циліндра. Автори пропонують задавати коливання рідини комплексною функцією $U = U_0 e^{-i\omega t}$, а потім за допомогою формули Ейлера перейти до вигляду $e^{i\omega t} = \cos\omega t + i\sin\omega t$. До тих пір поки при розрахунках виконуються тільки лінійні операції над швидкістю, дозволяється опускати знак біля речової частини і проводити математичні дії, рахуючи швидкість як комплексне число, а потім взяти речову частину вже від кінцевого результату. Силу опору, яка пропорційна швидкості, також можна задати у комплексному вигляді:

$$R_0 = \gamma U,$$

де $\gamma = \gamma_1 + i\gamma_2$ – комплексна постійна.

Цей вираз можна записати, як суму двох членів пропорційних відповідно швидкості U і прискоренню $\mathring{U}$

$$R_0 = (\gamma_1 + i\gamma_2)U = \gamma_1 U + \frac{i\gamma_2}{\omega}\dot{U}),$$

якщо, відкинути уявну частину, то отримаємо

$$R_0 = 0{,}5(U_0\gamma_1 e^{-\omega t} + \dot{U}_0\gamma_2 e^{\omega t}). \qquad (19)$$

Отже, перша частина виразу, яка пов'язана з дійсною частиною величини γ, пропорційна швидкості і відповідає силі опору тертя о поверхню циліндра. Друга частину можна назвати інерційною.

Відповідно до М.О. Селезкіна, який розглянув задачу обтікання в'язкою рідиною ізольованого циліндра величину γ_1 можна виразити формулою

$$\gamma_1 = 2\pi\mu C \qquad (20)$$

де C – величина лобового опору ізольованого циліндра

Для визначення величини лобового опору ізольованого циліндра скористаємось функцією току в системі паралельних циліндрів для малих значень щільності упакування волокон, яка за Фуксом М.О. має вигляд

$$\psi(r,\theta)=\frac{U_0 a\sin\theta}{2(-0{,}5\ln\beta-\lambda)}\left[\left(\frac{r}{a}\right)^{-1}-\frac{r}{a}+\frac{2r}{a}\ln\frac{r}{a}\right]. \qquad (21)$$

Компоненти швидкостей, які задовольняють функцію току мають вигляд

$$\left.\begin{aligned} v_r &= \frac{A_1}{r}-\frac{A_1\cos\theta}{r^2}+U_0\cos\theta-\frac{1}{2}C\left[\frac{1}{kr}+\cos\theta-\cos\theta\frac{1}{2}\ln\beta\right] \\ v_\theta &= -A_1\frac{\sin\theta}{r^2}-U_0\sin\theta-\frac{C}{2}\ln\beta\sin\theta \end{aligned}\right\}, \qquad (22)$$

де $k=\frac{2U_0}{\upsilon}\gamma$ – константа Єйлера, A_0, A_1 – константи, які визначаються з граничних умов.

З формул (21) і (22) можна знайти величину C і невідомі константи, якщо прирівняти ліві частини рівнянь до нуля. Також будемо рахувати, що коефіцієнти при $\cos\theta$, $\sin\theta$ також будуть дорівнювати нулю. Тоді, рахуючи, що r – це діаметр волокна фільтра, отримаємо

$$\left.\begin{aligned} &\frac{A_1}{r}-\frac{A_1}{r^2}+U_0-\frac{1}{2}C\left[\lambda-\frac{1}{2}\ln\beta r\right]=0 \\ &\frac{A_1}{r^2}-U_0-\frac{1}{2}C\ln\beta r=0 \end{aligned}\right\}$$

Вирішуючи, ці рівняння будемо мати

$$\left.\begin{aligned} A_1 &= \frac{U_0}{\beta(1-2\ln\beta r)} \\ C &= \frac{2U_0}{-0{,}5\ln\beta-\lambda} \end{aligned}\right\}$$

Отже, підставивши значення C у формулу (20) отримаємо

$$\gamma=\frac{4\pi\mu U_0}{-0{,}5\ln\beta-\lambda}$$

Величину γ_2 знайдемо за формулою, яку запропонував Л.Д. Ландау виходячи з досліджень коливального руху в’язкої рідини

$$\gamma_2 = \sqrt{\frac{\omega\mu\rho}{2}}(i-1),$$

виділяючи дійсну частину, отримаємо

$$\gamma_2 = -\sqrt{\omega\mu\rho}\cos\omega t$$

Таким чином, силу опору можна розрахувати за формулою

$$R_0 = \frac{2\pi\mu U_0 \cos\omega t}{-0{,}5\ln\beta - \lambda_1} - \frac{1}{2}\omega\sin\omega t\sqrt{\omega\mu\rho}\cos\omega t \qquad (23)$$

Результати дослідження та їх обговорення. В якості числового прикладу, визначимо зміну перепаду тиску у часі на респіраторі «Лепесток», який виготовлений із волокнистого фільтрувального матеріалу «Елефлен». Щільність упакування волокон фільтрувального матеріалу складає β = 0,08; середній діаметр волокон a = 2,5 мкм; товщина фільтрувального шару H = 0,005 м; площа фільтрувального елементу S = 0,0075 м^2; початкова швидкість складає 0,005 м/с. Для розрахунків приймаємо, що частота диханні: для легкої роботи 8 циклів/хв.; для середньої важкості 20 циклів/хв.; важкої роботи 40 циклів/хв.; об'єм дихання 1500 мл.

На рис. 1 і 2 наведені результати розрахунку залежності перепаду тиску на респіраторі від часу, які визначені за формулами (1) (18) та (1) і (23).

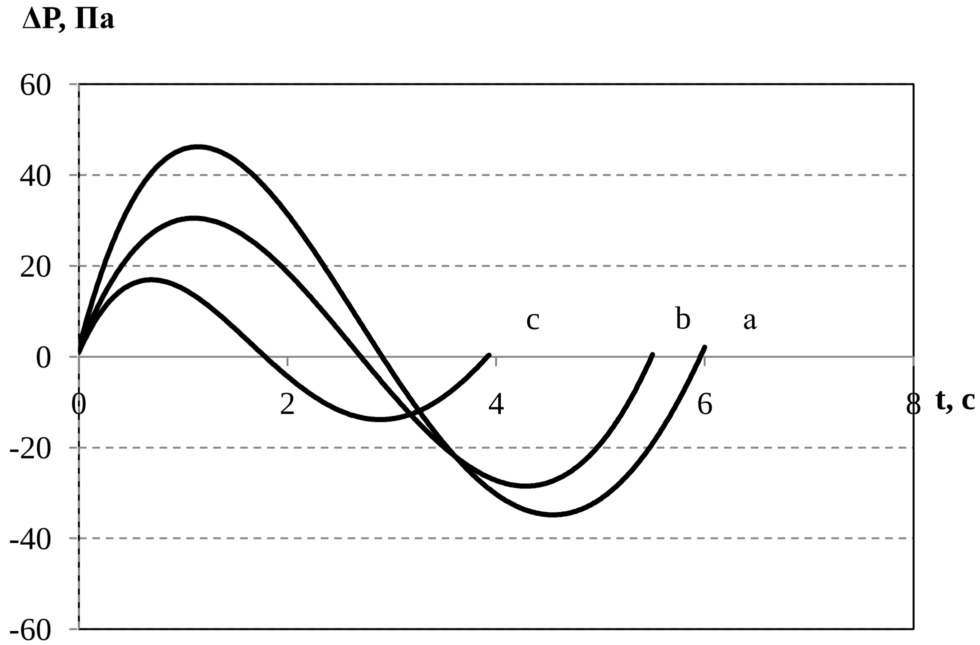

Рис. 1 - Залежність перепаду тиску на респіраторі від часу дихання при витрати повітря за формулою (1) і (18): 1 – 90 л/хв.; 2 – 60 л/хв; 3 – 30 л/хв

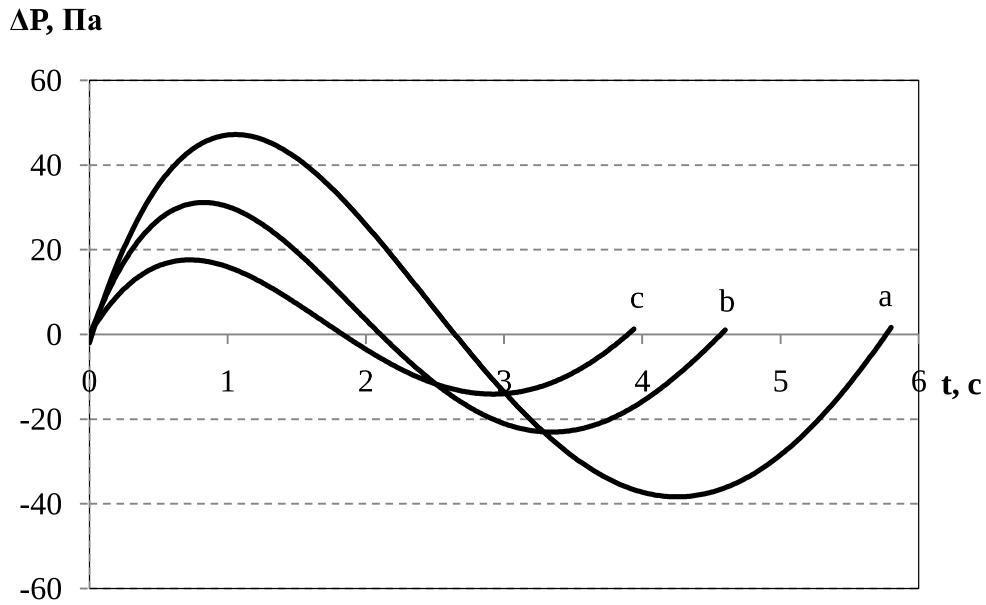

Рис. 2 - Залежність перепаду тиску на респіраторі від часу дихання при витрати повітря за формулою (1) і (23): 1 – 90 л/хв.; 2 – 60 л/хв; 3 – 30 л/хв

Висновки. Розглянута теорія проходження ламінарного повітряного потоку через пористий фільтрувальний матеріал. Визначено рівняння руху повітря через фільтр респіратора під час дихання. Теоретично досліджено зміну перепаду тиску від часу дихання. Визначені параметри, які дозволяють оцінити Залежність перепаду тиску на респіраторі від часу дихання. Встановлено, що розподіл тиску на фільтрі, зі збільшення фази вдихання, нерівномірний.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Грачев, В.А. Средства индивидуальной защиты органов дыхания (СИЗОД): Пособие. / В.А. Грачев, С.В. Собюрь – М.: Пожкнига, 2006. – 288 с.

2. Каминский, С. Л. Основы рациональной защиты органов дыхания на производстве: Учебное пособие / С. Л. Каминский – СПб.: Проспект Науки, 2007. – 208 с.

3. Басманов, П.И. Средства индивидуальной защиты органов дыхания: Справочное руководство /П.И. Басманов, С.Л. Каминський, А.В. Коробейников, М.Е. Трубицына – СПб.: ГИПП «Искусство России», 2002. – 399 с.

4. Ужов, В.Н. Очистка промышленных газов фильтрами /В.Н. Ужов, Б.И. Мягков – М.: «Химия», 1970. – 320 с.

5. Шейдеггер, А.Э. Физика течения жидкостей через пористые среды / А.Э. Шейдеггер. М.: ГНТИНЛ, 1960. – 348 с.

REFERENCES

1. Grachev, V.A. and Sobyur, S.V. (2006), *Sredstva individualnoy zashchity organov dykhaniya* [Personal Respiratory protective equipment], Pozhkniga, Moscow, Russia.

2. Kaminsky, S.L. (2007), *Osnovy ratsionalnoy zashchity organov dykhania na proizvodstve* [Bases rational respiratory protection at work], Prospect of Science, St. Petersburg, Russia.

3. Basmanov, P.I., Kaminsky, S.L., Korobeujnikov, A.V. and Trubitsyna M.E. (2002), *Sredstva individualnoy zashchity organov dykhaniya* [Personal respiratory protection], HIPD "Art of Russia", St. Petersburg, Russia.

4. Uzhov, V.N. and Myagkov, B.I. (1970), *Ochistka promyshlennykh gazov filtrami* [Treatment of industrial gas of filters], Chemistry, Moscow, Russia.

5. Sheydegger, A.E. (1960), *Fizika techeniya zhidkostey cherez poristye sredy* [Physics of fluid flow

through porous media],GNTINL, Moscow, Russia.

Про авторів

Чеберячко Сергій Іванович, кандидат технічних наук, доцент кафедри Аерології та охорони праці, Державний вищій навчальний заклад «Національний гірничий університет» (ДВНЗ «НГУ»), Дніпропетровськ, Україна, sihc@yandex.ru.

About the authors

Cheberyachko Sergey Ivanovich, Candidate of Technikal Science (Ph.D), Associate Professor of department Aerology and Protection of Labour, State Higher Education Institution «National Mining University» (SHEI "NMU"), Dnepropetrovsk, Ukraine, sihc@yandex.ru.

Аннотация. Исследован перепад давления на противопылевых респираторов при периодическом режиме движения воздуха. Для исследования процесса ламинарной фильтрации газа через респиратор были использованы основные уравнения движения Наве-Стокса при пренебрежении инерционными силами. За основание было взято решение предложенное Г. Лэмбом.

Решена задача по определению сопротивления системы параллельных волокон при обтекании их неравномерным потоком воздуха, который колеблется по гармоническому закону. Определены уравнения движения воздуха через фильтр респиратора при дыхании. Теоретически исследовано изменение перепада давления от времени дыхания. Получены параметры, которые позволяют оценить зависимость перепада давления на респираторе от времени дыхания. Установлено, что распределение давления на фильтре, по увеличению фазы вдыхания, неравномерно.

Ключевые слова: Противопылевой респиратор, перепад давления, сопротивление дыханию, запыленность, дисперсный состав пыли.

Abstract. Pressure difference in the dust mask was studied at periodic motion of air. The key Navier-Stokes equations of motion with neglected inertial force were used in order to study process of gas laminar filtration through the respirator. The study was based on the solution proposed by G. Lamb.

Resistance of parallel fiber system was determined at air flow unevenly streamed around the fibers when the air flow was changed according to the harmonic law. Equations were defined for the air passing through the respirator filter at breathing. Changing of pressure differences were theoretically studied depending on breathing duration. Parameters were received which could help to estimate dependence between pressure difference in the respirator and breathing duration. It was found that with increased phase of breathing distribution of pressure in the filter was uneven.

Keywords: dust mask, differential pressure, breathing resistance, dust, particulate composition of the dust.

Статья поступила в редакцию 12.09.2013
Рекомендовано к публикации д.т.н., проф. В.И. Голинько