



УДК 620.9

ДВИГУН, ЩО ПРАЦЮЄ НА ПОВІТРІ



І. М. Федоткін, докт. техн. наук,
В. О.Тарасов, докт. техн. наук

Постановка завдання

Ідея розробки полягає в можливості використувати низькопотенційну енергію навколишнього середовища (повітря), і застосовуючи тепловий трансформатор перетворювати її в кінетичну енергію потоку повітря, за допомогою якого виробляти обертальну механічну енергію.

Передбачається багатократне перетворення енергії. Вентилятор малої потужності або мінікомпресор створюють потік повітря – кінетичну енергію. Цей потік нарощує потужність кінетичної енергії в батареї надзвукових сопел конструкції І.М. Федоткіна. При цьому повітря в потоці нарощує енергію за рахунок зниження ентальпії і значно охолоджується. Низькопотенційне тепло перетворюється в кінетичну енергію. У кінці першого ступеня створюється розрідження, за рахунок чого підсмоктується повітря з навколишнього простору, збільшуючи потужність потоку. На подальших ступенях для цього використовуються ежектори. Досягнувши достатньої потужності енергія потоку повітря за допомогою повітряної турбіни перетворюється на обертальну. На турбіну може спрямовуватися достатня кількість паралельних потоків у разі використання сопла Лавалю і турбіни такого ж типу. Схема пристрою наведена на рис. 1. Такий пристрій виробляє тепло і холод, які можна розділити і використовувати в холодильниках, для обігрівання приміщень, нагрівання води тощо, а змішані холодне і тепле повітря, доведені до потрібної температури, повітряний потік надзвукової швидкості направити в повітряну турбіну агрегатів і пристроїв різного призначення.

Газодинамічне і термодинамічне обґрунтування

Повна кількість тепла, підведеного до газу в процесі зміни його стану від початкового 1 до кінцевого 2, можна визначити з рівняння

$$Q_{12} = u(p_2 T_2) - u(p_1 T_1) + A \int_{v_1}^{v_2} p(v T) dv, \quad (1)$$

де $u = c_v T$ – внутрішня енергія газу;

p – тиск;

T – абсолютна температура; v – питомий об'єм;

$A = \frac{1}{J}$ – термічний еквівалент тепла,

$$A = \frac{1}{427} \frac{\text{ккал}}{\text{кг} \cdot \text{м}^3}.$$

Якщо тепло не підводиться $Q_{12} = 0$ і з рівняння (1) випливає, що газ здійснює роботу при розширенні за рахунок зменшення внутрішньої енергії, тобто за рахунок зниження температури. У рівнянні (1) інтеграл істотно залежить від вигляду і форми кривої, що визначає хід процесу розширення.

Це можна обійти, в термодинаміці стверджується, що рівняння

$$dQ = du + A p dv \quad (2)$$

можна звести до повного диференціала почленим множенням на $\frac{1}{T}$, що є інтегруючим множником. Після цього вираз (2) стає повним диференціалом деякої функції, яка називається ентропією S :

$$dS = \frac{dQ}{T} = \frac{du}{T} + A \frac{p}{T} dv. \quad (3)$$

За допомогою рівняння Клапейрона $p v = \frac{p}{\gamma} = RT$ і рівняння Майєра $C_p = C_v + RT$, отриманого з рівності $C_p (T - T_0) = C_v (T - T_0) + A p (v - v_0)$ з використанням того ж рівняння Клапейрона $p v = RT$ і $p v_0 = RT_0$, після

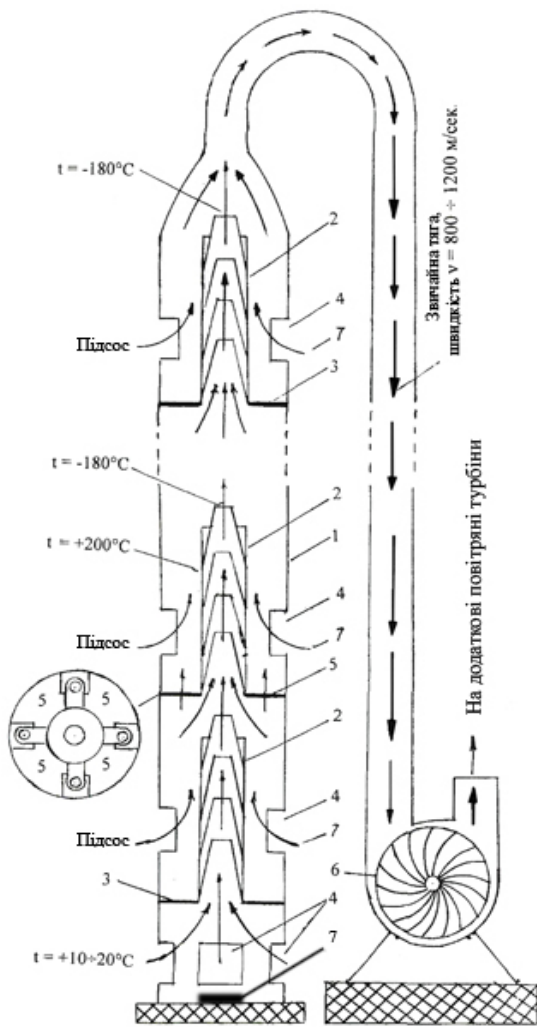


Рис.1. Функціональна схема двигуна, що працює на повітрі:

- 1 – корпус-труба агрегата;
- 2 – надзвукове сопло конструкції І. М. Федоткіна;
- 3 – глуха перегородка;
- 4 – вікна для підсосу повітря;
- 5 – перегородка з вікнами для руху повітря;
- 6 – повітряна турбіна;
- 7 – стартовий нагрівач повітря (електричний або газовий)

скорочення на $(T - T_0)$ отримаємо з (3)

$$dS = C_p \frac{dT}{T} + AR \frac{dv}{v} = C_p \frac{dT}{T} + (C_p - C_r) \frac{dv}{v}, \quad (4)$$

де C_p – теплоємність при постійному тиску;
 C_r – теплоємність при постійному об'ємі;
 R – газова постійна

$$R = \frac{848}{\mu}, \quad (5)$$

де μ – молекулярна вага газу, а питому вагу або об'єм газу можна отримати, використовуючи закон Авогарда

$$\gamma = \frac{1}{v} = \frac{\mu}{22,4}. \quad (6)$$

Тепер рівняння (4), яке є повним диференціалом, можна проінтегрувати, оскільки процес уже не залежатиме від шляху і переходу процесу з одного стану в інший

$$S - S_0 = C_p \ln \frac{T}{T_0} + (C_p - C_v) \ln \frac{v}{v_0} = C_v \ln \left[\frac{T}{T_0} \left(\frac{p}{p_0} \right)^{(k-1)} \right], \quad (7)$$

де $k = \frac{C_p}{C_v}$ – показник політропи.

$$\text{Пуассони } \frac{p}{\gamma^k} = \frac{p_0}{\gamma_0^k} = \text{const}, \quad pv^k = pv_0^k = \text{const}.$$

Рівняння (7) також можна зобразити у вигляді

$$\begin{aligned} S - S_0 &= C_v \ln \left[\frac{pv}{pv_0} \left(\frac{v}{v_0} \right)^{(k-1)} \right] = \\ &= C_v \ln \left[\frac{p}{p_0} \left(\frac{v}{v_0} \right)^k \right] = C_v \ln \frac{p\gamma_0^k}{p_0\gamma^k}. \end{aligned} \quad (8)$$

В ізентропічному процесі ентропія постійна $S = \text{const}$, тоді рівняння набирає вигляду

$$di = du + Ad(pv) = du + A(pdv + vdp), \quad (9)$$

з якого легко поміти зв'язок між ентальпією газу i , внутрішньою енергією і роботою, здійснюваною газом у процесі розширення. При постійній ентальпії в адіабатичному процесі $i = \text{const}$ газ здійснює роботу розширення за рахунок зниження температури.

Енергобаланс надзвукового сопла можна зобразити в такому вигляді

$$\frac{p_1}{\gamma_1} + \frac{w_1^2}{2g} + \frac{C_v T_1}{A} = \frac{p_2}{p_2} + \frac{w_2^2}{2g} + \frac{C_v T_2}{A}, \quad (10)$$

де індекс 1 належить до параметрів на вході в сопла, а індекс 2 – на виході з сопла; p , w , C_v , γ , T – відповідно: тиск, швидкість, теплоємність при постійному об'ємі $C_v = C_p - ART$;

питома вага повітря і його абсолютна температура, $g = 9,81 \text{ м/с}^2$, $A = \frac{1}{427}$ – термічний еквівалент роботи.

Рівняння нерозривності потоку відобразатиме постійність масової (вагової) витрати повітря в соплі за відсутності його підсосу

$$G = \gamma_1 w_1 = \gamma_2 w_{21} = \text{const} . \quad (11)$$

З рівняння (10) швидкість повітря на виході з сопла визначиться

$$w_2 = \sqrt{2g \left[\frac{p_1}{\gamma_1} - \frac{p_2}{\gamma_2} + \frac{1}{A} (C_v T_1 - C_v T_2) \right] + w_1^2} . \quad (12)$$

При $p_1 = p_2$ рівняння (12) спрощується і набуває вигляду, показаного в термодинаміці Вукаловича і Новікова

$$w_2 = \sqrt{\frac{1}{A} (i_1 - i_2) + w_1^2} , \quad (13)$$

З нього також випливає, що зростання швидкості в надзвуковому соплі, яке спричиняє зростання кінетичної енергії потоку, відбувається за рахунок зниження ентальпії, внутрішньої енергії газу, унаслідок чого відбувається його охолодження.

Проте, враховуючи рівняння постійності вагової витрати газу за відсутності його підсосу (11), збільшення кінетичної енергії потоку повітря відбуватиметься не пропорційно, а в меншому степені

$$\gamma_1 w_1 = \gamma_2 w_2 = \text{const} ; \quad \frac{\gamma_2 w_2^2}{2g} = \frac{\gamma_1 w_1}{2g} w_2$$

і збільшення кінетичної енергії станеться у меншому степені, а саме

$$\frac{\gamma_2 w_2^2}{2g} \cdot \frac{2g}{\gamma_1 w_1^2} = \frac{\gamma_1 w_1 w_2}{\gamma_1 w_1^2} = \frac{w_2}{w_1} \text{ раз,} \quad (14)$$

тобто пропорційно збільшенню швидкості, а не її квадрату.

Для суттєвого збільшення кінетичної енергії потоку необхідно по ходу потоку додавати повітря, збільшуючи його масову (вагову) витрату $G = \gamma w$.

Виникає задача створення такого сопла, вірніше батареї сопел, які могли б неперервно і скільки потрібно нарощувати кінетичну енергію потоку.

Обмеження все ж таки буде. Воно накладатиметься ступенем охолодження потоку – абсолютним нулем $-273^\circ \text{N} = 0^\circ \text{K}$, вірніше близьким наближенням до

цієї межі.

Крім того, підсос можливий після перших секцій сопел, коли на вихідній ділянці ще створюється розрідження, а надалі зі зростанням тиску в тракці необхідно застосовувати примусове ежектування повітря ззовні.

Масовий (ваговий) потік повітря може бути збільшений за рахунок створення паралельних потоків. Кількість послідовно включених сопел обмежена ступенем охолодження повітря, а кількість паралельних потоків не обмежена.

При послідовному з'єднанні сопел між їхніми секціями, окрім перших, де діє розрідження, розміщуються повітряні ежектори. Ежектоване з навколишнього середовища повітря за правилом змішування Ріхмана піднімає температуру потоку

$$(\gamma_k w_k + \gamma_0 w_0) T_{см} = \gamma_k w_k T_k + \gamma_0 w_0 T_0 , \quad (15)$$

$$T_{см} = \frac{\gamma_k w_k T_k + \gamma_0 w_0 T_0}{\gamma_k w_k + \gamma_0 w_0} ,$$

де $T_{см}$ – температура потоку після змішування його $\gamma_k w_k$ з підсмоктуваним повітрям $\gamma_0 w_0$.

Отже, завдання щодо використання повітряного потоку, який створюється міні-компресором невеликої потужності для отримання значної кількості кінетичної енергії, яка здатна обертати повітряну турбину значної потужності, вирішити можливо.

При цьому скидатиметься чисте повітря, тільки значно охоложене до $-150 - 180^\circ \text{N}$, тобто не відбуватиметься забруднення навколишнього середовища. Надлишкова кінетична енергія вилучатиметься з повітря за рахунок його охолодження.

Випробування надзвукового сопла

Випробування надзвукового сопла були здійснені на програмі Solid-Works, які зображено на рис. 2–5 тільки для однієї серії дослідів з вибраними параметрами. На рис.2 показано наростання швидкості руху повітря від входу в сопло до виходу з нього. Швидкість зростала від 350 м/с до 730 м/с, тобто в 2,08 раза.

Під час обробки дослідних даних випробувань слід брати до уваги, що геометрія сопла введена з урахуванням зменшення перетину безпосередньо при вході в 3,5 раза і діаметра в 1,87 раза. Довжина сопла задавалася 120 і 140 мм.

З урахуванням цих зауважень наведені на рис.2-5 дані можуть бути скореговані:

$$\gamma_1 = 7,8 \text{ кг/м}^3 , \quad \gamma_2 = 0,5 \div 1,0 \text{ кг/м}^3 ,$$

$$w_1 = 100 \div 350 \text{ м/с} , \quad w_2 = 730 \text{ м/с} ,$$

$$p_1 = 80000 \text{ кгс} / \text{м}^2, \quad p_2 = 5000 \text{ кгс} / \text{м}^2,$$

$$T_1 = 75^\circ \text{C}, \quad T_2 = -125^\circ \text{C}.$$

Рівняння загального енергобалансу

$$\frac{C_v T_1}{A} + \frac{p_1}{\gamma_1} + \frac{w_1^2}{2g} = \frac{C_v T_2}{A} + \frac{p_2}{\gamma_2} + \frac{w_2^2}{2g} \text{ дає при}$$

$$C_v = C_p - ART, \quad \mu = 22,4 \text{ кг} / \text{м}^3,$$

$$R = \frac{848}{\mu} = \frac{848}{22,4} = 37,85, \quad C_v = 0,3 \text{ ккал} / \text{кгм}^0 \text{С},$$

$$A = 1 / 427 \text{ ккал} / \text{кгм}.$$

$$\begin{aligned} 0,3 \cdot 75 \cdot 427 + \frac{80000}{7,8} + \frac{100^2}{2 \cdot 9,81} = \\ = 0,3(-125)427 + \frac{5000}{0,5} + \frac{730^2}{2 \cdot 9,81}. \end{aligned}$$

Баланс: $20343 \approx 21040$ (права сторона рівняння енергії приблизно дорівнює лівій).

Рівняння масових витрат

$$\gamma_1 W_1 = \gamma_2 W_2 \text{ дає } 7,8 \cdot 100 = 1,0 \cdot 730; 780 \approx 730.$$

Рівняння адиабати в програмі не

$$\frac{p_1}{\gamma_1^k} = \frac{p_2}{\gamma_2^k}, \text{ де } k = \frac{C_p}{C_v} = 1,4$$

а прийнято рівняння ізотерми

$$\frac{p_1}{\gamma_1} = \frac{p_2}{\gamma_2}; \frac{80000}{7,8} = \frac{5000}{0,5}; 10256 \approx 10000.$$

Отримані дані випробувань з деяким наближенням відображають хід процесу в соплі.

Схема використання сопл у двигуні при їхньому послідовному з'єднанні

На вихідній ділянці першого в ланцюзі сопла може бути розрідження $-0,5 \text{ до } 0,5 \text{ атм}$. Це дасть змогу здійснити підсос додаткового повітря з навколишньої атмосфери. Решта сопл вимагають примусового ежектування повітря. Не виключено, що на перших по ходу соплах доведеться використовувати міні-компресори до тих пір, поки основний потік не буде настільки ущільнений підкачуванням повітрям, що зможе самостійно ежектувати повітря з атмосфери. Якщо вважати, що нарощування швидкості в кожному соплі відбувається вдвічі, то загальне нарощування швидкості в послідовно включених десяти соплах, наприклад, становитиме $2^{10} = 1024$ рази при відповідному зростанні тиску. При недостатній

для потужності турбіни об'ємній витраті потоку слід підключати паралельно декілька потоків.

Обмеженням числа ступенів буде ступінь охолодження повітря, що пов'язано з кількістю підсмоктуваного повітря на кожному ступені. Цим же і визначатиметься число ступенів.

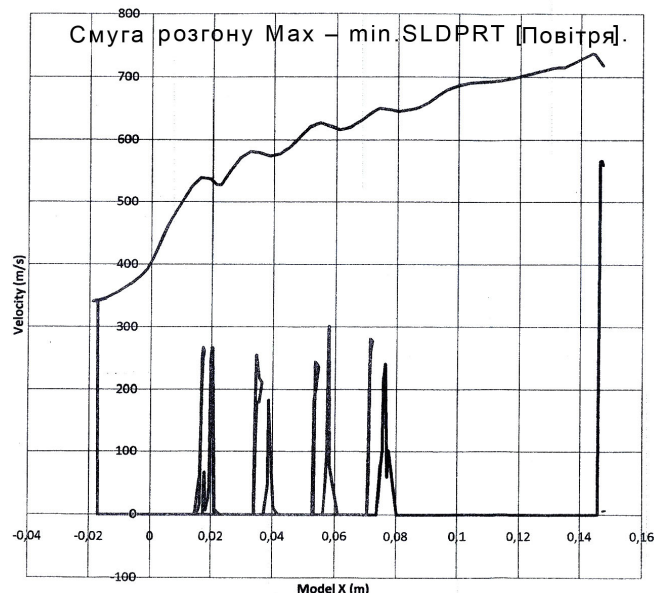


Рис. 2 Наростання швидкості повітря від входу в сопло до виходу з нього

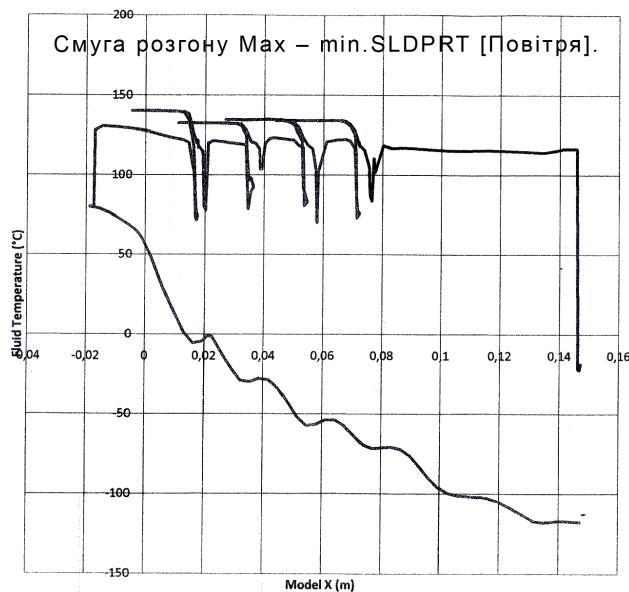


Рис. 3 Зниження температури повітря від $+75^\circ \text{C}$ до -125°C

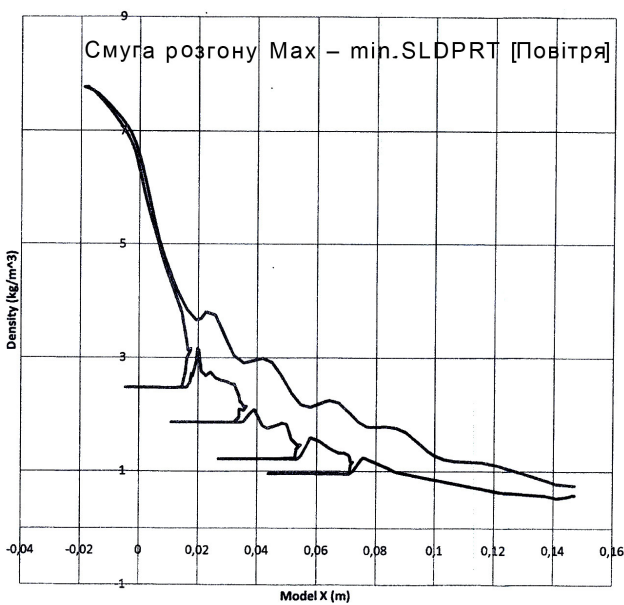


Рис.4 Зниження щільності від 7,8 до 0,5 кг / м³

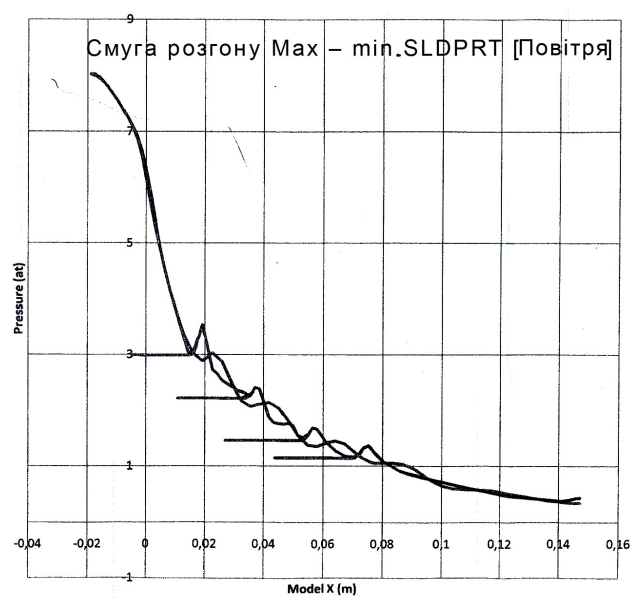


Рис.5 Зниження тиску в соплі від 8 до 0,5 абсолютних атмосфер (тобто до розрідження)

Приклад розрахунку повітряного сопла.

Тиск на вході сопла прийемо $\delta = 5 \text{ \AA} / \text{ci}^2$, $\dot{O} = 293^{\circ}\text{K}$ (20°C), задамо перетин сопла критичний $F_{\delta\delta} = 0,5 \text{ \AA}^2$, де число Маха $M = \frac{w}{a} = 1,0$, площа перетину сопла на виході $F = 2 \text{ cm}^2$. Визначимо вихідні параметри роботи сопла, що для нашого випадку є найбільш важливим: вагова (масова) витрата повітря на виході G зведена до атмосферного тиску, коефіцієнт швидкості $\lambda = \frac{w}{a_{\delta\delta}}$, число Маха $\dot{I} = \frac{w}{a}$ і тиск на виході з сопла δ – мета нашого розрахунку. Умовою роботи сопла є його робота в режимі адіабатичного розширення $\lambda > 1,0$ і адіабатичного стиснення $\lambda < 1,0$, тобто $w > a_{\delta\delta}$ (частина сопла, що звужується) і $w < a_{\delta\delta}$ (частина сопла, що розширюється).

Відношення площ $\frac{F_{\delta\delta}}{F}$, яке нам дає

$$\frac{F_{kp}}{F} = \frac{\gamma w}{\gamma_{kp} w_{kp}} = \frac{\gamma_0 \left(1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda^2\right)^{\frac{1}{k-1}} \lambda a_{kp}}{\gamma \left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{1}{k-1}} a_{kp}} =$$

$$= \lambda \left[\frac{k+1}{2} \left(1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda^2\right) \right]^{\frac{1}{k-1}} = q(\lambda),$$

де γ – гранична вага гальмування;

$k = \frac{C_p}{C_v}$ - показник політропи адиабати Пуассона;

$a_{\delta\delta}$ – критична швидкість звуку;

$q(\lambda)$ – газодинамічна функція, що визначає витрату γw ;

$w_{\delta\delta}$ – критична швидкість при $M=1,0$.

$$\frac{F_{kp}}{F} = \frac{0,5}{2,0} = 0,25 = q(\lambda).$$

Згідно з таблицями газодинамічних функцій цьому значенню $q(\lambda) = 0,25$ відповідають два значення λ : $\lambda = 0,16$ і $\lambda = 1,95$.

Значення $\lambda = 1,95$ відповідає адіабатичному розширенню, а $\lambda = 0,16$ – адіабатичному стисненню. Витрати повітря знаходять за формулою

$$G = m \frac{p_0 F_{kp}}{\sqrt{T_0}},$$

де p_o, T_o – тиск і температура в загальмованому потоці.

$$\frac{C_p T_o}{A} = \frac{C_p T}{A} + \frac{w^2}{2g}, \quad \frac{p_o}{\gamma_o} = \frac{p}{\gamma} + \frac{w^2}{2g}, \quad m = \sqrt{k \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k+1}{k-1}}} \sqrt{\frac{g}{R}},$$

$$\sqrt{k \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k+1}{k-1}}} \text{ для } k=1,4 \text{ рівний } 0,685.$$

Р для повітря $29,30 \frac{\text{кгМ}}{\text{кг}^0\text{С}}$, $g = 9,81 \text{ м/с}^2$,

звідси $m = 0,396$, одержуємо

$$G = 0,396 \frac{5 \cdot 0,5}{\sqrt{293}} = 0,0578 \text{ кг/с} = 208 \text{ кг/год.}$$

Зведені до нормальних умов

($0^\circ\text{С}, 1,033 \text{ кг/см}^2, \gamma_n = 1,29 \text{ кг/м}^3$) об'ємні витрати

повітря дорівнюють

$$Q_n = \frac{0,0578}{1,29} = 0,0447 \text{ м}^3/\text{с} = 160,92 \text{ м}^3/\text{год.}$$

Розрахуємо частину сопла, що розширюється, в якій повинен здійснюватися процес адиабатичного розширення. За значенням $q(\lambda)$ з таблиць газодинамічних функцій було знайдено значення $\lambda = 1,95$. При $\lambda = 1,95$ знаходимо значення $\pi(\lambda) = \pi(1,95) = 0,0297$.

$$\pi(\lambda) = \frac{p}{p_o} = \left(\frac{T}{T_o} \right)^{\frac{k}{k-1}} = \left(1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda^2 \right)^{\frac{k}{k-1}}.$$

Звідси тиск

$$p = p_o \pi(\lambda) = 5 \cdot 0,0297 = 0,148 \text{ кг/см}^2.$$

Таким чином, для роботи сопла в розрахунковому режимі за наведених вище умов на виході з сопла має бути вакуум.

Число Маха у вихідному перетині

$$M^2 = \frac{2}{k-1} \cdot \frac{\lambda^2}{\frac{k+1}{k-1} - \lambda^2} = \frac{2\lambda^2}{(k+1) - (k-1)\lambda^2},$$

$$M = \lambda \sqrt{\frac{2}{(k+1) - (k-1)\lambda^2}} = 1,95 \sqrt{\frac{2}{2,4 - 0,4 \cdot 1,95^2}} = 2,94 > 1,0.$$

Для адиабатичного стиснення в частині каналу сопла, що звужується, $\lambda = 0,16$; $\pi(0,16) = 0,985$ і вихідний тиск $p = 5 \cdot 0,985 = 4,92 \text{ кг/см}^2$.

Чому відповідає число Маха

$$M = 0,16 \sqrt{\frac{2}{2,4 - 0,4 \cdot 0,16^2}} = 0,146.$$

Тиск у критичному найвужчому перетині

$$p_{кр} = \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k}{k-1}} \cdot p_o, \text{ при } \lambda = 1 \quad \pi(1) \text{ або}$$

$$p_{кр} = p_o \pi(1,0) = 5 \cdot 0,528 = 2,64 \text{ кг/см}^2.$$

Знайдемо температуру на виході з сопла при 1,95:

$$\tau(\lambda) = \frac{T}{T_o} = 1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda^2.$$

З таблиць $\tau(1,95) = 0,366$,

$$T = T_o \tau(\lambda) = 293 \cdot 0,366 = 107^\circ\text{К} =$$

$$= -(273 - 107) = -164^\circ\text{С}.$$

Щільність повітря на виході:

$$\frac{\gamma}{\rho_o} = \frac{\rho}{\rho_o} = \left(\frac{T}{T_o} \right)^{\frac{1}{k-1}} = \left(1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda^2 \right)^{\frac{1}{k-1}} = \varepsilon(\lambda)$$

З таблиць при $\lambda = 1,95$, $\varepsilon(1,95) = 0,0811$, $\gamma = 1,29 \cdot 0,0811 = 0,1046 \text{ єд}/\text{і}^3$.

У результаті роботи сопла швидкість збільшилася в 1,95 рази, температура знизилася з $+20^\circ\text{С}$ до -164°С , на 184°С , питома вага знизилася з 1,29 до $0,1046 \text{ єд}/\text{і}^3$, тиск знизився з 5 до $0,148 \text{ єд}/\text{і}^2$. Хід процесу абсолютно подібний до ходу процесу при випробуваннях надзвукового сопла.

На графіках (дивись рис. 3) верхня лінія показує температуру пограничного шару газу біля стінки. За форматом вибраної координатної системи ця лінія є горизонтальною і відповідає максимальній температурі газового потоку. Сплески на ній характеризують пульсації температури, локально відповідні конструктивним особливостям сопла.

Температура надзвукового газового потоку біля стінки може бути вельми значною. Це витікає з наступних міркувань. Дисипативна функція, що визначає кількість тепла, яке виділяється внаслідок тертя потоку газу об стінку, виражається квадратом градієнта подовжньої швидкості газу.

$$Q \approx \left(\frac{dw_x}{dy} \right)^2 = \left| \frac{w_x}{\delta} \right|^2$$

Модуль цієї функції оцінюється правою часткою рівності, де δ – товщина прикордонного шару – дуже мала величина, а w_x – величина велика, оскільки число Маха $M = \frac{w_x}{a_{ca}} > 2,0$.

Пульсації потоку збільшують величину Q ще більше. Так, при пульсаціях $w_{xn} = w_x + A \cos wt$, сила

$$F = \mu \left(\frac{\partial w_{xn}}{\partial y} \right) = \mu \left(\frac{\partial w_x}{\partial y} + \frac{\partial A}{\partial y} \cos wt \right).$$

При $A = w_x$

$$Q = \mu \left(\frac{\partial w_x}{\partial y} \right)^2 \cdot (1 + \cos wt)^2$$

Усереднюючи вираз $\cos wt$

$$\frac{4}{T} \int_0^{T/4} \cos wt dt = \frac{2}{\pi} \left(\sin \frac{\pi}{2} - \sin 0 \right) = \frac{2}{\pi}$$

І збільшення дисипативної функції визначиться в

$$\frac{Q_n}{Q} = \frac{\mu \left(\frac{\partial w_x}{\partial y} \right) \left(1 + \frac{2}{\pi} \right)^2}{\mu \left(\frac{\partial w_x}{\partial y} \right)} = \left(1 + \frac{2}{\pi} \right)^2 = 2,68 \text{ рази.}$$

Розігрів шару газу біля стінок може бути ефективно використаний для продовження циклів охолодження при послідовному з'єднанні сопел.

Слід зазначити, що швидкість газу (дивись рис. 2) неперервно зростає, при цьому знижується його щільність (дивись рис. 4). Щільність $\rho = \frac{\gamma}{g}$ входить у дисипативну функцію в динамічну в'язкість $\mu = \nu \rho = \nu \frac{\gamma}{g}$. Тому зі зростанням швидкості газу зростає градієнт швидкості біля стінки, збільшуючи дисипативну функцію, тобто кількість тепла, що виділяється в шарі біля стінок, у той же час знижує щільність газу, зменшуючи дисипативну функцію – виділення тепла.

Якщо ці процеси компенсувати, то кількість тепла в шарі біля стінок буде достатньо великою.

Висновки

Картина випробувань, отриманих за допомогою програми Solid-Works, недосяжна у фізичному експерименті через відсутність засобів точкових вимірю-

вань, але це не виключає і не зменшує роль фізичного експерименту.

Розроблене надзвукове сопло може бути застосоване для виготовлення і випуску екологічно чистих вітряних холодильників. Використовуючи вихлопні гази літаків, що мають температуру 850°C і охолоджуючи їх до заборотної температури $-50^\circ\text{C} \dots -150^\circ\text{C}$, можна значно збільшити реактивну тягу літаків, а отже істотно знизити витрати палива. І нарешті, створення двигунів можливе для вітряних установок з ежекційним посиленням, а також для використання в інших агрегатах і системах.

Слід зазначити, що викладена тільки ідея. Для того, щоб її реалізувати, потрібно докласти багато зусиль. Безпаливні двигуни розроблялися, виготовлялися і демонструвалися раніше, але оскільки ці розробки були емпіричними, методів розрахунку не було, вони до цих пір не повторені, проте і нині такі розробки ведуться. У авторів ґрунтовніше розроблені інші варіанти безпаливних двигунів, заснованих на новому виді енергії.

Двигун, що працює на повітрі, скидатиме в навколишню атмосферу як нагріте, так і охоложене те ж саме повітря. Цілком виключається забруднення атмосфери, оскільки нейтралізується парниковий ефект, отже усувається загроза глобального потепління.

Крім того, шар двоокису вуглецю ($\dot{N}O_2$), що накопичується в атмосфері від спалювання палива, екранував частину сонячного спектру, який мав свою власну характерну частоту електромагнітних коливань і знищував практично всю патогенну мікрофлору, тому було значно менше хвороб.

І ось цю смугу частот екранованої частини сонячного спектру вибрали для своєї життєдіяльності патогенні мікроорганізми – віруси, бактерії, гриби, які почали бурхливо розмножуватися, видозмінюватися, мутувати під дією антибіотиків. Це призводить до появи нових важких захворювань.

Припинення викидів, очищення атмосфери позбавить людство від хвороб і від неминучого вимирання, яке може стати невідворотним, якщо для виробництва енергії продовжувати спалювати нафту, нафтопродукти, бензин, мазут, солярове масло, газ, вугілля, ліс – знищувати природу.

Мета статті – заклик до розробки безпаливних енергогенераторів – теплогенераторів і двигунів, до використання можливостей науки і виробництва для вирішення цієї проблеми.

ЛІТЕРАТУРА

1. Черный И. А. Основы газовой динамики. М.: Гости нефтяной и горно-топливной литературы, 1061. – 196 стр.
2. Дейч М. Е. Зарянкин А. Е. Газодинамика диффузоров и выхлопных патрубков турбомашин. М.: Энергия, 1970. – 384 с.