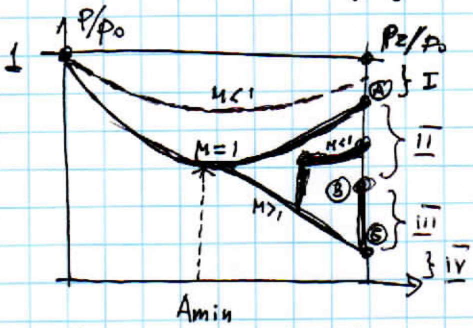
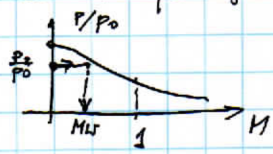
Powróćmy jeszcze raz do analizy struktur kinematycznych w dyszy w różnych przypadkach stosunku **"ciśnienie zewnętrzne/ciśnienie zasilania"** dla dyszy Lavala.



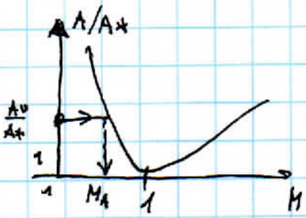
Dla zakresu ciśnień $\frac{p_z}{p_0} < \frac{p_A}{p_0}$ ruch w całej dyszy jest poddźwiękowy.

Ciśnienie wylotowe – przy liczbie Macha w przekroju wylotowym M_w, $M_w < 1$ jest takie, jak ciśnienie zewnętrzne. Zatem: $p_w/p_0 = p_z/p_0 = p/p_0(M_w) \Rightarrow M_w$.

Używamy znanego związku: $\frac{p}{p_0} = \frac{1}{\left(1+\frac{k-1}{2}M_w^2\right)^{k/(k-1)}}$ aby po odwróceniu zależności znaleźć M_w. Kłopotliwy (żmudny) rachunek eliminuje wykres. To nic innego, tylko obraz podanej zależności. **To zakres I.**



Graniczna linia przedstawiająca pole ciśnienia odpowiadające ciśnieniu wylotowemu p_A obrazuje sytuację w której w minimalnym przekroju $M=1$. A więc $A_{min} = A_*$. Z geometrii dyszy wynika M_w. Odpowiednia zależność to rozpisane równanie $Q_* = \rho_* a_* A_* = \rho_w u_w A_w$ (do ciśnienia!) którego obraz to wykres $A/A_* = f(M)$.

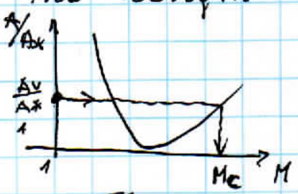


W tej sytuacji – gdy $M/_{A_{min}} = 1$ przy największym możliwym (do tego, by $M/_{A_{min}} = 1$) ciśnieniu zewnętrznym ruch zależy od geometrii dyszy...

Ciśnienie zewnętrzne musi spełniać związek: $\frac{p_z}{p_0}\Big|_A = \frac{p}{p_0}(M_A)$

Wtedy: $p_A = p_0 \cdot \frac{p}{p_0}(M_A)$ i wiemy, że dla $p_z < p_A$ zachodzi sytuacja oznaczona symbolem **I**.

Dla najszybszego wypływu – odpowiada on punktowi C i ciśnieniu na zewnątrz takiemu, że $p_z \le p_C$ mamy naddźwiękową liczbę Macha M_w:



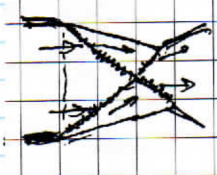
Ciśnienie p_C to: $p_C = \frac{p}{p_0}(M_C) \cdot p_0$.

Dla zakresu $p_z < p_C$ strumień gazu wypływającego z dyszy rozpręża się na zewnątrz. **To zakres IV.**

Jeśli w przekroju wylotowym występuje fala uderzeniowa, to liczba Macha tuż przed tą falą wynosi M_C. Posługując się związkiem $M_2 = M_2(M_1)$ dla fali uderzeniowej liczbę Macha za uderzeniową falą.

Ciśnienie za nią łatwo określić: mamy związek $p_2/p_1 = \frac{1+kM_1^2}{1+kM_2^2}$, a p_1 to p_C.

Dla zakresu ciśnień zewnętrznych z przedziału **III** fale uderzeniowe występują na zewnątrz dyszy. **Mamy:** $p_B = p_z(p_C)$ i dla $p_C < p_z < p_B$ zachodzi ta sytuacja. Struktura fal zależy od tego, czy ciśnienie p_z jest bliższe p_B czy też zbliżone do p_C. W drugim przypadku pojawia się struktura komórkowa utworzona przez układ przecinających się fal. (Można zobaczyć na filmach przedstawiających startujące nocą myśliwce..) Dla p_z bliższego p_B fala za dyszą jest niepłaska. Ruch jest dość złożony, struktura komórkowa niemal nie występuje.



Wreszcie, dla zakresu $p_B < p_z < p_A$ fala usytuowuje się w dyszy. Tak, by wypływający gaz miał ciśnienie równe p_z. To najtrudniejszy w opisie przypadek: trzeba rozwiązać równanie $p_w = p_z$ z p_w zależnym od liczby Macha przed usytuowaną w dyszy falą...

Jak pamiętamy, w fali uderzeniowej zachowany był strumień masy, strumień pędu i entalpia całkowita.
Te fakty pozwalają napisać TRZY RÓWNANIA:

$$\rho u = \mathrm{const}, \quad p + \rho u^2 = \mathrm{const}, \quad \frac{u^2}{2} + \frac{k}{k-1}\frac{p}{\rho} = \mathrm{const}$$

Trzy niewiadome p_2, ρ_2 i u_2 można wyliczyć gdy znamy p_1, ρ_1 i u_1...
Robimy to tak: znając M_1 ($M_1 = u_1/a_1$, $a_1^2 = k\,p_1/\rho_1$) wyznaczamy M_2 ze związku $u_1 u_2 = a^2_*$. (Jasne, że a^2_* jest niezmiennicze, bo $\frac{k+1}{2(k-1)}a_*^2 = \frac{u^2}{2} + \frac{a^2}{k-1}$)
Teraz można wyznaczyć p_2. Bo $p(1+kM^2) = \mathrm{const}$.
Dla znanego M_1 i M_2 łatwo znaleźć T_2, bo $T_0 = T\left(1+\frac{k-1}{2}M^2\right)$ jest stałą...
To już wszystko. Bo $u_2 = M_2 \cdot a_2$, a jak pamiętamy $a^2 = kRT$...
Zadanie są – oczywiście – bardziej skomplikowane.

A co by było, gdyby zamiast TRZECH równań, związanych z TRZEMA zachowywanymi wielkościami użyć DWÓCH?

Dla trzech wielkości (bo są dwa parametry termodynamiczne i prędkość) przy dwóch równaniach możemy wprowadzić parametr (JEDEN!) i uzależnić te wielkości od parametru. Mówimy: jest **jeden stopień swobody**.

W dynamice gazów parametrem jest liczba Macha. To najczęściej używany parametr...

Rozważmy ruch gazu przez **szczelną rurę** o stałym przekroju.
Zachowany jest strumień masy:

$$\rho u = \mathrm{const}.$$

Mamy teraz dwa warianty: zachowanie pędu i zachowanie entalpii całkowitej.
Pierwszy przypadek to

$$p + \rho u^2 = \mathrm{const}$$

oznacza brak oddziaływania siłowego na płynący gaz. Nie może więc być – na przykład – **tarcia**. Może się zmieniać entalpia całkowita, a więc może być dostarczane albo odbierane ciepło...
(Wykonywana praca oznacza wprowadzenie siły...)

Druga możliwość to zachowanie entalpii całkowitej. Siły niezmieniające tej wielkości mogą działać. To siły – np. tarcia.
Zachowanie entalpii całkowitej $i_0 = u^2/2 + i$ $\left(i = \frac{a^2}{k-1} = \frac{k}{k-1}p/\rho\right)$ oznacza **adiabatyczność**. Piszemy:

$$T_0 = T\left(1 + \frac{k-1}{2}M^2\right) = \mathrm{const}$$

Wyznaczymy przemiany termodynamiczne dla tych sytuacji. Wygodnie będzie wyznaczyć entropię i entalpię w funkcji liczby Macha. Znając M otrzymamy parametryczne równanie przemian termodynamicznych dla rozważanych ruchów gazu.
Dla stałego c_p mamy:

$$\frac{di}{i} = \frac{dT}{T} = \frac{dp}{p} - \frac{d\rho}{\rho}$$

Podobnie*):

$$\frac{1}{c_v}\,ds = \frac{dp}{p} - k\frac{d\rho}{\rho}$$

$\frac{ds}{c_v} = \frac{dq}{c_v T} = \frac{1}{c_v T}\left(c_v\,dT + p\,d\left(\frac{1}{\rho}\right)\right) = \frac{c_v}{c_v}\left(\frac{dp}{p} - \frac{d\rho}{\rho}\right) + \frac{R\rho}{c_v}\left(-\frac{d\rho}{\rho^2}\right) = \frac{dp}{p} - \frac{d\rho}{\rho} - \frac{c_p - c_v}{c_v}\frac{d\rho}{\rho} = \frac{dp}{p} - k\frac{d\rho}{\rho}$

bo $R = c_p - c_v$, $c_p = k \cdot c_v$, $d\left(\frac{1}{\rho}\right) = -\frac{1}{\rho^2}d\rho$. Wcześniej: $i = c_p T \rightarrow \frac{di}{i} = \frac{dT}{T}$.

Aby wyznaczyć związki pomiędzy entalpią i entropią a liczbą Macha trzeba uprzednio obliczyć dp/p i $d\rho/\rho$ (lub dT/T).

Piszemy: $\rho u = \rho M a = \rho M\sqrt{k\frac{p}{\rho}} = const \;\rightarrow\; M\sqrt{p\rho} = const$
i w rezultacie różniczkowania logarytmu otrzymamy:

$$\frac{dp}{p} + \frac{d\rho}{\rho} = -2\frac{dM}{M}$$

Dla zachowania entalpii całkowitej mamy:

$$\frac{dT}{T} = \frac{dp}{p} - \frac{d\rho}{\rho} = -\frac{(k-1)M\,dM}{1+\frac{k-1}{2}M^2}$$

Rozwiązujemy te dwa równania względem dp/p i $d\rho/\rho$. Oto wyniki:

$$\frac{dp}{p} = -\frac{1+(k-1)M^2}{M(1+\frac{k-1}{2}M^2)}\,dM, \quad \frac{d\rho}{\rho} = -\frac{1}{M(1+\frac{k-1}{2}M^2)}\,dM$$

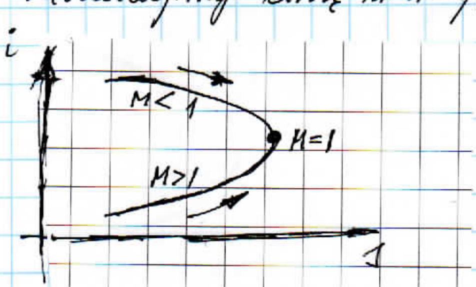
Finalne rezultaty to:

$$\frac{di}{i} = -\frac{(k-1)M^2\,dM}{M(1+\frac{k-1}{2}M^2)}, \quad \frac{ds}{c_v} = \frac{(k-1)(1-M^2)\,dM}{M(1+\frac{k-1}{2}M^2)}$$

Analiza tych związków jest prosta: $\frac{di}{dM}$ jest zawsze wielkością ujemną. To oczywiste. Wzrost liczby Macha przy stałej entalpii całkowitej powoduje spadek entalpii i wzrost energii kinetycznej*)

Z kolei **entropia** wzrasta, gdy $M<1$ i $dM>0$. A dla $M>1$ przy wzroście M ($dM>0$) maleje.
A więc dla **$M=1$** jest **maksimum entropii**

Naszkicujmy linię ilustrującą przemianę termodynamiczną:



Gałąź poddźwiękowa - dla stałej entropii - odpowiada mniejszej energii kinetycznej i większej entalpii niż ma to miejsce dla gałęzi naddźwiękowej (Przypominamy: i_0 jest niezmienna..)

Dla układu izolowanego - adiabatycznego - wzrost entropii musi być wywołany przez nieodwracalny proces zamiany energii mechanicznej na energię wewnętrzną. Taki proces wywołuje **tarcie**. Mówimy: tarcie dyssypuje energię mechaniczną.
Paradoksalnie, tarcie powoduje **rozpędzanie** gazu płynącego z prędkością poddźwiękową do prędkości dźwięku. Jest tak w wyniku znacznego spadku ciśnienia.
Oczywiście maleje też ciśnienie spiętrzenia, bo - jak wiemy - dla stałej temperatury całkowitej jest taki

$$\frac{\Delta s}{c_v} = (1-k)\ln\frac{p_{02}}{p_{01}}.$$

---

*) $\frac{u^2}{2} + \frac{a^2}{k-1} = const \;\rightarrow\; u^2\left(1+\frac{2}{k-1}\frac{1}{M^2}\right) = const., \quad i = const - u^2/2.$

Drugi rozważany przypadek – przy zachowaniu strumienia pędu, a więc przy zmieniającej się entalpii całkowitej – piszemy:

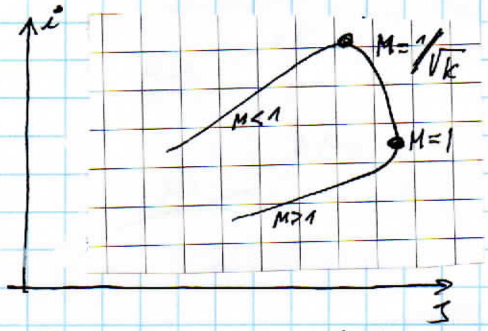
$$M\sqrt{p\varrho} = const \qquad p(1+kM^2) = const.$$

Logarytmujemy i różniczkujemy:

$$\frac{dp}{p} - \frac{d\varrho}{\varrho} = -2\frac{dM}{M}, \quad \frac{dp}{p} = -\frac{2kM\,dM}{1+kM^2}$$

Obliczamy różniczki entalpii i entropii:

$$\frac{di}{i} = 2\frac{(1-kM^2)\,dM}{M(1+kM^2)}, \quad \frac{ds}{c_v} = \frac{2k(1-M^2)\,dM}{M(1+kM^2)}$$



Entropia zachowuje się tak, jak uprzednio: **rośnie** wraz z liczbą Macha dla $M<1$ i maleje, gdy $dM>0$ i $M<1$.
Jest więc **maksimum entropii** w $M=1$
Entalpia ma maksimum przy $M = 1/\sqrt{k}$
Dla mniejszych liczb Macha – rośnie, gdy $dM>0$.
Odwrotnie dzieje się dla $M > 1/\sqrt{k}$.
Również przy ruchu naddźwiękowym

Ponieważ $ds = dq/T$, to wzrost entropii (lub jej spadek) wiąże się z dostarczaniem (odbieraniem) ciepła.

Paradoksalnie zachowuje się gaz w zakresie liczb Macha $1/\sqrt{k} < M \leq 1$
Dostarczanie ciepła – i wzrost entropii – powoduje **obniżenie temperatury gazu.**
W tym zakresie wzrost prędkości i liczby Macha odbywa się również przy wykorzystaniu energii wewnętrznej płynącego gazu...

Dostarczanie lub odbieranie ciepła zmienia entalpię całkowitą i związaną z nią temperaturę całkowitą.
Mamy:

$$T\left(1+\frac{k-1}{2}M^2\right) = T_0 \quad (\text{zmienna!})$$

i dwa równania ze stałymi po prawych stronach:

$$\varrho u = \frac{p}{RT}M\sqrt{kRT} = const \longrightarrow \frac{p}{\sqrt{T}}M = const$$

$$p(1+kM^2) = const.$$

Eliminujemy p. Wynik: $\sqrt{T}\,\dfrac{1+kM^2}{M} = const'$
Pierwiastek z równania dla temperatur (są dodatnie!) da równanie

$$\frac{1+kM^2}{M\sqrt{1+\frac{k-1}{2}M^2}} = const/\sqrt{T_0} \quad i \quad \frac{1+k\cdot 1}{1\cdot\sqrt{1+\frac{k-1}{2}\cdot 1}} = \frac{const}{\sqrt{T_{0*}}}$$

Dzielimy te związki i otrzymujemy równanie

$$\frac{T_0}{T_{0*}} = f(M)$$

Obrazem tej zależności jest linia na dołączonym diagramie.
T_{0*} to temperatura całkowita gazu "doprowadzonego" do $M=1$ przez dostarczanie lub odbieranie ciepła...

Łatwo określić ilość ciepła potrzebną do zmiany liczby Macha z M_1 do M_2. Oczywiście idzie o ten sam gaz, w tej samej rurze.

Mamy:

$$q = c_p\left(T_{02} - T_{01}\right) = c_p T_{01}\left(\frac{T_{02}}{T_{01}} - 1\right) = c_p T_{01}\left(\frac{T_{02}}{T_{0*}}\frac{T_{0*}}{T_{01}} - 1\right) =$$

$$= c_p T_{01}\left(f(M_2)/f(M_1) - 1\right).$$

Ponieważ $q = \int_{①}^{②} T\,ds$, a $T = \frac{i}{c_p}$, to $q = \frac{1}{c_p}\int_{①}^{②} i\,ds$.

Funkcja $i = i(s)$ na górnej połówce, dla $M \leq 1$ różni się od tej, dla której $M \geq 1$ i dlatego obliczając q trzeba zaznaczyć, czy dotyczy to ruchu pod- czy naddźwiękowego.

Do przejścia z ruchu poddźwiękowego (w naddźwiękowy) potrzeba dostarczać ciepło do uzyskania $M = 1$ i następnie odbierać je, by zwiększać liczbę Macha *)

Ciśnienie zmienia się według wzoru:

$$p(1 + kM^2) = p_*(1 + k)$$

A teraz ciśnienie spiętrzenia:

$$\frac{p_0}{p_{0*}}(M) = \frac{p_0}{p_{0*}} = \frac{p_0}{p}(M)\cdot\frac{p}{p_*}\cdot\frac{p_*}{p_{0*}} = \frac{1}{\frac{p}{p_0}(M)}\,\frac{1+k}{1+kM^2}\cdot\frac{p}{p_0}(M=1)$$

Związek $\frac{p}{p_0}(M)$ to $:= \dfrac{1}{\left(1 + \frac{k-1}{2}M^2\right)^{k/(k-1)}}$.

Linia obrazująca tę relację jest na dołączonym diagramie.
UWAGA: $p_0/p_{0*} \geq 1$ jest określone liczbowo po PRAWEJ STRONIE wykresu.

Temperatura T jest związana w trywialny sposób z T_0. Znając stosunki $T_1/T_2 = T_1/T_{01} \cdot T_{01}/T_{0*} \cdot \frac{T_{0*}}{T_{02}} \cdot \frac{T_{02}}{T_2}$ i posługując się DWOMA wykresami z łatwością znajdziemy ten stosunek.

Przypuśćmy teraz, że do płynącego gazu z liczbą Macha $M_1 < 1$ dostarczane jest ciepło.
Znamy T_{01}. Ponieważ $T_{0*} = T_{01}/f(M_1)$, to wiemy, że dostarczając $q = c_p(T_{0*} - T_{01})$ doprowadzimy gaz do ruchu z prędkością dźwięku.

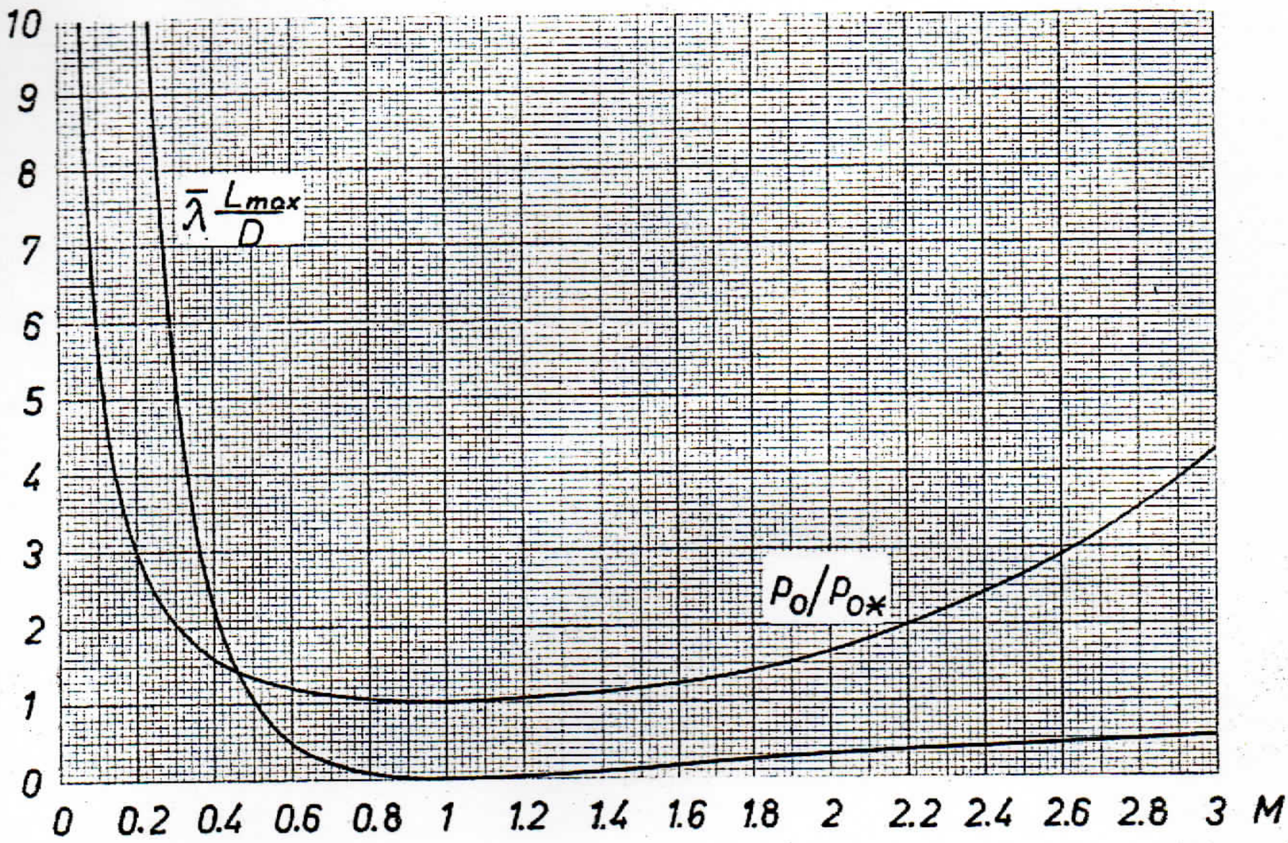
A jeśli dostarczy się WIĘCEJ ciepła? Przez dostarczanie ciepła nie zwiększy się prędkości (i liczba Macha) gazu do wartości naddźwiękowych. Trzeba w celu dalszego rozpędzania ciepło odbierać... Co się zatem stanie?
Jak „pomieścić" nadmiar ciepła? Otóż będzie to możliwe wtedy, gdy w początku dostarczania ciepła gaz będzie miał mniejszą liczbę Macha, niż M_1.

Innymi słowy: **NADMIAR CIEPŁA ZDŁAWI PRZEPŁYW GAZU.**

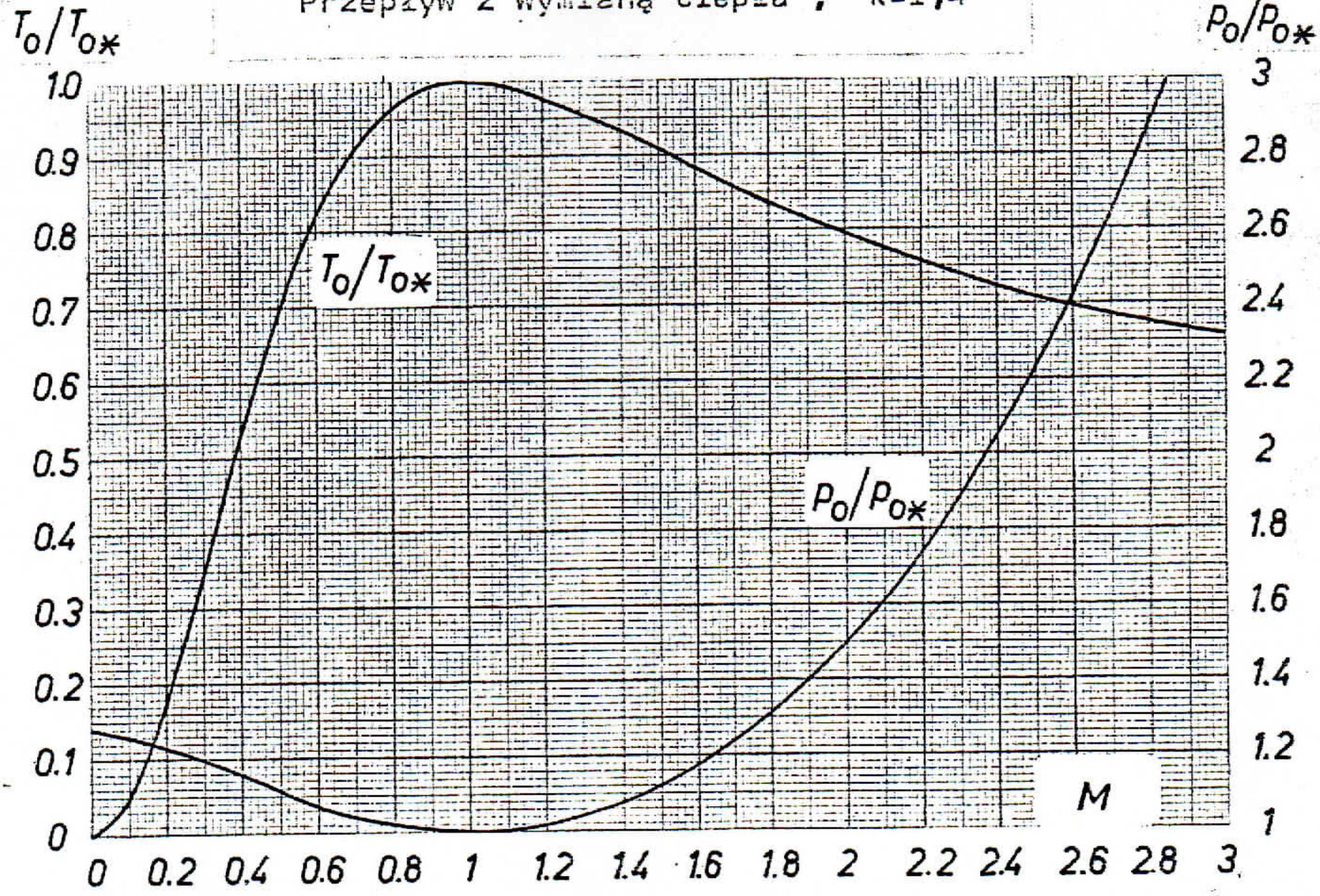
Mówi się: wystąpił **CHOKING** (czoking).
Dodamy, że ruch może też być dławiony nadmiernym ciśnieniem zewnętrznym; bo – zawsze przy wypływie poddźwiękowym ciśnienie wylotowe równe jest zewnętrznemu.

*) Czytelnik powinien dostrzec analogię z dyszą Lavala...

Przepływ adiabatyczny z tarciem, k=1,4



Przepływ z wymianą ciepła , k=1,4

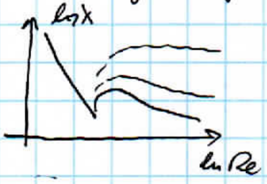


Przy zachowaniu energii – co jest równoważne zachowaniu entalpii całkowitej – pęd ulega zmianie. Skutkiem działanie siły (lub sił) tarcia.

Prosty, przybliżony sposób określenia tej siły wynika z pomiarów Nikuradsego.
Zgodnie z tymi pomiarami spadek ciśnienia na odcinku ΔX wynosi:

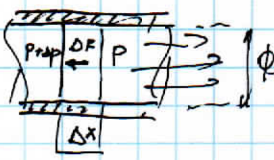
$$\Delta p = \rho \frac{u^2}{2} \cdot \frac{\Delta X}{D} \cdot \lambda(Re)$$

Rura jest okrągła, u – prędkość średnia, $Re = \frac{u \cdot d}{\nu}$ to liczba Reynoldsa a współczynnik λ znany z odpowiedniego wykresu



Rozważając elementarny odcinek rury i związaną z nim masę objętości możemy napisać:

$$dm\, F = -\Delta p \cdot \frac{\pi D^2}{4}, \quad dm = \frac{\pi D^2}{4} \cdot \Delta X \cdot \rho \Rightarrow F = -\frac{\Delta p}{\rho \Delta X}$$



bo siła tarcia F – lub lepiej, siła oporu – powoduje spadek ciśnienia. F jest siłą działającą na jednostkę masy.
Ostatecznie

$$F = -\lambda \frac{u^2}{2} \frac{1}{D}$$

Wstawiamy tę siłę do równania ruchu: $u \frac{du}{dx} = -\lambda \frac{u^2}{2D} - \frac{1}{\rho}\frac{dp}{dx}$
Mnożymy przez dx/u^2 i otrzymujemy:

$$\frac{du}{u} + \frac{1}{\rho u^2} dp = -\lambda \frac{dx}{2D}$$

Trzeba wprowadzić tu liczbę Macha. Przekształcamy. Jest tak:

$$\frac{dp}{\rho u^2} = \frac{p}{\rho u^2}\frac{dp}{p} = \frac{1}{kM^2}\frac{dp}{p} = \text{wyrażenie określające } \frac{dp}{p} \text{ przy stałej energii} \cdot \frac{1}{kM^2} =$$

$$= -\frac{(k-1)M^2\, dM}{M\left(1+\frac{k-1}{2}M^2\right)} \cdot \frac{1}{kM^2} = -\frac{k-1}{k}\frac{dM}{M\left(1+\frac{k-1}{2}M^2\right)}$$

Z kolei $\frac{du}{u}$ to: $\frac{du}{u} = \frac{dM}{M} + \frac{dT}{T} = \frac{dM}{M} - \frac{(k-1)M\,dM}{1+\frac{k-1}{2}M^2}$

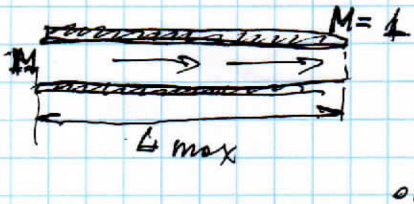
W rezultacie lewa strona równania ruchu to dość złożone wyrażenie typu $f(M)dM$. Mamy więc równanie:

$$f(M)\,dM = -\lambda \frac{dx}{2D}$$

Dla stałego λ można je łatwo scałkować. Wybieramy granicę tak, by liczba Macha zmieniała się od zadanej wielkości do jedynki (minus przenosimy na lewą stronę):

$$-\int_{M}^{M=1} f(M)\,dM = F(M) = \lambda \frac{L_{max}(M)}{D}$$

L_{max} to maksymalna długość rury. Taka, że na końcu tej rury jest ruch z prędkością dźwięku.



Im niższa (dla ruchu poddźwiękowego) liczba M, tym dłuższy odcinek rury jest potrzebny, by na jego końcu ruch odbywał się z prędkością dźwięku. Wśród dołączonych wykresów jest ten, który określa $\lambda \frac{L_{max}}{D}$ w funkcji M. λ jest uważane za stałe.

Mówiąc o średniej współczynnika λ mamy na myśli to, że podczas ruchu wzdłuż przewodu zmieniają się prędkość i temperatura oraz ciśnienie. Tym samym zmianom ulega liczba Reynoldsa, bo

$$Re = \frac{u \cdot d}{\nu}$$

a, jak wiemy, $\nu = \mu/\rho$ i przy zmianie parametrów termodynamicznych zmienia się lepkość. Jest tak, bo $\mu = \mu(T)$, a $\rho = p/RT$. Prędkość zmienia się – co określamy bezpośrednio na podstawie liczby Macha i temperatury.

Szczęśliwie, zmienność λ w zależności od Re nie jest zbyt "ostra": przy zmianie Re od 10^4 do 10^6 – czyli w szerokich granicach – λ nie zmienia się nawet o jeden....

Pozostaje wyznaczyć zależności pomiędzy parametrami stanu. Jest oczywiście tak:

$$T\left(1+\frac{k-1}{2}M^2\right) = T_*\left(1+\frac{k-1}{2}\right)$$

bo energia (a więc i T_0) są niezmienne. Aby określić zmiany ciśnienia piszemy:

$$\frac{p}{R\rho}\left(1+\frac{k-1}{2}M^2\right) = const \longrightarrow \frac{p}{\rho}\left(1+\frac{k-1}{2}M^2\right) = const.$$

Drugim równaniem jest równanie ciągłości:

$$\rho u = \rho\sqrt{k\frac{p}{\rho}}\,M = const \longrightarrow \sqrt{p\rho}\,M = const.$$ (było już wielokrotnie używane)

Eliminujemy masę właściwą i otrzymujemy

$$p^2 M^2\left(1+\frac{k-1}{2}M^2\right) = const = p_*^2\left(1+\frac{k-1}{2}\right)$$

Łatwo teraz znaleźć p_0/p_{0*}. Tak, jak uprzednio mnożymy ułamki

$$\frac{p_0}{p_{0*}} = \frac{p_0}{p}\cdot\frac{p}{p_*}\cdot\frac{p_*}{p_{0*}}.$$

Ułamki p/p_0 wynikają z "hamowania odwracalnego", czyli $\frac{p}{p_0} = \frac{1}{\left(1+\frac{k-1}{2}M^2\right)^{k/k-1}}$.

Wykresy

$$\lambda \frac{L_{max}}{D} = F(M)$$

i

$$p_0/p_{0*} = \Phi(M)$$

są załączone. Posługiwanie się tymi wykresami ułatwia rachunki.

Zadanie

(1) Gaz porusza się z liczbą Macha 0,25. Temperatura wynosi 300K. Ile ciepła trzeba dostarczyć, by uzyskać liczbę Macha 0.8? W jakim stosunku zmieni się ciśnienie? Tarcie pomijamy. $k=1.4$, $\mu = 29$ kg/kmol

Pytanie o ciśnienie jest trywialne. Zachowany jest pęd. A więc $p(1+kM^2) = const$.
Piszemy $p_2/p_1 = (1+kM_1^2)/(1+kM_2^2)$

Ciepło: $q = c_p(T_{02} - T_{01})$. $T_{01} = T_1 / (T_1/T_0)_{M_1} \cong 353K$. $T_{02} = \left.\frac{T_0}{T_{0*}}\right|_{M_2} \left.\frac{T_{0*}}{T_0}\right|_{M_1} \cdot T_{01} = \frac{0.96}{0.22}\cdot 353$

$c_p = \frac{k}{k-1}R \cong 1003\ J/kg\,°K \Rightarrow q \cong 1.19\cdot 10^6\ J.$