



# Podstawy Inżynierii Ciepłej

## Ekspansja gazu przez dławienie

---

. Efekt Joule'a -Thomsona

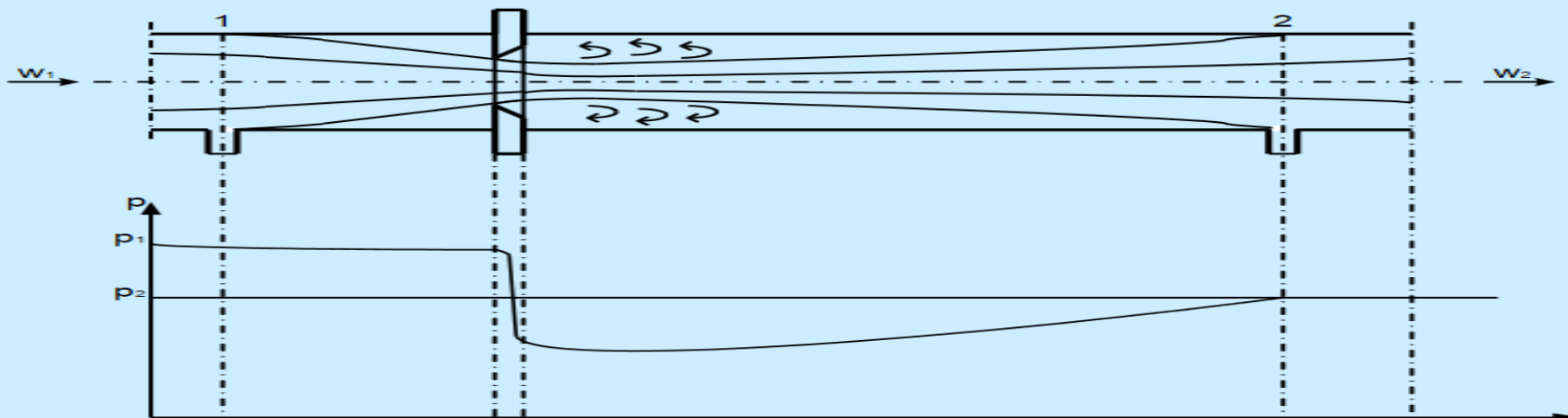
# Ekspansja gazu przez dławienie. Efekt Joule'a -Thomsona



W. Thomson

Adiabatyczne rozprężanie gazu w warunkach przepływu ustalonego, bez wykonania pracy zewnętrznej i przyrostu prędkości przepływającego czynnika nazywamy **dławieniem**.

W praktyce, dławieniem nazywa się taki proces, który realizuje się w przepływającym płynie wskutek nagłej zmiany przekroju przewodu.

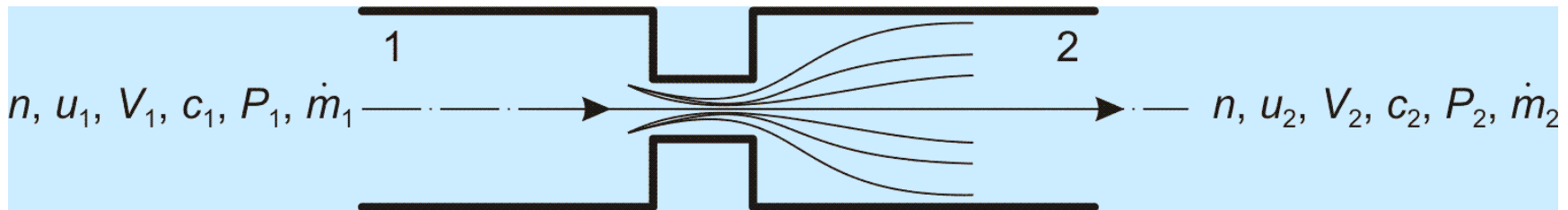


Rys. Realizacja procesu dławienia

# Ekspansja gazu przez dławienie.

## • Efekt Joule'a -Thomsona

Jeśli przewód, w którym zachodzi dławienie jest adiabatycznie izolowany, wtedy proces jest izoenergetyczny.



Zaburzenie, jakie powstaje w płynie w miejscu przewężenia przekroju powoduje niestatyczność procesu i tym samym nieokreśloność parametrów i funkcji stanu przepływającego płynu.

***Dławienie izentalpowe to najprostszы technicznie, najtańszы, praktyczny sposób obniżenia temperatury gazu.***

# Ekspansja gazu przez dławienie.

## Efekt Joule'a -Thomsona

Procesu dławienia nie można przedstawić graficznie w żadnym układzie współrzędnych, gdyż nie jest on ciągłym zbiorem stanów równowagi. W pewnym przybliżeniu można jedynie ustalić stan początkowy i końcowy procesu. Zgodnie z bilansem energetycznym dla adiabatycznego przepływu ustalonego można napisać:

$$(\dot{n} \cdot u_2 - \dot{n} \cdot u_1) + (p_2 \cdot \dot{V}_2 - p_1 \cdot \dot{V}_1) + \left( \frac{\dot{m} \cdot c_2^2}{2} - \frac{\dot{m} \cdot c_1^2}{2} \right) = 0$$

gdzie

- $\dot{n}, \dot{V}, \dot{m}$  - odpowiednio strumień czynnika wyrażony w kmol/s, m<sup>3</sup>/s i kg/s,
- $u$  - energia wewnętrzna.

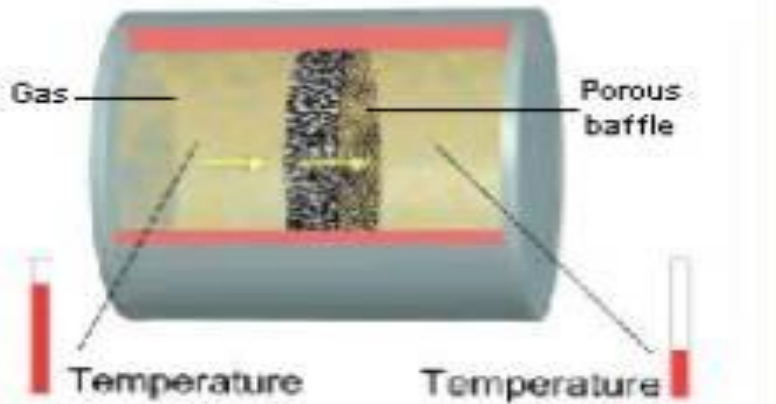
Pomijając zanedbywalnie mały przyrost strumienia energii kinetycznej można napisać:

$$H_2 - H_1 = 0$$

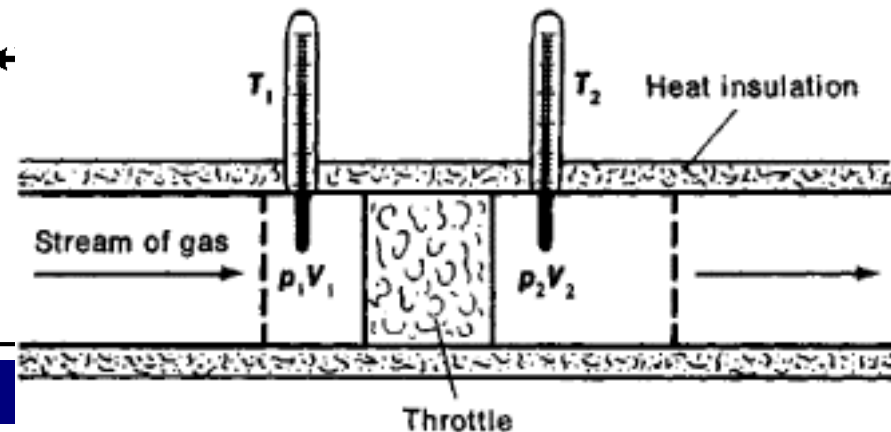
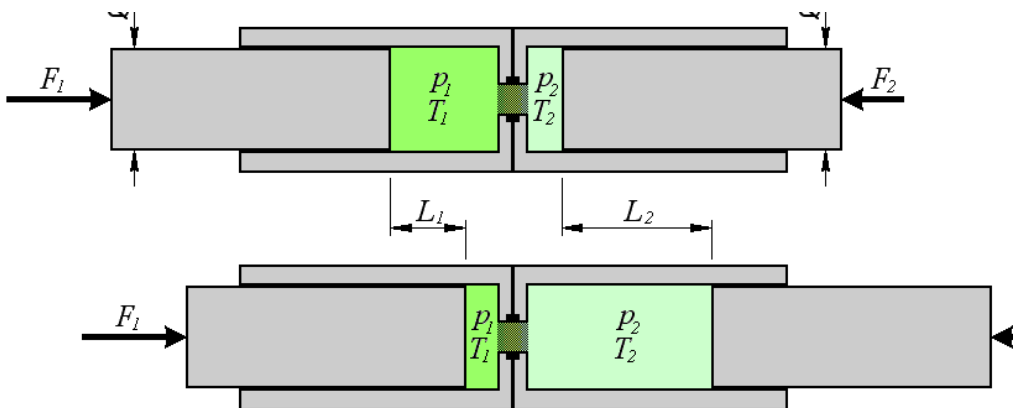
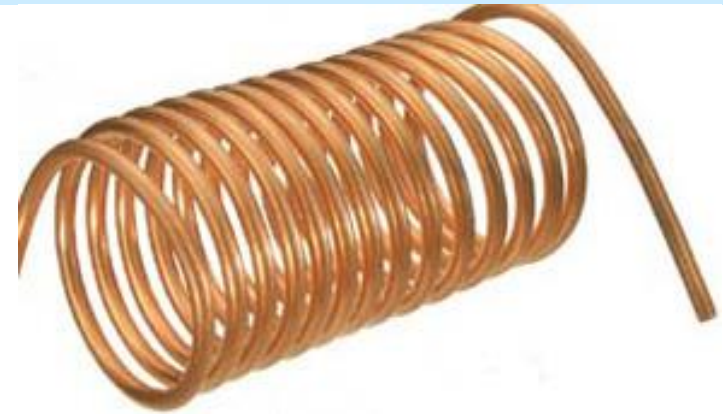
lub

$$h_2 - h_1 = 0$$

Technicznie proces dławienia można zrealizować podczas przepływu gazu przez porowatą zatyczkę, dyszę, kapilarę lub zawór dławiący. W trakcie dławienia wzrastają średnie odległości między cząsteczkami gazu. Efekt dławienia zależy od tego czy pomiędzy cząsteczkami występują oddziaływania i jaki mają charakter.



Throttling cools a gas under certain conditions



# Elementarny różniczkowy efekt Joule'a - Thomsona

Traktując, w ogólnym przypadku, entalpię jako funkcję  $T$  i  $P$  dla izentalpy, na której leżą stany procesu dławienia spełnione jest równanie:

$$h = h(P, T)$$

$$dh = \left( \frac{\partial h}{\partial T} \right)_P dT + \left( \frac{\partial h}{\partial P} \right)_T dP = 0$$

stąd

$$\left( \frac{\partial T}{\partial P} \right)_h = - \frac{\left( \frac{\partial h}{\partial P} \right)_T}{\left( \frac{\partial h}{\partial T} \right)_P} = \delta_h = \mu_h$$

Dla gazu doskonałego  $\left( \frac{\partial h}{\partial P} \right)_T = 0$  stąd  $\delta_h = 0$ .

Dla gazu rzeczywistego  $\delta_h$  może przyjmować wszystkie znaki.

Wielkość  $\delta_h = \left( \frac{\partial T}{\partial P} \right)_h$  nazywa się **elementarnym efektem różniczkowym Joule'a - Thomsona** lub **elementarnym efektem ziębienia**.

# Elementarny różniczkowy efekt Joule'a - Thomsona

Do dalszej analizy wygodnie jest przedstawić elementarny efekt jako funkcję temperatury i objętości. W tym celu skorzystamy z równań różniczkowych entalpii, entropii i potencjału Gibbsa

$$dh = Tds + vdP$$

z drugiej strony jeśli przyjąć, że  $h = h(P, T)$  wtedy

$$dh = \left(\frac{\partial h}{\partial P}\right)_T dP + \left(\frac{\partial h}{\partial T}\right)_P dT$$

ponadto, jeśli  $s = s(P, T)$  to

$$ds = \left(\frac{\partial s}{\partial P}\right)_T dP + \left(\frac{\partial s}{\partial T}\right)_P dT$$

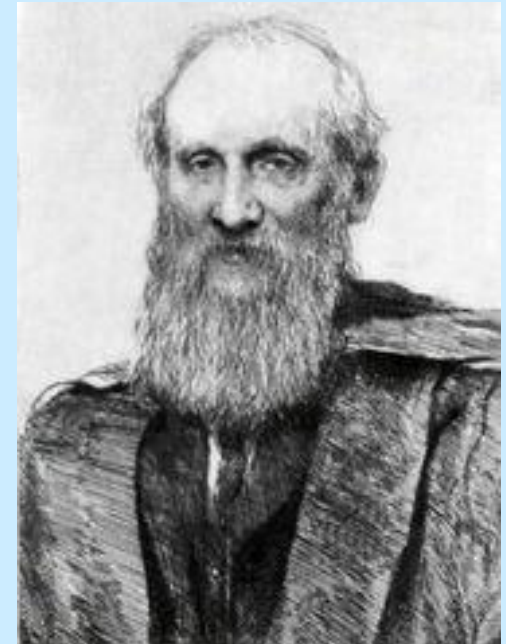
Podstawiając oraz uwzględniając, że

$$\left(\frac{\partial h}{\partial T}\right)_P = c_p = T \left(\frac{\partial s}{\partial T}\right)_P \quad \text{i} \quad \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_P = -\left(\frac{\partial s}{\partial P}\right)_T$$

z warunku Cansky'ego dla różniczki potencjału Gibbsa

otrzymamy 
$$d\Phi = VdP - sdT$$

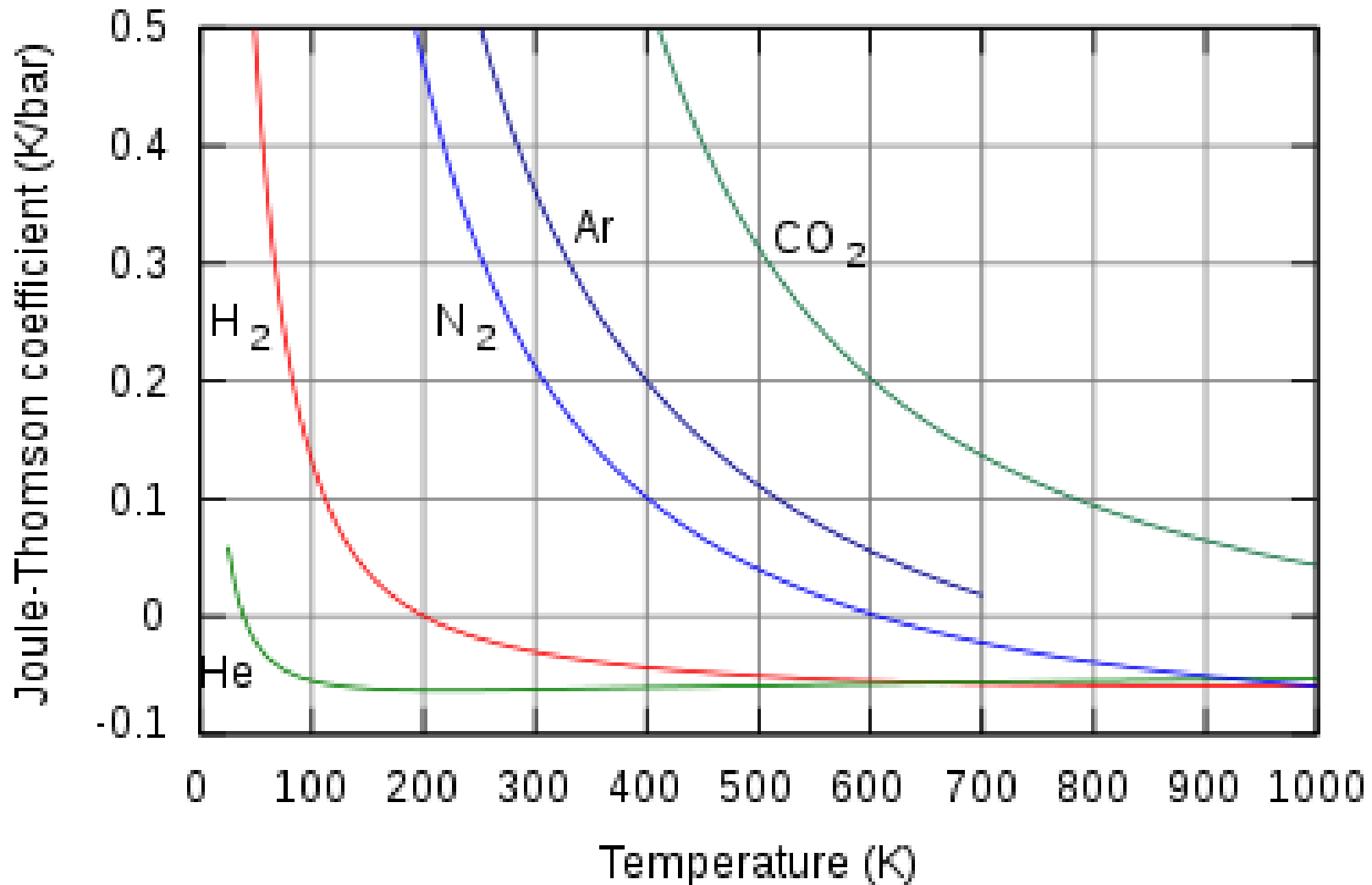
$$\delta_h = \left(\frac{\partial T}{\partial P}\right)_h = \frac{1}{c_p} \left[ T \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_P - v \right]$$



Rys. William Thomson

Jest to równanie wyprowadzone po raz pierwszy przez W. Thomsona i nazywa się jego imieniem.

# Temperatura Inwersji





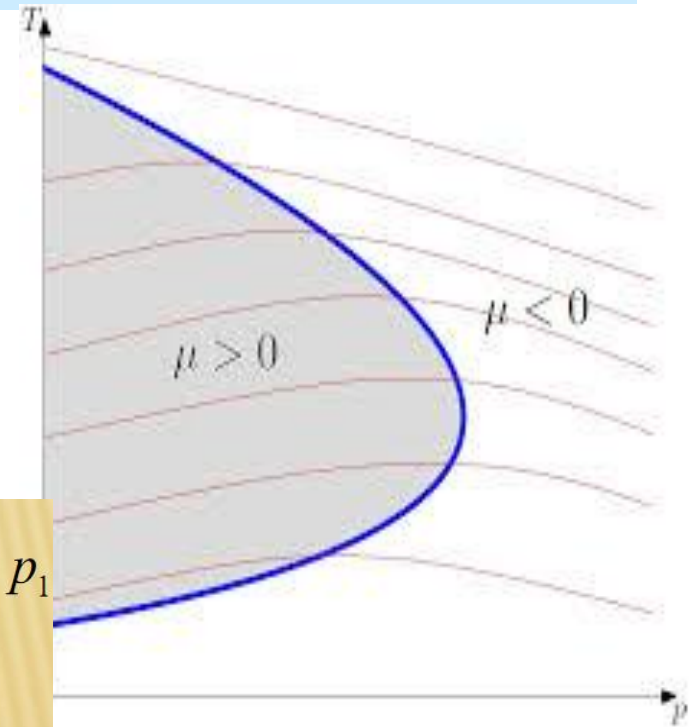
# Elementarny różniczkowy efekt Joule'a - Thomsona

Gdy

$$T \left( \frac{\partial v}{\partial T} \right)_P > v \quad \text{to} \quad \mu_h < 0$$

$$T \left( \frac{\partial v}{\partial T} \right)_P = v \quad \text{to} \quad \mu_h = 0$$

$$T \left( \frac{\partial v}{\partial T} \right)_P < v \quad \text{to} \quad \mu_h > 0$$



$$\mu_h > 0 - \text{oziężenie} \quad \frac{\Delta T}{\Delta P} = \frac{(T_2 - T_1)}{(p_2 - p_1)} > 0; \quad T_2 < T_1 \quad p_2 < p_1$$

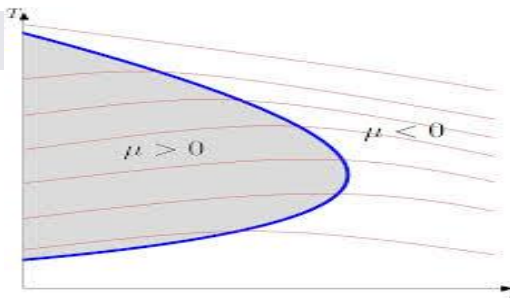
$$\mu_h < 0 - \text{ogrzewanie} \quad \frac{\Delta T}{\Delta P} = \frac{(T_2 - T_1)}{(p_2 - p_1)} < 0; \quad T_2 > T_1$$

$\mu_h = 0$  - brak zmiany temperatury

Zmiana znaku różniczkowego izentalpowego efektu Joule'a - Thomsona nazywana jest

**inwersją**. W punkcie inwersji  $\left( \frac{\partial T}{\partial P} \right)_h = 0$

# Krzywa inwersji



Dodatni efekt Joule'a - Thomsona oznacza oziębianie się płynu w czasie dławienia, ujemny ogrzewanie się, zaś zerowy niezmiennosc temperatury. Który z tych trzech przypadków występuje, rozstrzyga równanie stanu dla danego stanu początkowego. Zbiór punktów spełniających równanie tworzy krzywą w przestrzeni stanów zwaną **krzywą inwersji**.

Dla gazu doskonałego:

$$V = \frac{RT}{P} \quad \text{stąd} \quad \left( \frac{\partial V}{\partial T} \right)_P = \frac{R}{P} \quad \text{zatem} \quad T \left( \frac{\partial V}{\partial T} \right)_P = T \frac{R}{P} = V$$

Z równania Thomsona wynika

$$\delta_h = 0.$$

Ponieważ gazy rzeczywiste podczas dławienia oziębiają się lub ogrzewają, zatem zbiory tych stanów podzielone są krzywą inwersji o równaniu:

$$V = T \left( \frac{\partial V}{\partial T} \right)_P$$

W stanach położonych na krzywej inwersji przy dławieniu adiabatyczno-izentalpowym gaz rzeczywisty zachowuje się tak jak gaz doskonały

$$dT = 0 \quad \delta_h = 0 \quad T \left( \frac{\partial v}{\partial T} \right)_P = v \quad \beta = \frac{1}{T}$$

# Właściwości gazu rzeczywistego – Równanie Van der Waalsa

$$\left( p + \frac{a}{v^2} \right) \cdot (v - b) = R \cdot T$$

$a/v^2$  - ciśnienie kohezyjne przeciwdziałające ekspansji gazu

$a$  - współczynnik kohezji

$b$  - najmniejsza objętość do której można sprężyć 1 kg danego gazu

Kohezja-zjawisko stawiania oporu przez ciało fizyczne poddawane rozdziałowi na części.

Jej miara jest praca potrzebna do określeni a określonego ciała na części podzielone przez powierzchnie powstała na wskutek tego rozdzielenia

# Dławienie gazu rzeczywistego

Po przekształceniu równania Van der Waalsa określamy pochodne:

$$\left(p + \frac{a}{v^2}\right) \cdot (v - b) = R \cdot T$$

$$\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v = \frac{R}{v - b}, \quad \left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)_T = -\frac{RT}{(v - b)^2} + \frac{2a}{v^3}$$

$$p = \frac{R \cdot T}{(v - b)} - \frac{a}{v^2}$$

$$\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p \left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)_T \left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_v = -1$$

$$\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p = -\frac{\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v}{\left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)_T} = \frac{\frac{R}{v - b}}{\frac{RT}{(v - b)^2} + \frac{2a}{v^3}}$$

Podstawiamy do wyrażenia na Różniczkowy współczynnik dławienia  $\mu_h$

# Dławienie gazu rzeczywistego

- × Różniczkowy efekt dławienia

$$\mu_h = \frac{\frac{2a}{RT} - b}{c_n}$$

- × Temperaturę inwersji gazu opisanego Równaniem van der Waalsa otrzymujemy Po przyrównaniu licznika do zera

$$\frac{2a}{RT} - b = 0 \quad \Rightarrow \quad T_{inv} = \frac{2a}{Rb}$$

# Temperatura inwersji

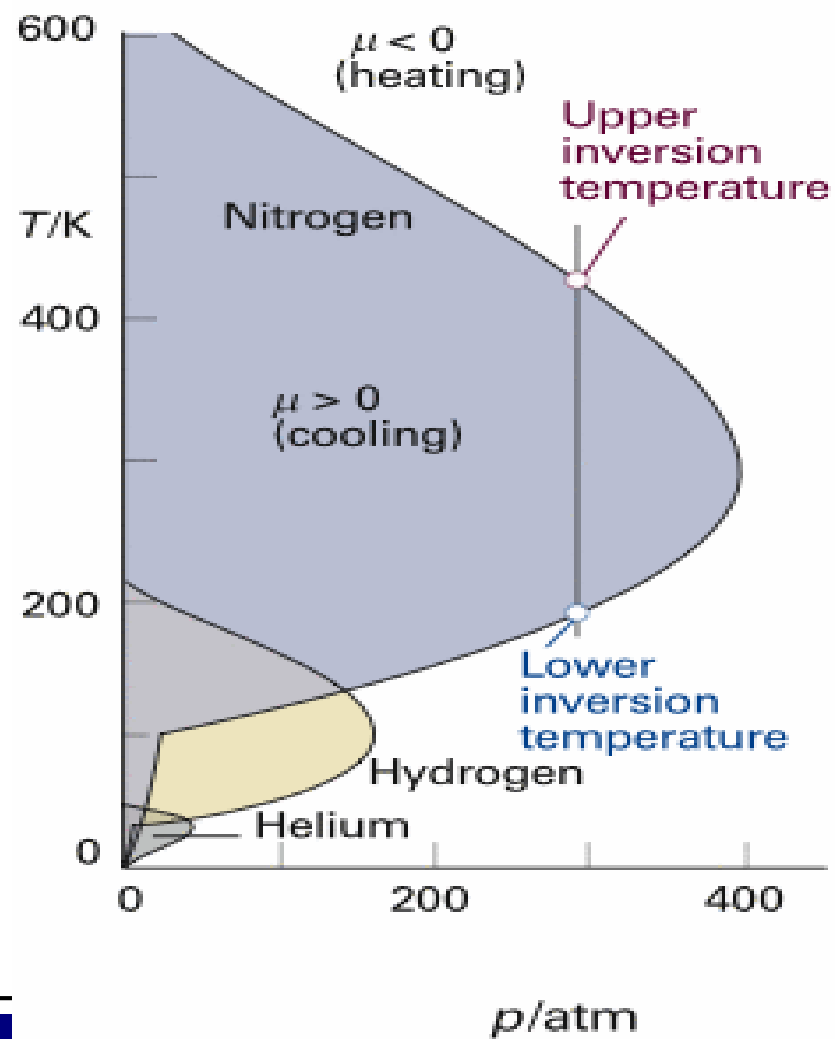
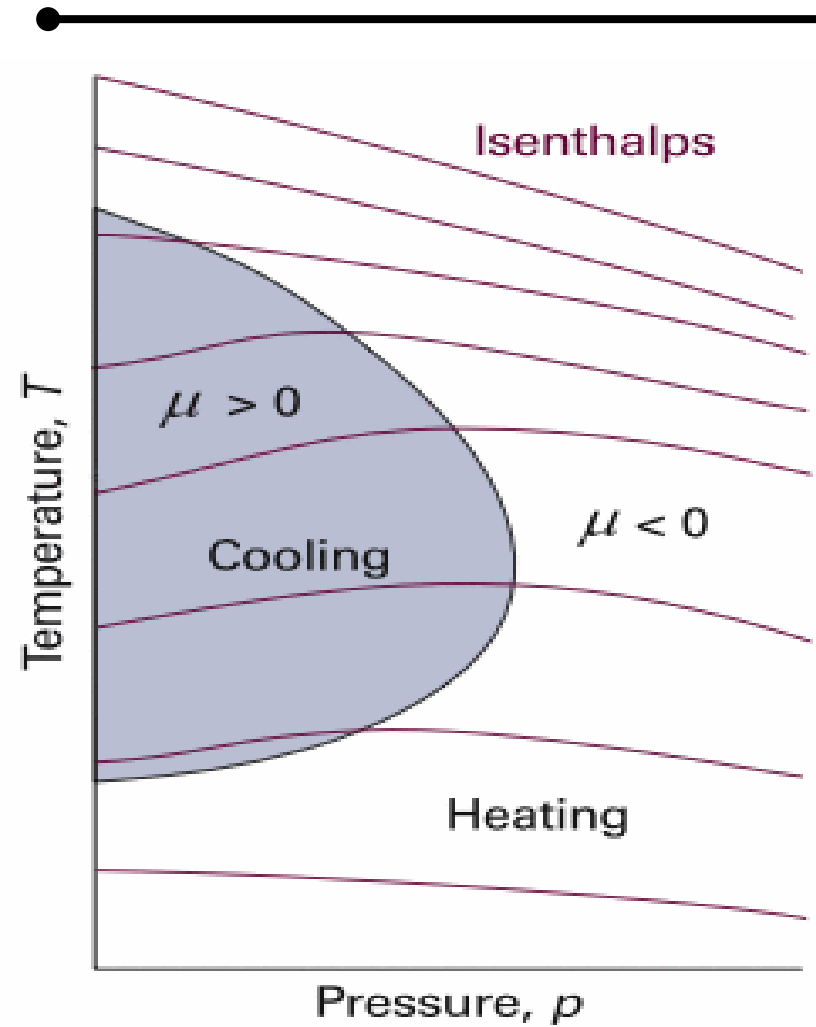
Gaz	Maksymalna temperatura inwersji, K	
	eksperyment	z równania van der Walsa
Argon	765	-----
Azot	604	837
Hel – 3	39	-----
Hel – 4	46	34,3
Neon	230	-----
Powietrze	650	895
Metan	953	-----
Tlen	771	1090
Wodór	204,6	223

Grupa A – temp. inwersji  $>$   $T_{\text{pok.}}$

Grupa B – temp. inwersji  $<$   $T_{\text{pok.}}$

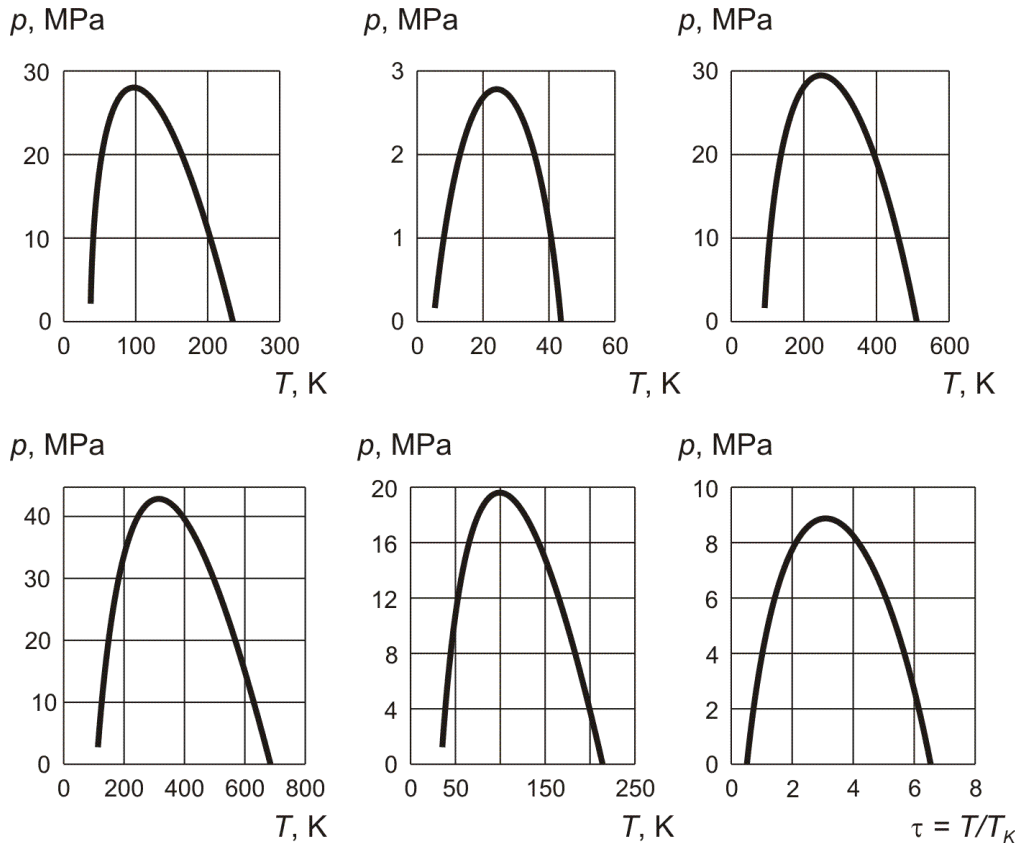
Dla gazów z grupy A dławienie izentalpowe jest wystarczającym procesem do skroplenia tych gazów w temperaturze otoczenia.

Gazy z grupy B należy wstępnie ochłodzić do temperatury niższej od temperatury inwersji aby w dalszym procesie dławienia izentalpowego było możliwe obniżenie ich temperatury



# Krzywa inwersji

Na rysunku przedstawiono krzywe inwersji dla wybranych gazów ale w układzie współrzędnych  $(\rho, T)$ . Obszar pod krzywą inwersji odpowiada dodatniemu efektowi dławienia, obszar nad krzywą – ujemnemu efektowi.



Rys. Krzywe inwersji dla niektórych gazów:  
a) – neon, b) – hel, c) - azot, d) – powietrze,  
e) – wodór, f) – gaz Van der Waalsa



# Izotermiczny efekt dławienia

**Izotermicznym efektem dławienia** nazywa się pochodną cząstkową entalpii względem ciśnienia przy ustalonej temperaturze:

$$\varepsilon = -\left(\frac{\partial h}{\partial P}\right)_T$$

Stosunek  $-\left(\frac{\Delta h}{\Delta P}\right)_T$  daje w granicy pochodną  $-\left(\frac{\partial h}{\partial P}\right)_T = \varepsilon$ .

Wielkość tę nazywa się **elementarnym izotermicznym efektem dławienia**.

Na podstawie wzoru  $\Pi_{inw} = \frac{P_{inw}}{P_k} = \frac{9(2\varphi - 1)}{\varphi^2}$  oraz zależności  $c_p = \left(\frac{\partial h}{\partial T}\right)_P$  efekt ten można wyrazić za pomocą  $\delta h$  i  $c_p$  następująco

$$\varepsilon = -\frac{\left(\frac{\partial h}{\partial P}\right)_T}{\left(\frac{\partial h}{\partial T}\right)_P} = c_p \delta_h$$

Znak  $\varepsilon$  pokrywa się ze znakiem  $\delta h$ , gdyż  $c_p > 0$ . Podobnie wartości zerowe,  $\delta h = 0$  to również  $\varepsilon = 0$ , stąd krzywa inwersji jest również krzywą inwersji izotermicznego efektu dławienia.

Przyrost entalpii jest równy

$$\Delta h_T = \int_{p_1}^{p_2} \delta_h c_p dp$$

# Całkowy efekt Joule'a -Thomsona

W praktyce zawsze podczas dławienia następuje określony spadek ciśnienia gazu

$$\Delta p = p_2 - p_1.$$

Dla takiego określonego procesu:

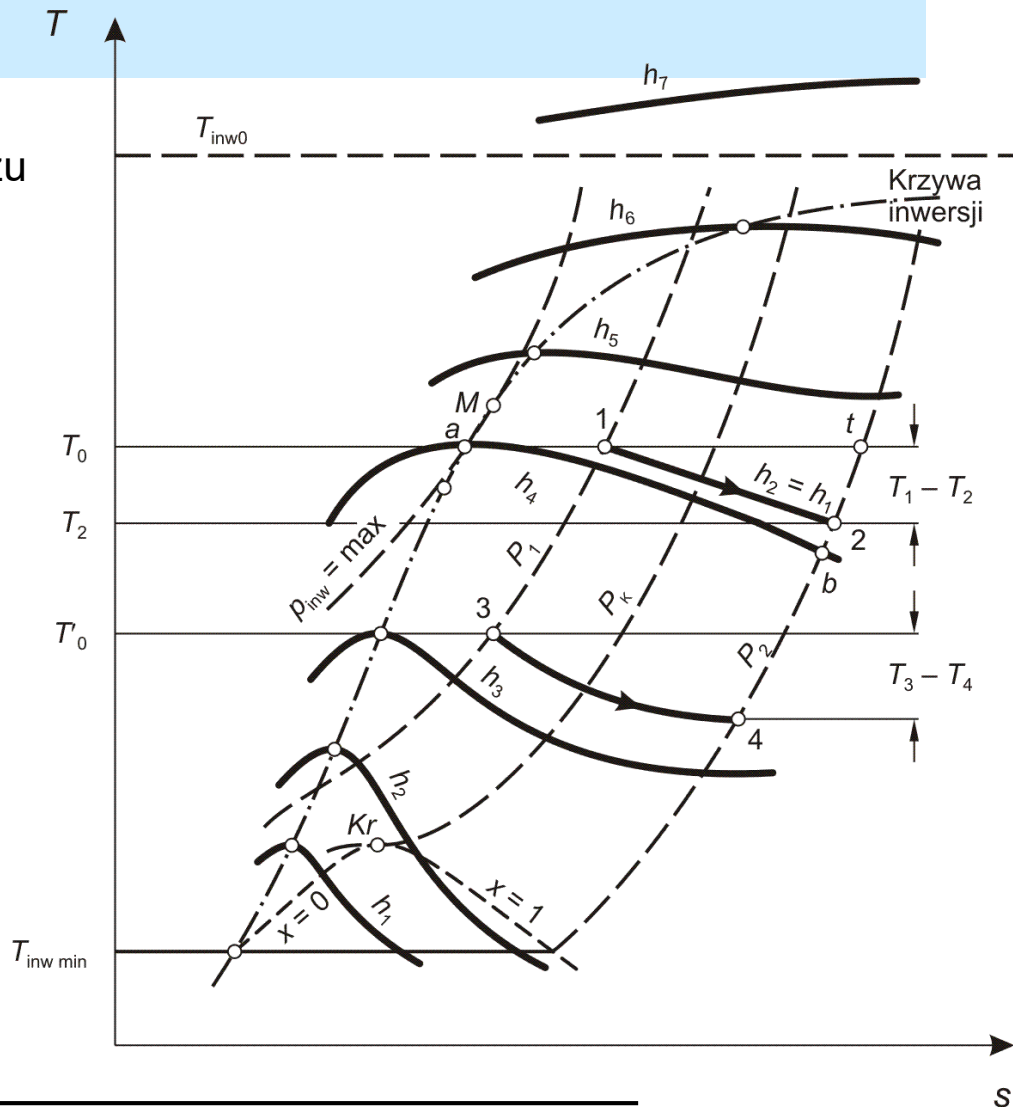
$$\begin{aligned} \Delta T_h &= T_2 - T_1 = \int_{p_1}^{p_2} \left( \frac{\partial T}{\partial p} \right)_h dp = \\ &= \int_{p_1}^{p_2} \delta_h dp = \int_{p_1}^{p_2} \frac{1}{c_p} \left[ T \left( \frac{\partial v}{\partial T} \right)_p - v \right] dp \end{aligned}$$

i dalej

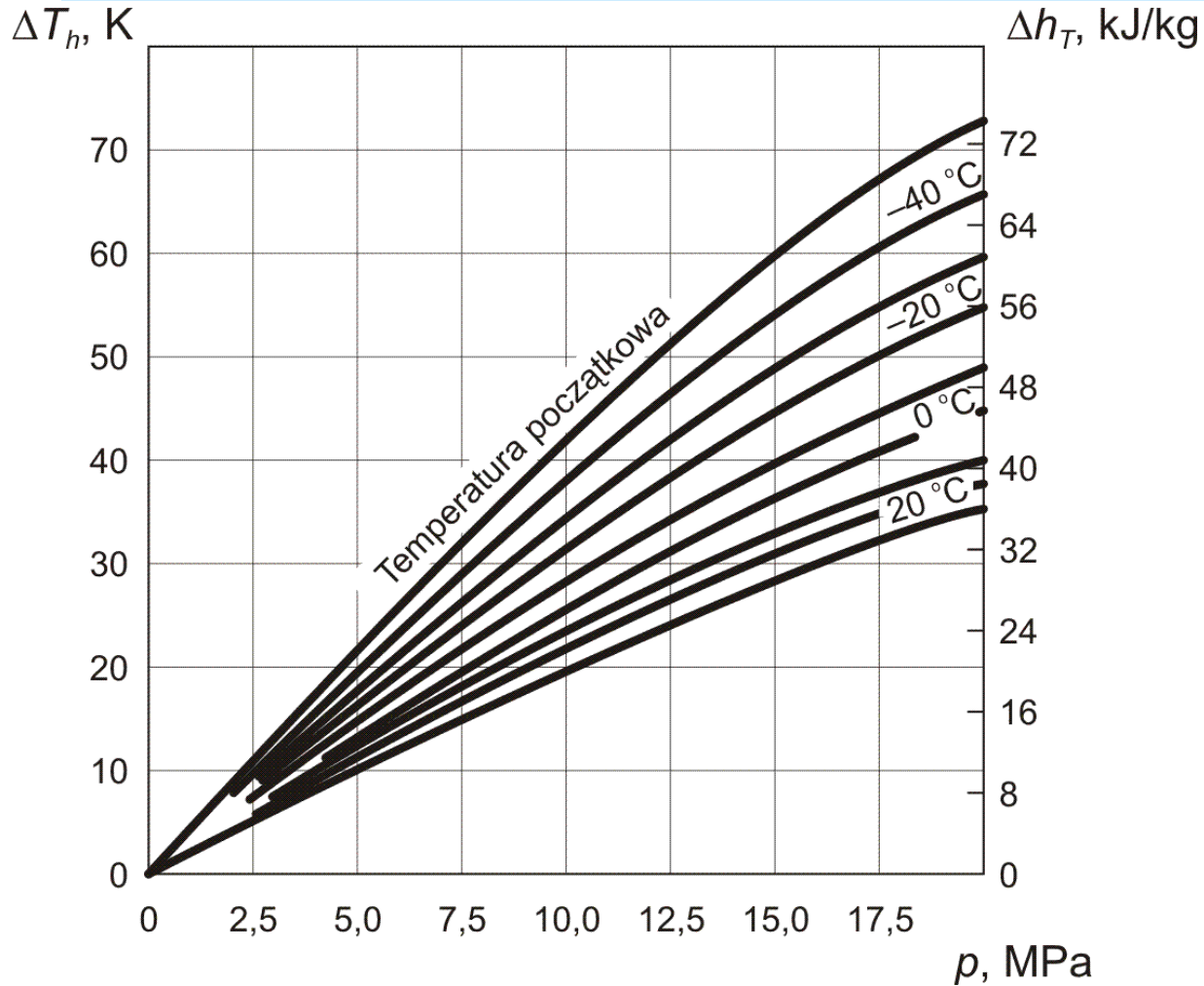
$$\left( \frac{\Delta T}{\Delta p} \right)_h = \frac{1}{\Delta p} \int_p^{p+\Delta p} \delta_h dp$$

To wyrażenie określane bywa jako **całkowy (całkowity) efekt Joule'a -Thomsona**.

Rys. Charakter przebiegu krzywej inwersji na wykresie o współrzędnych  $T$ - $s$



# Całkowy efekt Joule'a -Thomsona



Rys. Współczynniki izotermiczny  $\Delta h_T$  i całkowity  $\Delta T_h$  temperaturowego efektu dławienia dla powietrza

# Wartości elementarnego efektu Joule'a - Thomsona

Wartość współczynnika  $\delta_h$  można wyrazić jako sumę:

$$\delta_h = (\delta u)_h + (\delta pv)_h$$

- $(\delta u)_h$  - zmiana temperatury spowodowana działaniem sił wewnętrznych,
- $(\delta pv)_h$  - wartość przetłaczania przed i po zdławieniu.

Przyjmując  $u = \text{const}$ ,  $v = \text{const}$

$$(\delta u)_h = \frac{\left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_T \left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_h}{c_v}$$

$$(\delta pv)_h = - \frac{\left[\frac{\partial (pv)}{\partial p}\right]}{c_v}$$

Związki pomiędzy  $(\delta u)_h$  i  $(\delta pv)_h$  określa znak efektu Joule'a - Thomsona.

Wielkość  $(\delta pv)_h$  jest zawsze ujemna i powoduje ogrzewanie się gazu, które jest niwelowane przez  $(\delta u)_h$ .

Porównując ekspansję adiabatyczną z procesem dławienia można zauważyć, że ekspansja adiabatyczna zawsze połączona jest ze znacznym spadkiem temperatury gazu. Połączona z wykonaniem pracy zewnętrznej daje większy spadek temperatury niż dławienie.

# Wartości elementarnego efektu Joule'a – Thomsona dla gazów rzeczywistych

Biorąc pod uwagę, że:

$$\left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_h = \delta_h = \frac{1}{c_p} \left[ T \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p - v \right] = \frac{vT}{c_p} \left( \beta - \frac{1}{T} \right)$$

lub

$$\delta_h = \frac{1}{c_p} \left[ \frac{RT^2}{p} \left(\frac{\partial z}{\partial T}\right)_p \right]$$

oraz

$$\delta_s = \frac{RT}{c_p \rho} \left[ z + T \left(\frac{\partial z}{\partial T}\right)_p \right]$$

można napisać

$$\delta_s = \delta_h + \frac{v}{c_p}$$

i dalej

$$\frac{\delta_h}{\delta_s} = 1 - \frac{1}{\beta T}$$

Przykładowo:

podczas izentropowej ekspansji powietrza przy parametrach początkowych:

$$T_o = 300 \text{ K}, \quad p_o = 1,0 \text{ MPa} \quad \rightarrow \quad \Delta T = 140 \text{ K}$$

przy dławieniu

$$T_o = 300 \text{ K}, \quad p_o = 1,0 \text{ MPa} \quad \rightarrow \quad \Delta T = 2,5 \text{ K}$$

# Wartości elementarnego efektu Joule'a - Thomsona

Przy niezbyt wielkich ciśnieniach wartość  $\delta_k$  dla danego gazu zależy praktycznie tylko od temperatury. Joule i Thomson prowadzili badania dławienia gazów w przedziale temperatur 273-373 K i do ciśnienia 0,6 MPa, otrzymując empiryczną zależność:

$$\delta_h = a_0 \left( \frac{273}{T} \right)^2$$

■  $a_0$  - stała.

Przy wzroście gęstości gazu  $\delta_k$  zaczyna zależeć również od ciśnienia. Jak wynika z ich badań  $\delta_k$  maleje, gdy ciśnienie rośnie, a zależność  $\delta_k$  od  $p$  jest prawie liniowa

$$\delta_h = (a_0 - b_0 p) \left( \frac{273}{T} \right)^2$$

Dla powietrza

$$a_0 = 0,268$$
$$b_0 = 0,00086$$

dla tlenu

$$a_0 = 0,313$$
$$b_0 = 0,00085$$

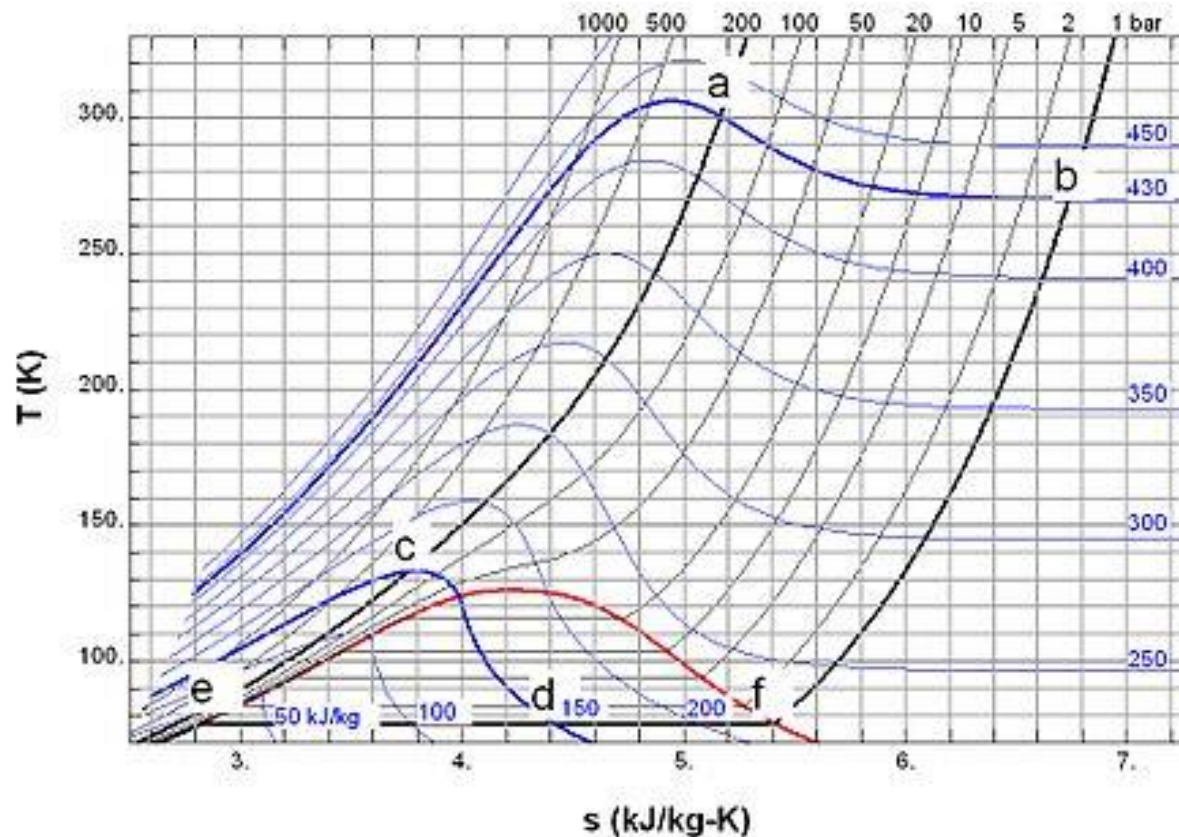
# Wartości elementarnego efektu Joule'a - Thomsona

Tabela. Izotermiczny efekt dławienia dla azotu, powietrza i argonu przy  $T = 300\text{K}$  i różnych wartościach ciśnienia  $p_2$

Gaz	$p_2$ , MPa							
	40	35	30	25	20	15	10	5
Azot	50,7	49,9	48,7	45,7	40,5	32,5	23,5	13,3
Powietrze	56,2	55,7	54,5	50,3	44,8	37,2	25,9	12,1
Argon	81,0	78,5	73,5	66,7	57,5	45,7	31,4	16,1
$(\Delta h_T)_{Ar}/(\Delta h_T)_N$	1,59	1,57	1,51	1,46	1,42	1,40	1,33	1,21

Tabela. Efekt Joule'a - Thomsona

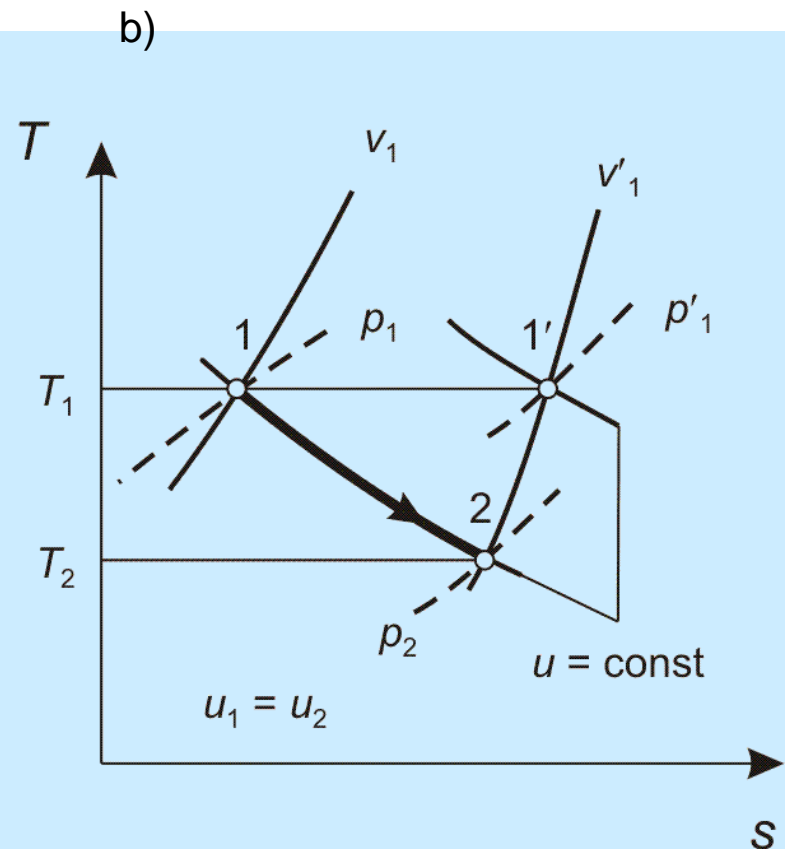
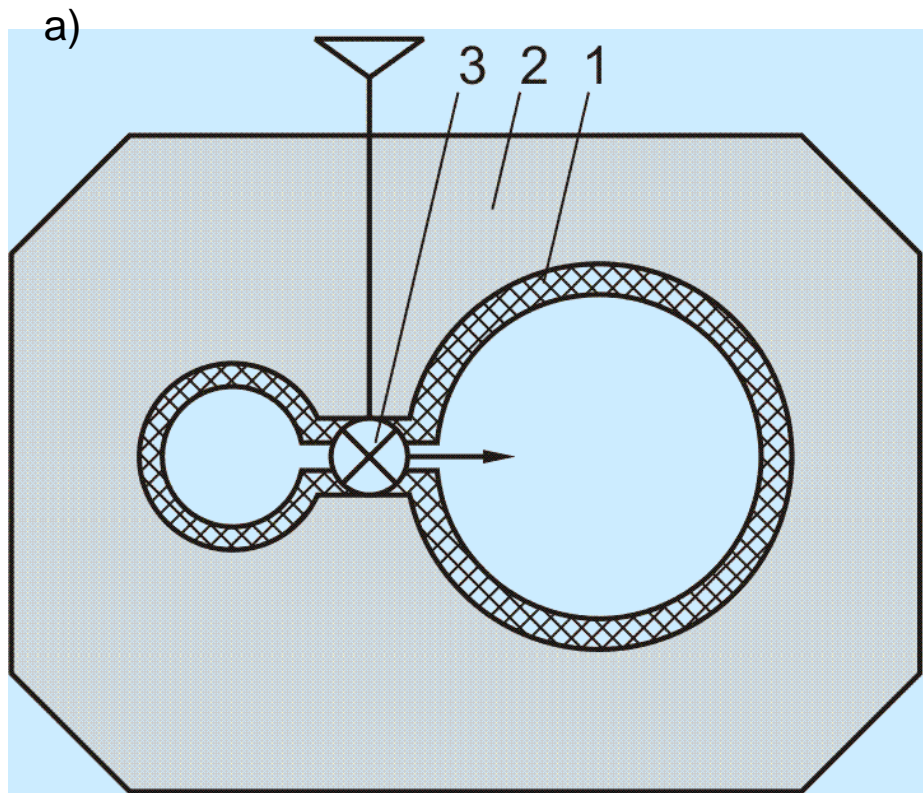
$T$ , K	$t$ , °C	$p = 5$ MPa	$p = 10$ MPa	$p = 20$ MPa
320	46,84	9,1	17,5	29,5
260	-13,16	15,1	29,0	51,5
200	-73,16	27,5	56,2	87,1



- a  $T = 300 \text{ K}$ ,  $p = 200 \text{ bar}$ ,  $s = 5.16 \text{ kg}/(\text{kgK})$ ,  $h = 430 \text{ kJ}/\text{kg}$ ;
- b  $T = 270 \text{ K}$ ,  $p = 1 \text{ bar}$ ,  $s = 6.79 \text{ kg}/(\text{kgK})$ ,  $h = 430 \text{ kJ}/\text{kg}$ ;
- c  $T = 133 \text{ K}$ ,  $p = 200 \text{ bar}$ ,  $s = 3.75 \text{ kg}/(\text{kgK})$ ,  $h = 150 \text{ kJ}/\text{kg}$ ;
- d  $T = 77.2 \text{ K}$ ,  $p = 1 \text{ bar}$ ,  $s = 4.40 \text{ kg}/(\text{kgK})$ ,  $h = 150 \text{ kJ}/\text{kg}$ ;
- e  $T = 77.2 \text{ K}$ ,  $p = 1 \text{ bar}$ ,  $s = 2.83 \text{ kg}/(\text{kgK})$ ,  $h = 28 \text{ kJ}/\text{kg}$  (saturated liquid at 1 bar);
- f  $T = 77.2 \text{ K}$ ,  $p = 1 \text{ bar}$ ,  $s = 5.41 \text{ kg}/(\text{kgK})$ ,  $h = 230 \text{ kJ}/\text{kg}$  (saturated gas at 1 bar);



# Proces $u = const$

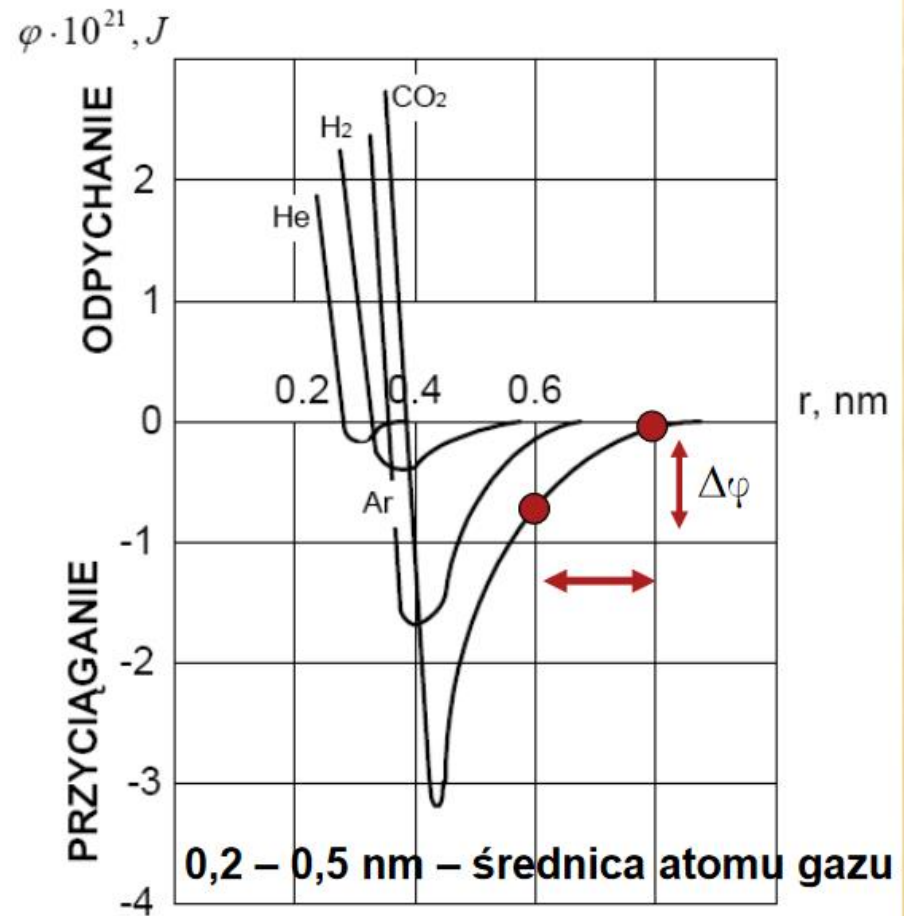


Rys. Schemat realizacji procesu  $u = const$  a), i jego przedstawienie na wykresie  $T$ - $S$  b)

# $U = \text{const}$ , energia potencjalna

- ✗ Dla gazów rzeczywistych istnieją oddziaływania pomiędzy cząsteczkami
- ✗ Energię potencjalną tych oddziaływań opisuje potencjał Lennarda-Jonesa:

$\epsilon_0$  - min energii potencjalnej  
 $r$  - odległość pomiędzy molekułami  
 $\sigma$  - odl. pomiędzy molekułami przy której równoważą się siły przyciągania i odpychania



# Proces $u = \text{const}$ , dla gazu doskonałego

Zmianę temperatury gazu w procesie  $u = \text{const}$  można określić zależnościami

$$du = \left(\frac{\partial u}{\partial T}\right)_v dT + \left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_T dv = q_v dT + \left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_T dv$$

$$du = \left(\frac{\partial u}{\partial T}\right)_p dT + \left(\frac{\partial u}{\partial p}\right)_T dp$$

i otrzymać

$$\left(\frac{\partial T}{\partial v}\right)_u = -\frac{1}{c_v} \left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_T$$

lub

$$\left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_u = \delta_u = -\frac{\left(\frac{\partial u}{\partial p}\right)_T}{\left(\frac{\partial u}{\partial T}\right)_p}$$

Biorąc pod uwagę, że

$$du = Tds - pdv$$

$$\left(\frac{\partial u}{\partial T}\right)_p = T \left(\frac{\partial s}{\partial T}\right)_p - p \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p$$

# Proces $u = \text{const}$

i dalej

$$\delta_u = -\frac{\left(\frac{\partial u}{\partial p}\right)_T}{c_p - \beta p v}$$

gdzie

$$\beta = \frac{1}{v} \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p$$

otrzymujemy

$$\delta_u = -\frac{\left(\frac{\partial u}{\partial p}\right)_T}{c_p - \beta p v}$$

Dla gazu doskonałego

$$\left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_T = \left(\frac{\partial u}{\partial p}\right)_T = 0$$

# Proces $u = \text{const}$ , gaz rzeczywisty

Jeżeli jednak takie doświadczenie przeprowadzić z silnie sprężonymi gazami rzeczywistymi, to temperatura nie pozostaje stała, ale obniża się  $T_2 < T_1$ . W takim przypadku w procesie  $u = \text{const}$  dla dowolnego gazu rzeczywistego  $\delta_u$  zawsze przyjmie znak dodatni – temperatura obniża się.

Po podstawieniu otrzymamy wyrażenie na różniczkowy współczynnik oziębiania w procesie  $u = \text{const}$

$$\left(\frac{dT}{dv}\right)_u = \frac{T\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v - p}{c_v} = \frac{p}{c_v}(\alpha T - 1),$$

Dla gazu doskonałego:

$$\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right) = p / T$$

$\alpha$  - jest współczynnikiem temperaturowej prężności gazu.

Wykorzystując równanie Van der Waalsa:

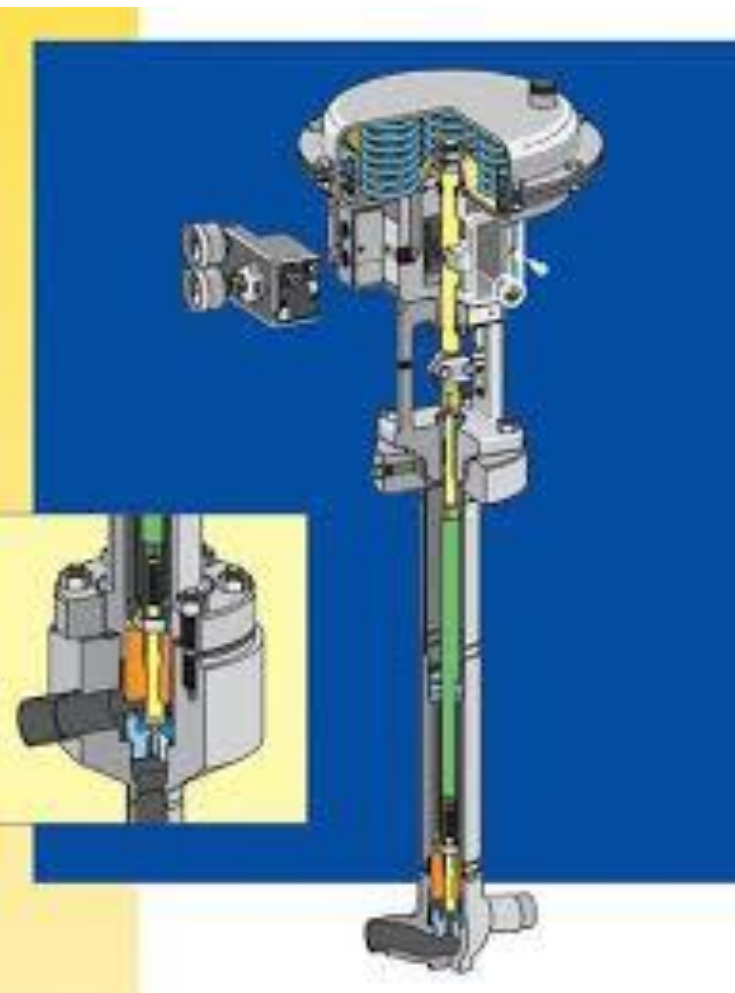
$$p = RT / (v - b) - a / v^2$$

$$\left(\frac{dT}{dv}\right)_u = -\frac{a}{c_v v^2}$$

Możemy wyliczyć zmianę temperatury:

$$T_2 - T_1 = -\frac{1}{c_v} \int_{v_1}^{v_2} \frac{dv}{v^2} = \frac{a}{c_v} \left( \frac{1}{v_2} - \frac{1}{v_1} \right)$$

# Zawory Joule'a -Thomsona



# Skraplanie gazów

Żeby skroplić gaz trzeba temperaturę obniżyć poniżej jego temperatury krytycznej (patrz: izotermy par).

Gaz musi stać się parą nienasyconą, potem nasyconą i wtedy może rozpocząć się jego skraplanie. Dla części gazów jest to proste, ponieważ ich temperatury krytyczne są wysokie. Np. dla chloru  $T_k = 132,4^\circ\text{C}$ , a dla ksenonu  $T_k = 16,7^\circ\text{C}$ .

Wystarczy naczynia z tymi, i kilkoma innymi gazami, zanurzać w mieszaninie wody z lodem (czyli w temperaturze  $0^\circ\text{C}$  - niższej niż ich krytyczna) i zwiększać izotermicznie ciśnienie nad nimi. Gazy te ulegną wtedy skropleniu.

# Skraplanie gazów

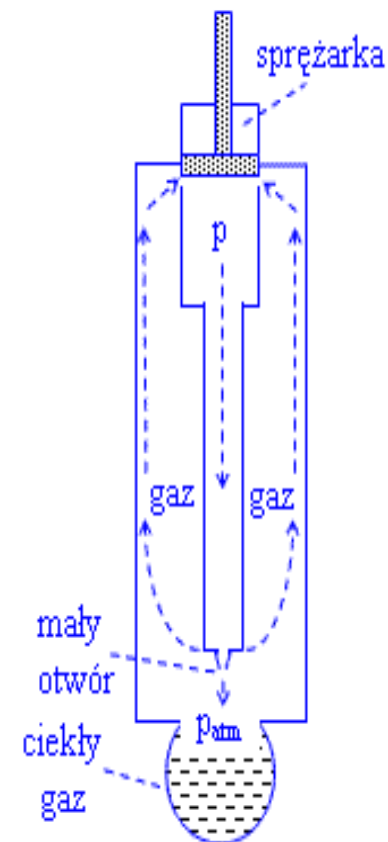
Trudniej jest skroplić tlen ( $T_k = -118,8^\circ\text{C}$ ), azot ( $T_k = -147,1^\circ\text{C}$ ), wodór ( $T_k = -239,9^\circ\text{C}$ ), hel ( $T_k = -267,9^\circ\text{C}$ ). Temperatura krytyczna helu jest bliska zera bezwzględnego.

Jedną z metod oziębiania tych gazów jest zmuszanie ich do wielokrotnego rozprężania adiabatycznego.

Wtedy gaz, rozprężając się, wykonuje nad otoczeniem pracę kosztem swojej energii wewnętrznej. Za każdym razem powoduje to obniżenie jego temperatury.

Tak możemy zejść poniżej temperatury krytycznej gazu. Rysunek obok przedstawia sprężarkę, która wywiera bardzo duże ciśnienie  $p$  na gaz, który jest tłoczony w dół. Napotykając mały otwór gaz rozpręża się adiabatycznie do ciśnienia atmosferycznego  $p_{\text{atm}}$  oziębiając się przy tym. Po wielokrotnym przejściu przez mały otwór gaz oziębia się poniżej swojej temperatury krytycznej i skrapla zbierając się w naczyniu pod ciśnieniem atmosferycznym.

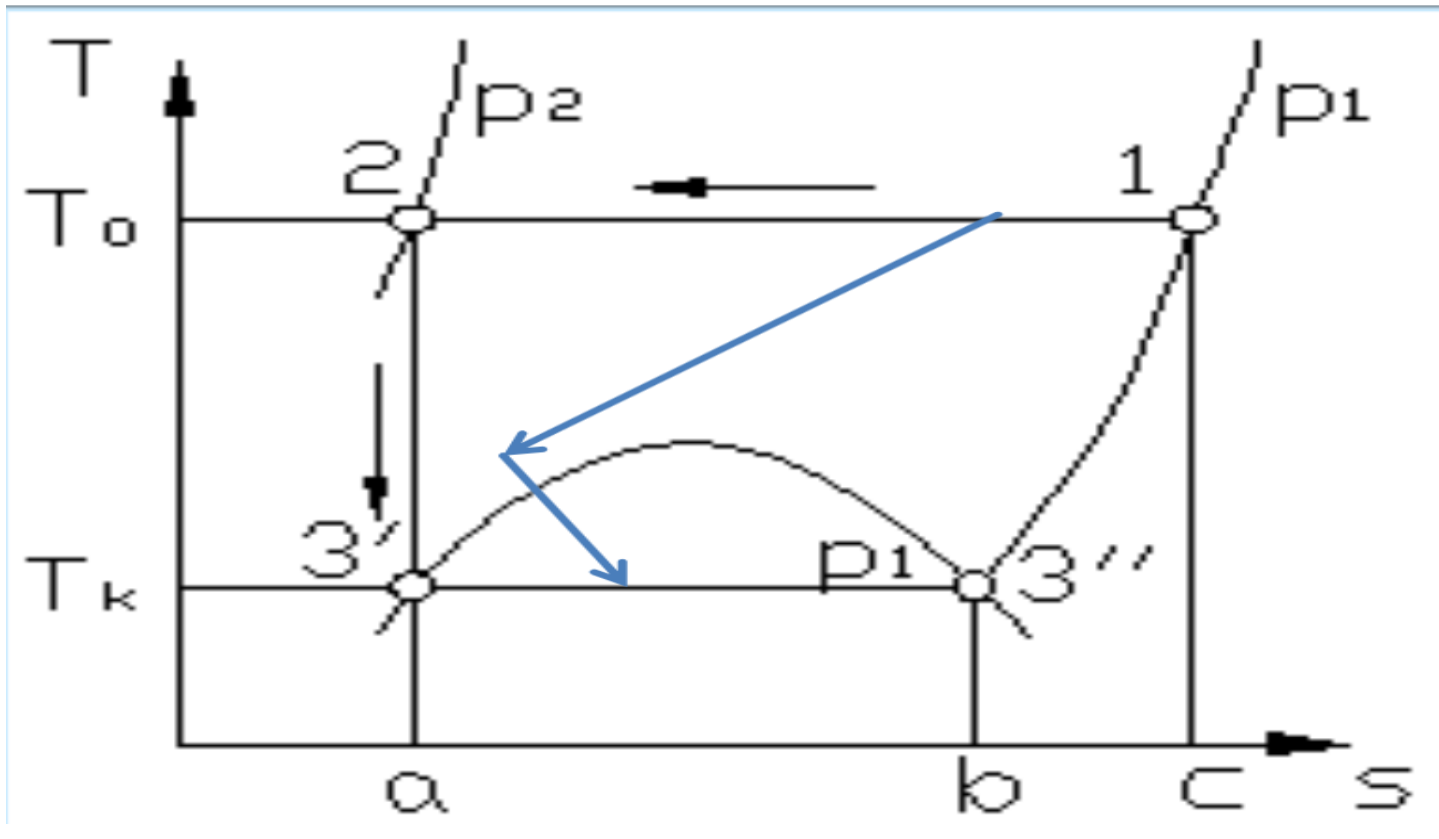
Jeśli gazem w tym urządzeniu będzie powietrze, to kolejno będą się skraplały gazy, będące składnikami powietrza, których temperatury krytyczne są coraz to niższe. Będzie można je kolejno zbierać w naczyniu.

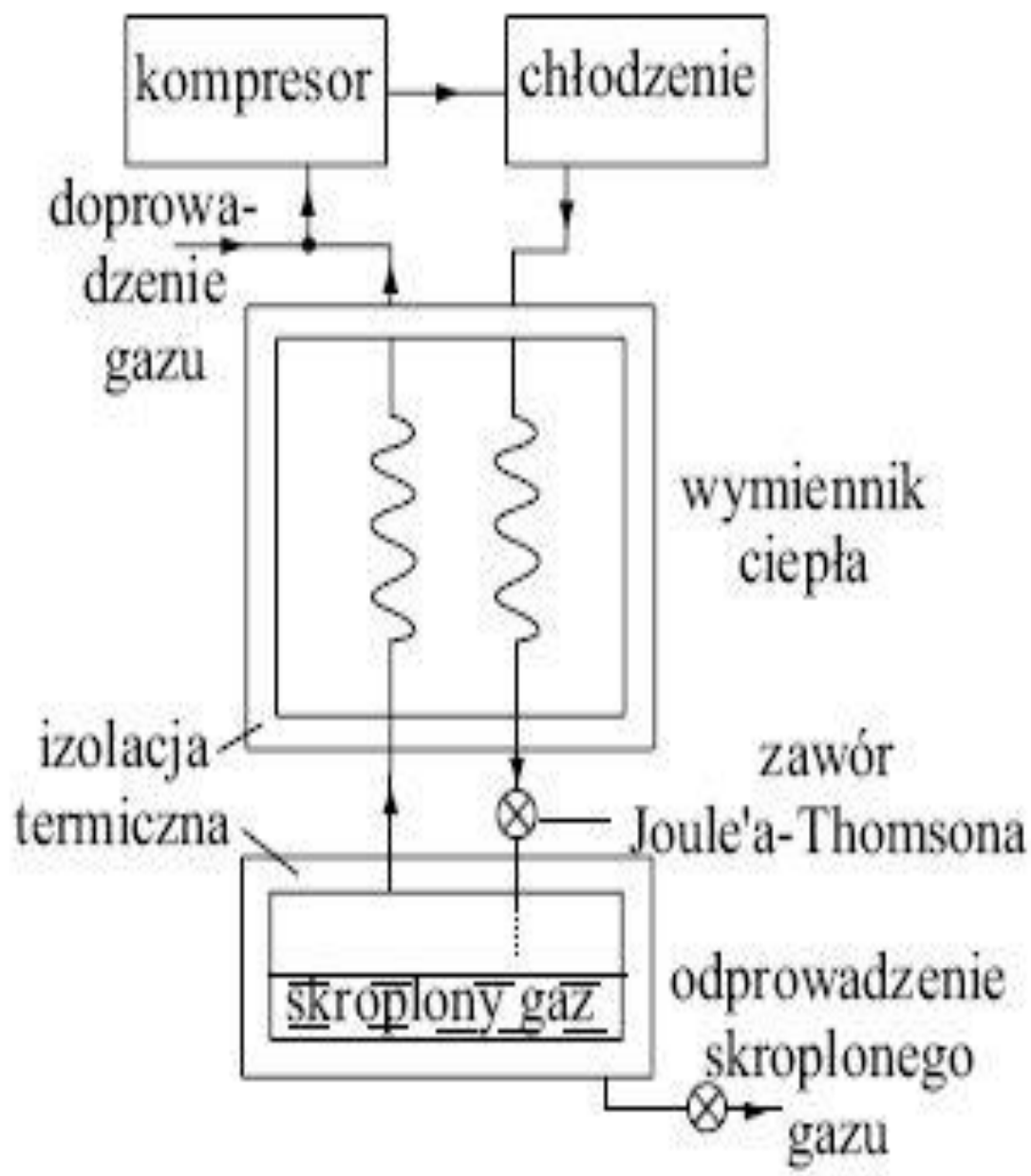




# Uzyskanie ciśnienia odpowiadającego pkt.2 jest technicznie niemożliwe.

Obniżenie ciśnienia okt.2 można uzyskać poprzez wstępne oziębienie gazu w wymienniku ciepła do temperatury pozwalającej na jego skroplenie w procesie rozprężania od osiągalnych technicznie ciśnień (rzędu Mpa)

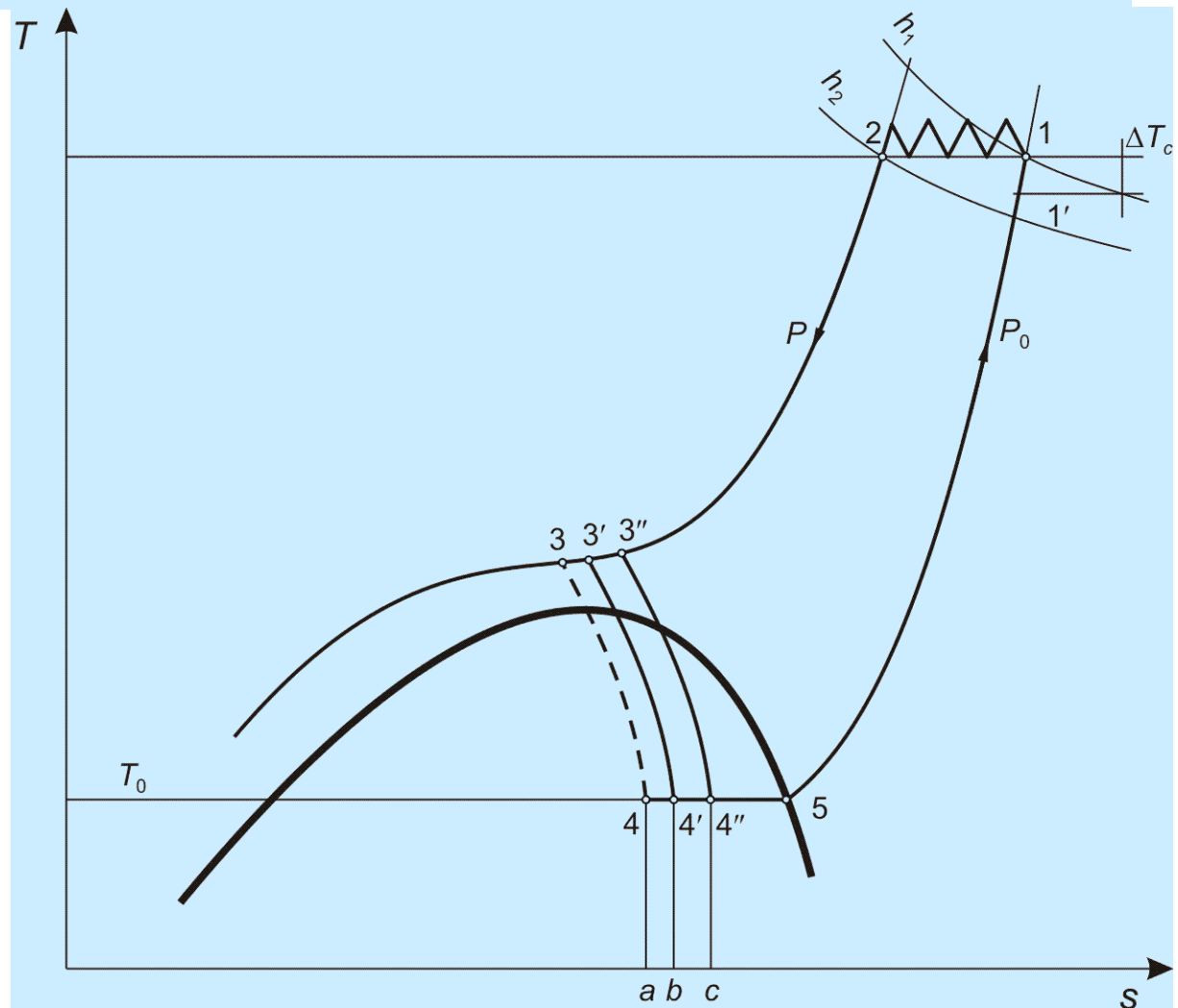




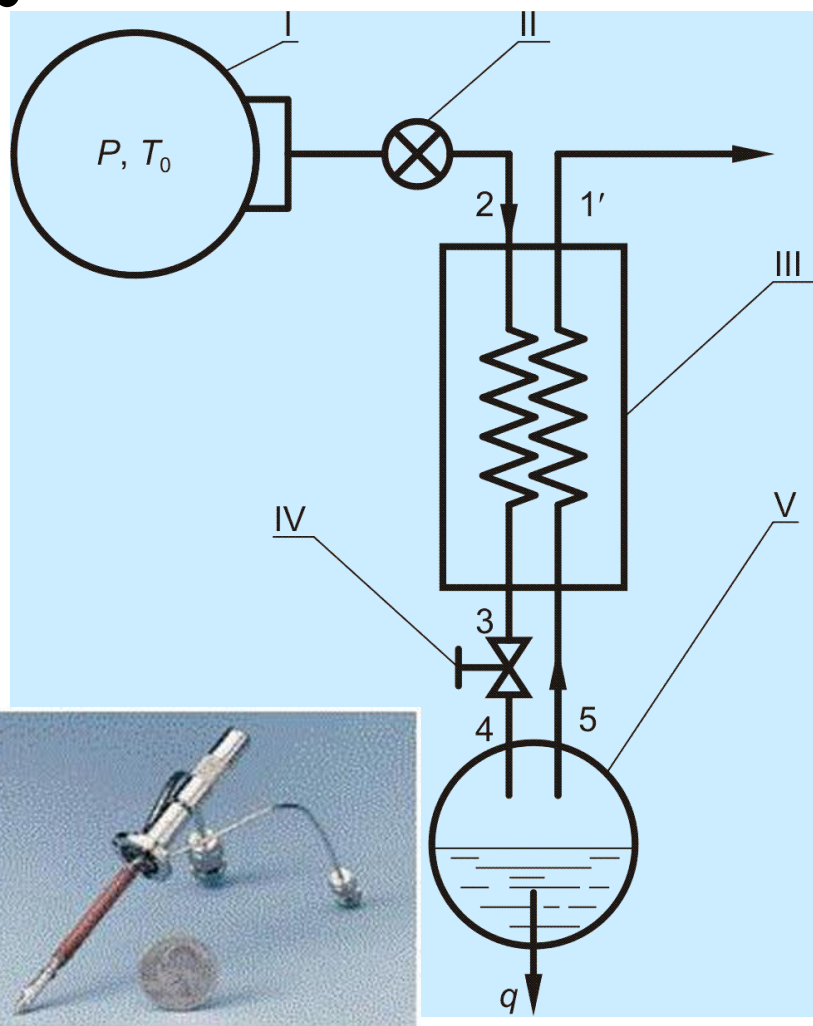
Schemat skraplarki Hampsona-Lindego

# Efekt dławienia w skraplarkach Joule'a - Thomsona

Rys. Odzworowanie obiegu J-T na wykresie  $T$ - $s$ :  
1-2 – sprężanie (odbywające się poza układem),  
2-3 – obniżanie temperatury przy stałym ciśnieniu w wymienniku ciepła,  
3-4 – dławienie w zaworze J-T,  
4-5 – parowanie cieczy w parowaczu przy stałym ciśnieniu i temperaturze,  
5-1' – ogrzewanie czynnika przy stałym ciśnieniu w wymienniku ciepła,  
1'-1 – dogrzanie czynnika przy ciśnieniu atmosferycznym



# Efekt dławienia w skraplarkach Joule'a - Thomsona



Efekt dławienia jak również prezentowany zawór wykorzystywane są powszechnie w skraplarkach i chłodziarkach Joule'a - Thomsona.

Skraplarki te nie posiadają części ruchomych i łatwo dają się miniaturyzować.

Są one przede wszystkim używane do chłodzenia detektorów podczerwieni, elementów elektroniki oraz niewielkich próbek w badaniach materiałowych.

Mogą być również stosowane w kriochirurgii.

Ze względu na wysokie ciśnienie pracy, które powinno możliwie bliskie ciśnieniu inwersji, skraplarki takie są przede wszystkim używane w obiegach otwartych.

Rys. Skraplarka Joule'a - Thomsona (schemat):  
I - butla, II - zawór regulacyjny, III – wymiennik ciepła,  
IV - zawór dławiący, V - parowacz,  $p$  – ciśnienie,  
 $T$  - temperatura,  $\dot{q}$  - strumień ciepła



# Podstawy Inżynierii Ciepłej

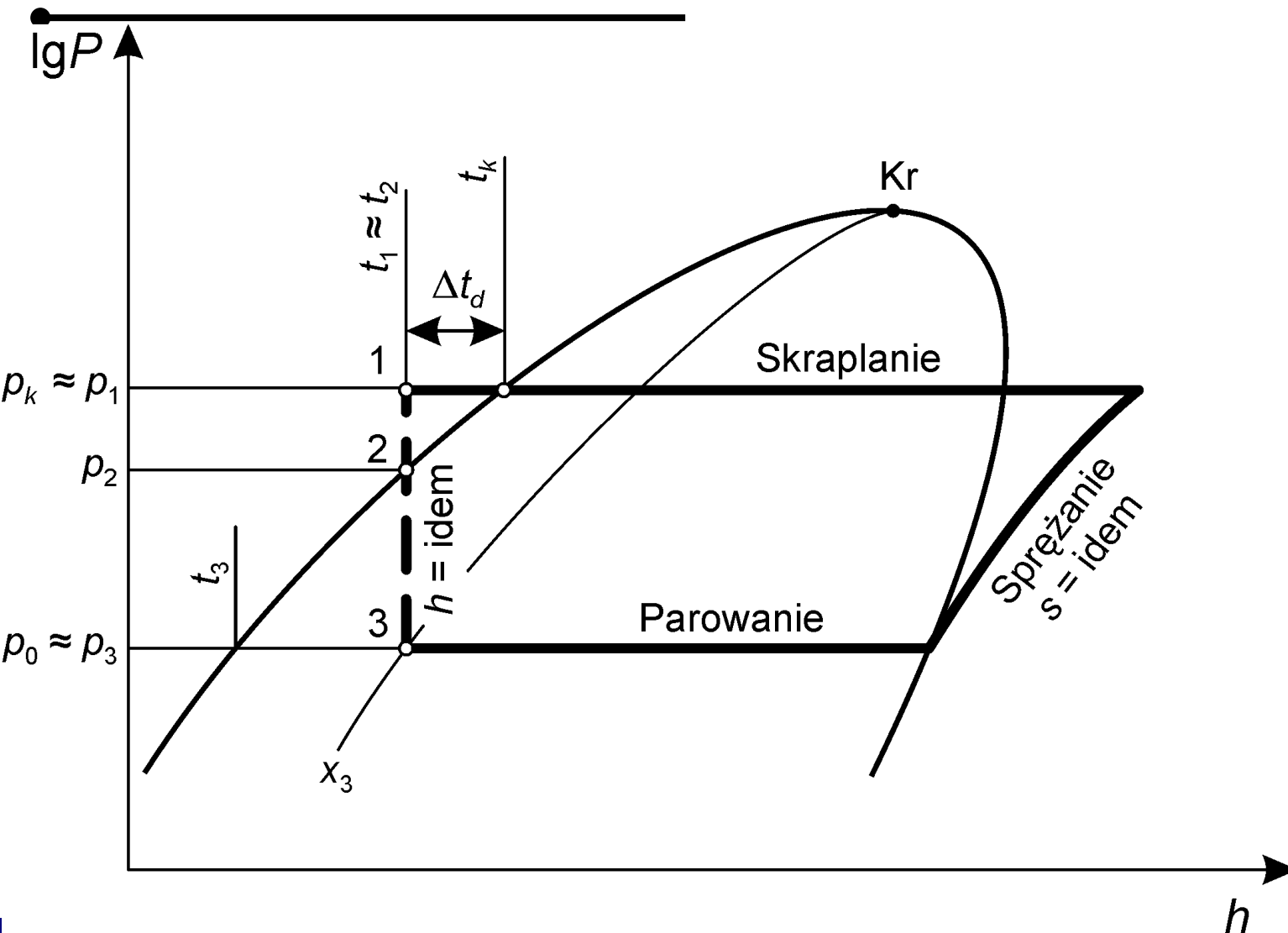
Proces dławienia w obiegach parowych  
ziębiarek sprężarkowych.

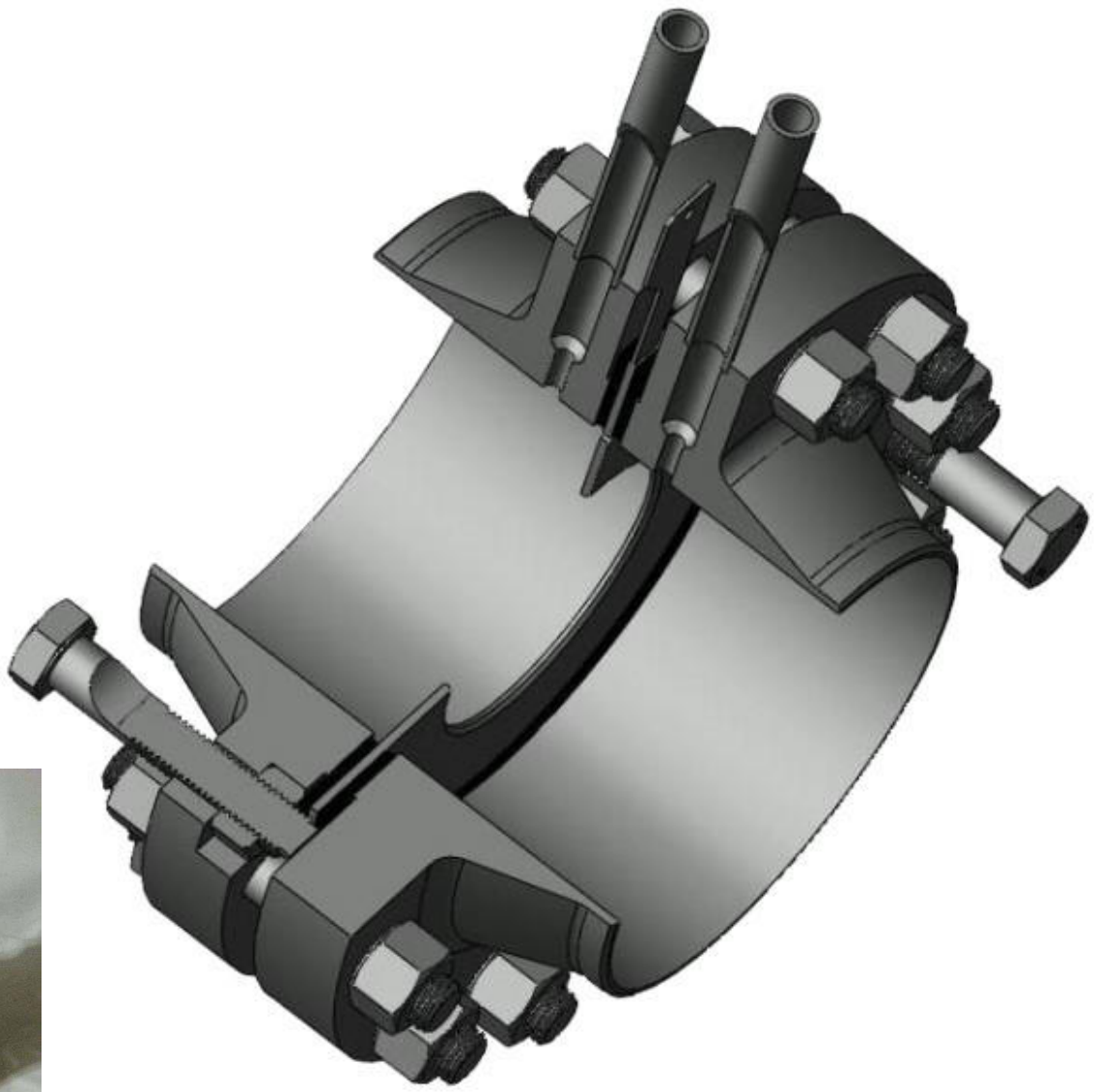
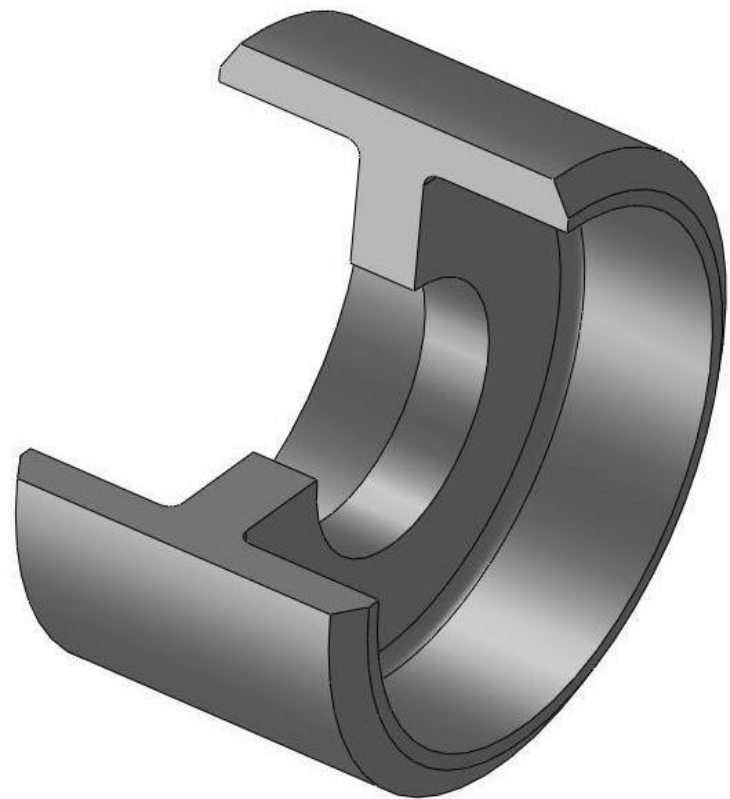
. Efekt Joule'a -Thomsona

# Efekt dławienia w ziębiarkach sprężarkowych


- Dławienie jest integralnym procesem lewobieżnego obiegu termodynamicznego realizowanego praktycznie w sprężarkowych urządzeniach chłodniczych.
- Wszelkie termodynamiczne modyfikacje obiegu są ukierunkowane na zmniejszenie straty dławienia, tzn. straty spowodowanej zastąpieniem procesu rozprężania (obieg Carnota) procesem dławienia (obieg Lindego).
- Wykorzystanie procesu dławienia upraszcza znacznie konstrukcję urządzenia ziębniczego, a przede wszystkim umożliwia praktyczną realizację procesu w obszarze cieczeni–para (rys. 6.13)


- Teoretyczny przebieg procesu dławienia czystego ziębnika w lewobieżnym obiegu ziębiarki sprężarkowej na wykresie  $\lg P-h$







- 
- Dławienie ziębnika w elemencie dławiącym jest procesem specyficznym, wyraźnie różniącym się od procesu dławienia gazu.
  - Jest to dławienie czynnika dwufazowego (ciecz–para), w którym na wlocie do elementu dławiącego ziębnik jest w fazie ciekłej – przechłodzonej.
  - Proces wrzenia ciekłego ziębnika i wzrost stopnia suchości przebiega nie wskutek dopływu ciepła, lecz w wyniku obniżania ciśnienia spowodowanego oporami przepływu (tzw. parowanie rozprężne).
  - Na pracę elementu dławiącego duży wpływ ma również możliwość znacznych zmian stanu ziębnika zarówno na wlocie, jak i na wylocie z elementu dławiącego.

- 
- 
- Podczas dławienia istnieje możliwość m.in. wystąpienia krytycznych parametrów przepływu, wymiany ciepła z otoczeniem oraz wystąpienia warunków przepływu metastabilnego.
  - W technice chłodniczej i klimatyzacyjnej elementami stosowanymi do dławienia dwufazowego ziębnika są przewężenia przekroju stanowiące część zaworów rozprężnych lub przewody o stałym przekroju poprzecznym, które ze względu na parametry geometryczne są nazywane potocznie **kapilarnymi elementami dławiącymi** lub częściej **rurkami kapilarnymi**.

# Spadek ciśnienia:

W pewnym miejscu rury o stałej powierzchni przekroju poprzecznego ( $A_1$ ), w której z prędkością  $v$  przemieszcza się płyn (gaz lub ciecz znajduje się przewężenie o znacznie mniejszej powierzchni przekroju poprzecznego ( $A_2$ ). Z prawa Bernoulliego oraz warunku ciągłości przepływu wynika, że różnica kwadratów prędkości płynu przed zwężką i na niej jest wprost proporcjonalny do różnicy ciśnień przed zwężką i na niej. Innymi słowy w miejscu mniejszego przekroju rurki ciśnienie jest mniejsze, a spadek zależy od prędkości przepływu płynu.

$$V^* = A_1 \sqrt{\frac{2(p_1 - p_2)}{\rho \left( \left( \frac{A_1}{A_2} \right)^2 - 1 \right)}} = A_2 \sqrt{\frac{2(p_1 - p_2)}{\rho \left( 1 - \left( \frac{A_2}{A_1} \right)^2 \right)}}$$

$A$  - pole przekroju poprzecznego rurki


$p$  - ciśnienie

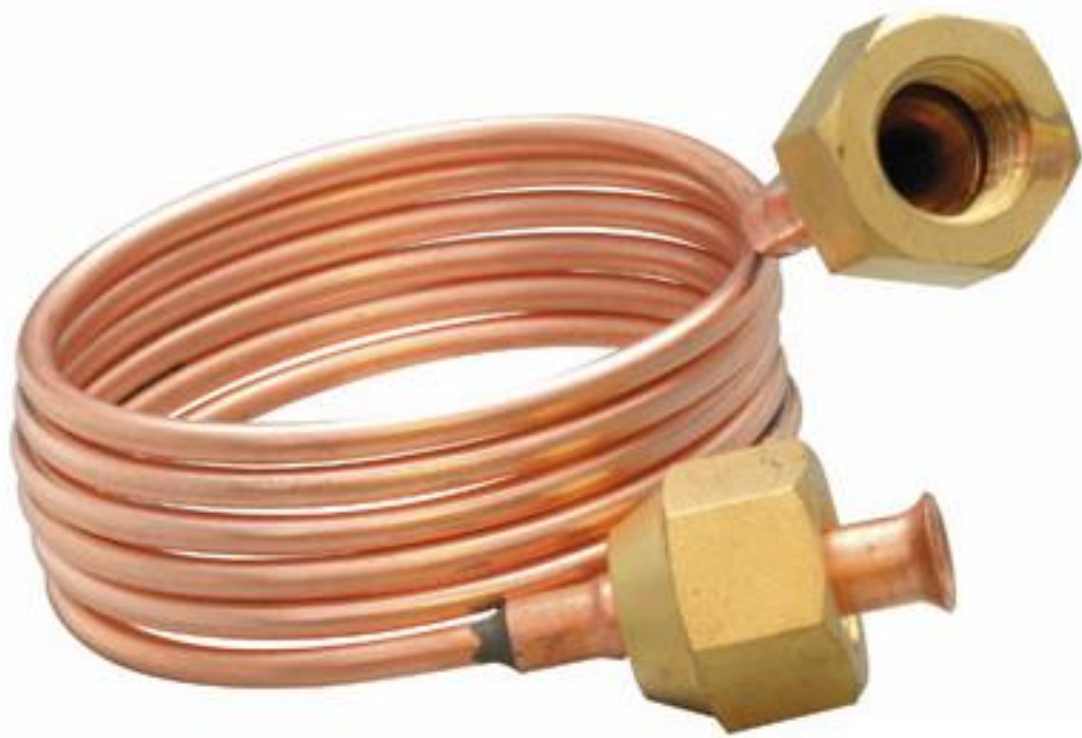
$\rho$  - gęstość czynnika .

# Rurki kapilarne

- Rurki kapilarne to przewody o stałym (kołowym) przekroju poprzecznym o następujących parametrach geometrycznych: średnica wewnętrzna  $D = 0,64\text{--}2,5$  mm, długość względna  $L/D > 2500$ .
- Kapilarne elementy dławiące są stosowane wszędzie tam, gdzie oprócz określonego, względnie dużego, spadku ciśnienia zbiornika jest wymagana zmiana stanu skupienia (ciecz–para) lub też wzrost stopnia suchości dwufazowej mieszaniny.
- Z kolei warunki eksploatacyjne, technologiczne oraz przepływowe (niewielkie wartości strumienia masy przepływającej substancji) wykluczają zastosowanie zaworów rozprężnych lub innych urządzeń dławiących.



- 
- 
- Rurki kapilarne mają zastosowanie przede wszystkim w:
  - agregatach sprężarkowych chłodziarek i zamrażarek domowych
  - handlowych, szafach i ladach chłodniczych,
  - chłodziarkach do napoi,
  - w technice klimatyzacyjnej (klimatyzatory małej i średniej mocy)
  - w ogrzewnictwie (pompy ciepła, urządzenia ziębno-grzejne) [68].





## Zalety:

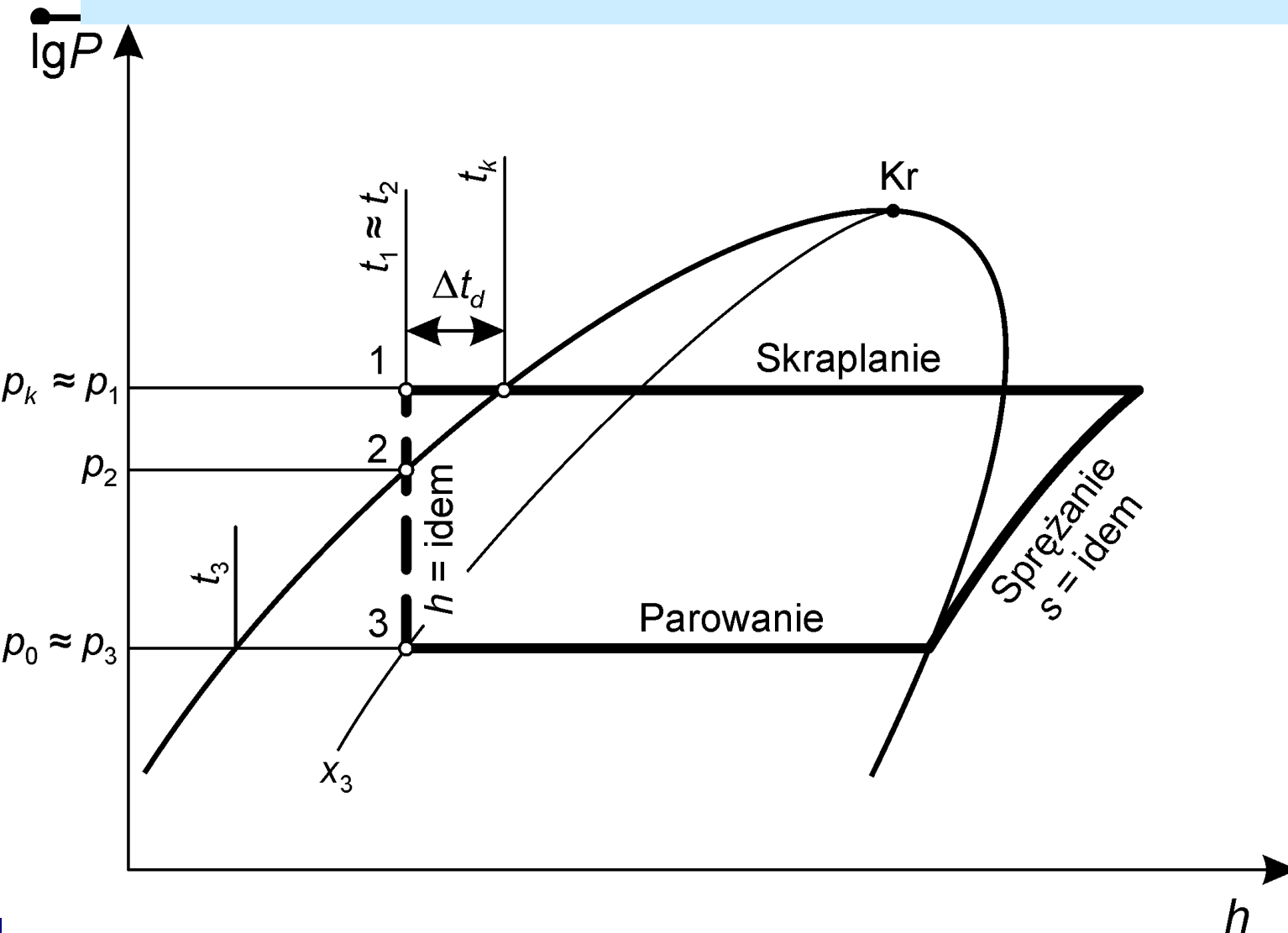
- prosta konstrukcja,
- niskie koszty wykonania
- duża niezawodność działania wynikająca z braku elementów ruchomych.
- Ponadto zastosowanie rurek kapilarnych w urządzeniach ziębniczych zapewnia zmniejszenie momentu rozruchowego silnika przy uruchomieniu sprężarki, ze względu na wyrównanie się ciśnienia pomiędzy stroną tłoczną i ssawną sprężarki – wyrównanie to następuje poprzez kapilarę podczas postoju sprężarki.
- Jest to szczególnie ważne w przypadku urządzeń pracujących cyklicznie.



## Wady:

- nieekonomiczna praca urządzenia chłodniczego przy zmiennych obciążeniach cieplnych,
- czułość na zmiany ilości czynnika w instalacji,
- duża wrażliwość na zanieczyszczenia oraz
- brak możliwości regulacji parametrów dławionego żiębnika (zmian przekroju dławiącego lub długości rurki kapilarnej).
- Inna istotna wada to także duże trudności w obliczaniu i doborze rurki kapilarnej do konkretnych rozwiązań technicznych, wynikające ze złożoności termodynamicznej realizowanego procesu.

- Teoretyczny przebieg procesu dławienia czystego ziębnika w lewobieżnym obiegu ziębiarki sprężarkowej na wykresie  $\lg P-h$



# Całkowity spadek ciśnienia:

- Całkowity spadek ciśnienia ziębnika w kapilarnym elemencie dławiącym jest sumą spadków ciśnienia wywołanych oporami przepływu w części jednofazowej  $\Delta p_I$  i w części dwufazowej  $\Delta p_{II}$  miejscowego spadku ciśnienia, wskutek zmian przekroju wlotowego  $\Delta p_{we}$  i przekroju wylotowego  $\Delta p_{wy}$

$$\Delta p_c = \Delta p_{we} + \Delta p_I + \Delta p_{II} + \Delta p_{wy}.$$

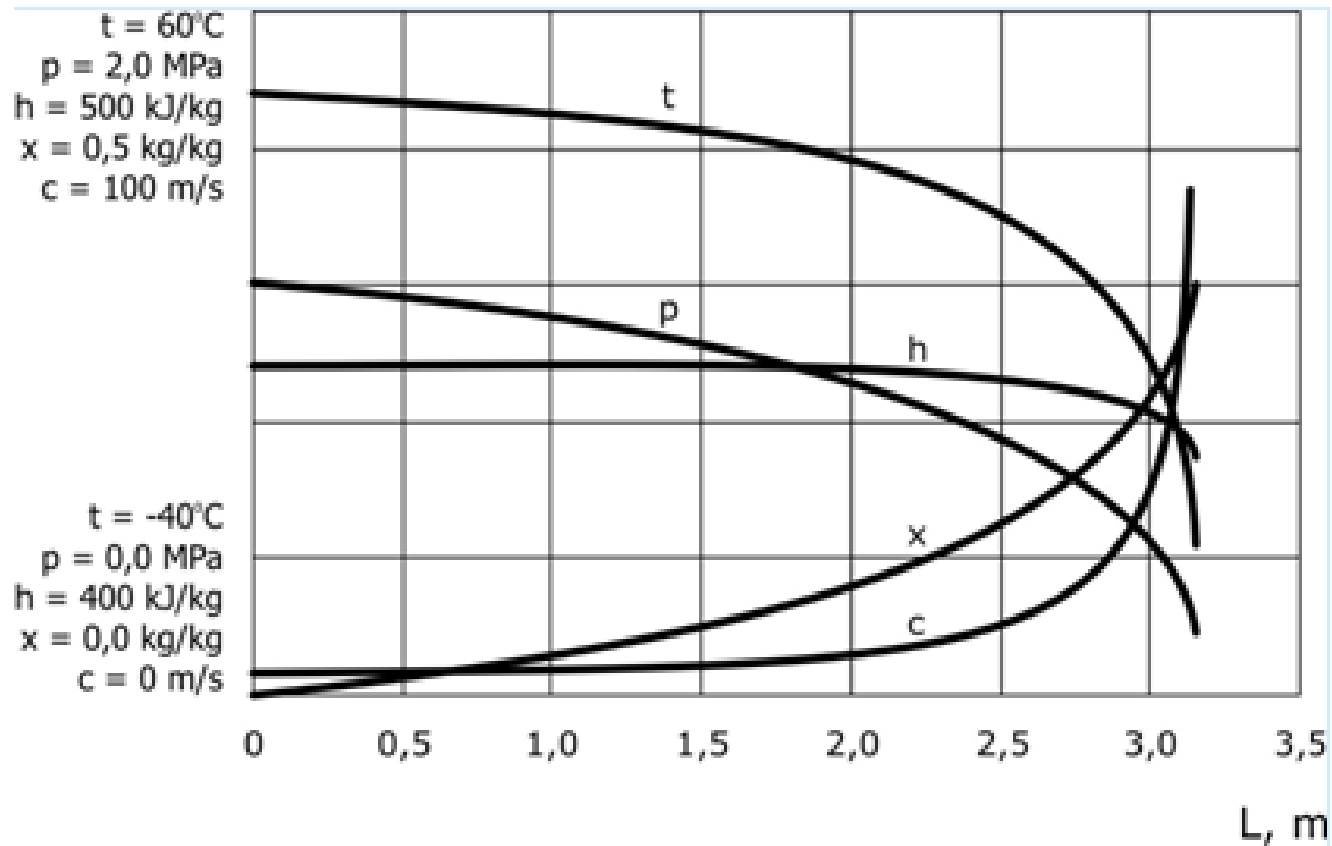
# Część jednofazowa

- Spadek ciśnienia jednofazowego ciekłego ziębnika można określić z zależności Darcy–Weisbacha

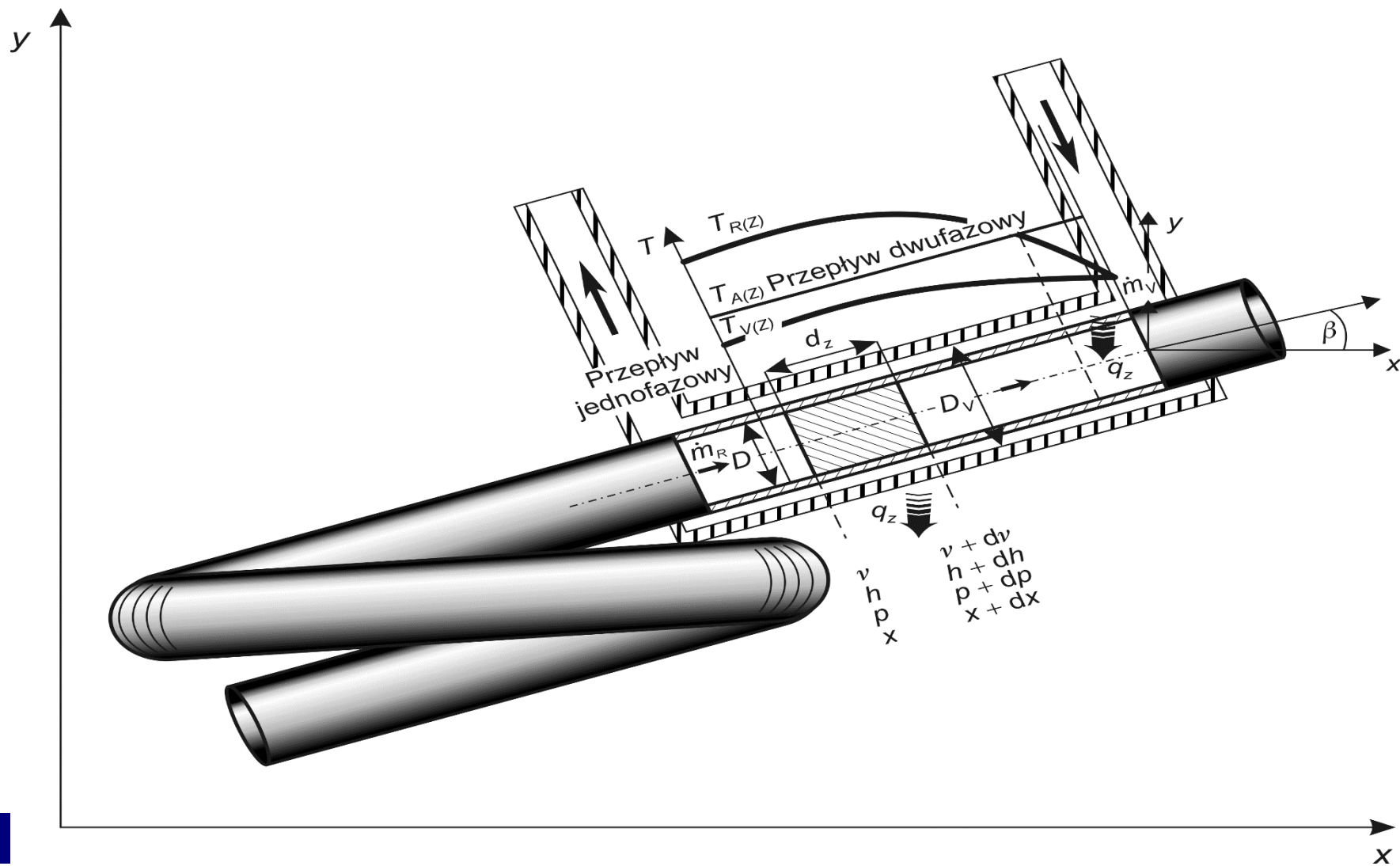
$$\Delta p_I = \lambda_f \frac{L_I}{D} \frac{\rho c^2}{2}$$

## Część dwufazowa:

- Gdy ciśnienie ziębnika osiągnie wartość odpowiadającą ciśnieniu nasycenia, rozpoczyna się proces wrzenia. W punkcie 2 ziębnik zaczyna więc odparowywać, a wraz ze wzrostem ilości pary gwałtownie rośnie objętość właściwa mieszaniny, wzrastają opory oraz prędkość przepływu ziębnika, co pociąga za sobą szybki spadek ciśnienia. Proces przebiega dalej w ten sposób, że przy stale malejącym ciśnieniu i temperaturze ziębnika wzrasta stopień suchości dwufazowej mieszaniny oraz stopień zapełnienia przekroju (punkt 3). Tę część elementu dławiącego można nazwać częścią „dwufazową”



# Część dwufazowa:



# Równania wyjściowe:

Rozważany przypadek dławienia można potraktować jako ustalony ( $\dot{m}/A = \text{const}$ ), jednowymiarowy ( $L/D > 4000$ ,  $\text{Re} \geq 1000$ ) proces przepływowy. Wektor prędkości może być skierowany zgodnie z osią przewodu – elementu dławiącego. Prędkość przepływu, ciśnienie, entalpia, objętość właściwa i inne wielkości mogą być traktowane jako jednoznaczne funkcje położenia zmiennej  $z$  skierowanej wzdłuż osi przewodu (rys. 6.15).

$$\frac{\partial \dot{m}}{\partial z} = \partial(\rho c A),$$

$$A \frac{\partial p}{\partial z} + \dot{m} \frac{\partial c}{\partial z} = -\rho g \sin \beta - 0,125 \pi \xi D \rho c^2,$$

$$\frac{\partial}{\partial z} \left[ \dot{m} \left( h + \frac{c^2}{2} \right) \right] = -g A \rho \sin \beta + \pi D \dot{q}_z.$$



## Wpływ wymiany ciepła:

$$\dot{q}_z = \dot{q}_z(T_R, T_V, T_A, k_{RV}, \alpha_R, \alpha_V, \dots, k_{RA}).$$

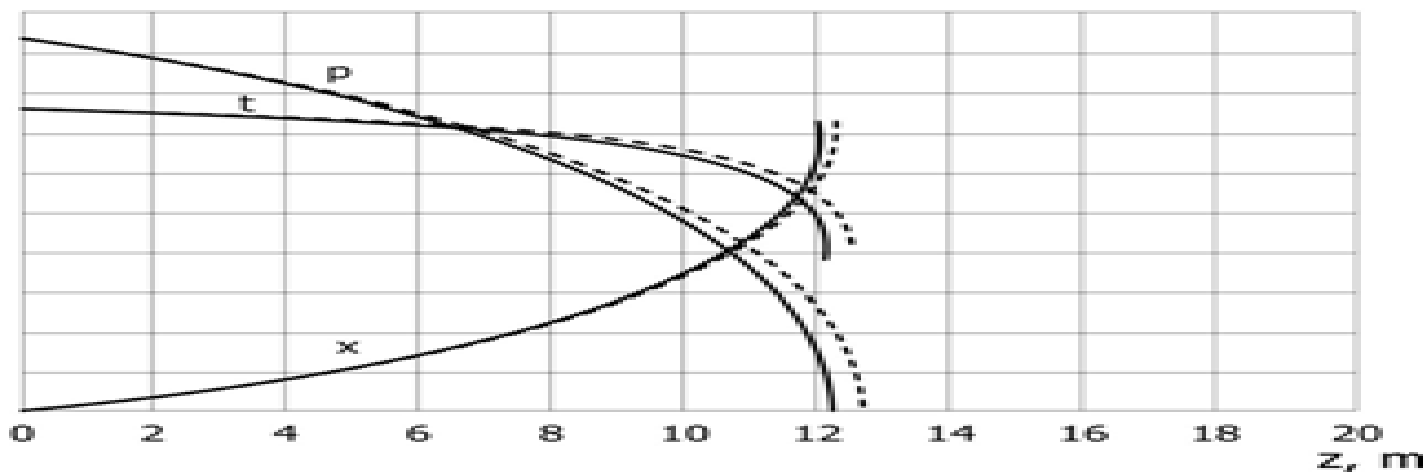
$$\dot{Q}_z = \int_{z_1}^{z_2} d\dot{Q}_z dz = \int_{z_1}^{z_2} D\dot{q}_z(z) dz.$$

$$\dot{q}_z = k_{RA} [T_R(z) - T_A(z)].$$

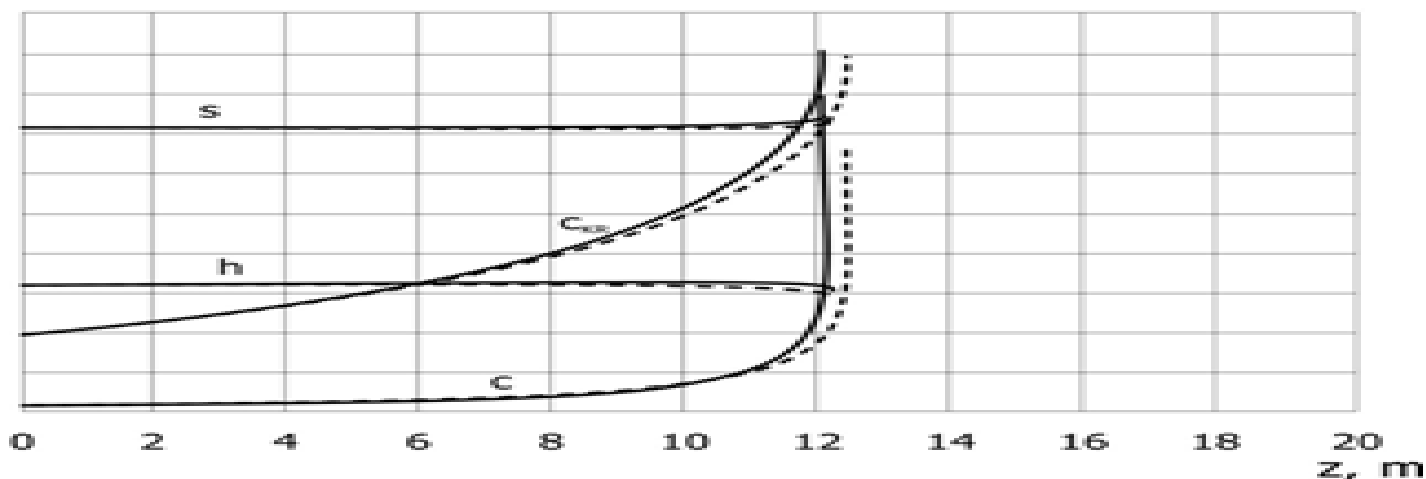
# Komputerowy wykres zmian wartości wybranych parametrów przepływowych ziębnika HCFC22 w warunkach adiabatycznych i z uwzględnieniem wymiany ciepła z otoczeniem

$t = 100^\circ\text{C}$   
 $p = 2,2 \text{ MPa}$   
 $x = 0,5 \text{ kg/kg}$

$t = 100^\circ\text{C}$   
 $p = 0,2 \text{ MPa}$   
 $x = 0,0 \text{ kg/kg}$



$h = 900 \text{ kJ/kg}$   
 $s = 1 \text{ kJ/kgK}$   
 $c = 100 \text{ m/s}$   
 $C_{gr} = 100 \text{ m/s}$



— dławienie adiabatyczne

- - - - dławienie diabotyczne

$h = 400 \text{ kJ/kg}$   
 $s = 0 \text{ kJ/kgK}$   
 $c = 100 \text{ m/s}$   
 $a = C_{gr} = 100 \text{ m/s}$

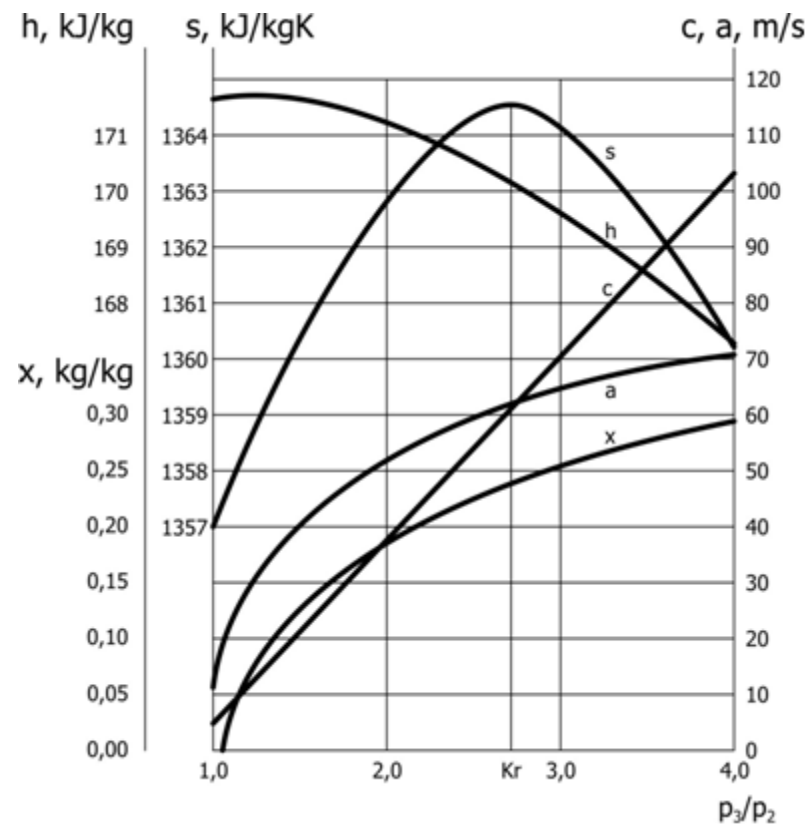
# Warunki powstawania przepływów krytycznych:

$$a = \sqrt{\left(\frac{\partial p}{\partial \rho}\right)_s}$$

$$a = \frac{1}{-\sqrt{\rho^2 \left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_s}}$$

Zmiana podstawowych parametrów R 134a podczas dławienia w elemencie dławiącym.

$T_1 = 326,15 \text{ K}$ ,  $\dot{m} = 0,0015 \text{ kg/s}$ ,  $D = 0,0011 \text{ m}$



# Przepływy krytyczne

Przebieg linii Fanno zależy od gęstości strumienia substancji  $\dot{m}_R/A$  [6], a tym samym położenie punktu krytycznego i ustalenie krytycznych warunków przepływu zależy również od tego parametru. Krytyczną wartość strumienia substancji określa zależność:

$$\left(\frac{\dot{m}}{A}\right)_{\text{Kr}} = \rho a = \sqrt{\left(\frac{\partial p}{\partial \rho}\right)_s} \rho$$

---

$$D_{\text{Kr}} = \sqrt{\frac{4\dot{m}}{\pi \sqrt{\left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_s}}}$$

$$\dot{m}_{\text{Kr}} = \sqrt{\frac{-\pi^2 D^4}{16 \left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_s}}$$

# UWAGA PROJEKTOWA:

- Konstruktorzy i projektanci sprzętu chłodniczego uważają często, że dobór rurki kapilarnej to przede wszystkim obliczenie jej długości, że te same parametry wylotowe można uzyskać, zamieniając w sposób dowolny średnice i długości. Z analizy wynika, że zależność ta jest jednak ograniczona pewnymi warunkami. Na drodze do dowolnego zmniejszania średnicy elementu dławiącego stoją krytyczne warunki przepływu i krytyczna średnica rurki, a na drodze do jej dowolnego zwiększania zależność:

$$\frac{D}{D_0} = \left( \frac{L}{L_0} \right)^{0,22}$$

- Z zależności tej wynika, że zwiększenie średnicy z 0,74 mm do np. 0,94 mm (czyli o 0,2 mm) wymaga zwiększenia długości elementu prawie trzykrotnie, a to – obok trudności natury konstrukcyjnej i technologicznej – powoduje znaczny wzrost kosztów inwestycyjnych

# Pytania do wykładu 4

---

- 21. Elementarny efekt różniczkowy Joula-Thomsona.  
Jakie przyjmuje wartości
- 22. Efekt izotermiczny J.T
- 23. Efekt całkowity J.T
- 24. Co to jest krzywa inwersji. Jakie ma zastosowanie ?
- 25. Czym charakteryzuje się efekt dławienia dwufazowego ziębnika w systemach sprężarkowych?
- 26. Czy entalpia w przypadku dławienia gazu rzeczywistego pozostaje stała
- 27. Dlaczego podczas dławienia ziębnika w elementach kapilarnych można oczekiwać występowania „efektów akustycznych”



**W. Thomson**