O vypouštění vzduchu z pneumatiky

Jiří Kolafa (http://www.vscht.cz/fch/cz/lide/Jiri.Kolafa.html)

Možná jste si všimli při vypouštění pneumatiky (kterou jste u pumpy přefoukli) nebo při výměně pláště jízdního kola, že unikající vzduch je chladný, případně že ventilek se ochlazuje. Pokud ne, zkuste si to: jev je tím výraznější, čím větší je počáteční tlak a čím rychleji pneumatiku vypouštíme.

O tomto jevu se tradují různé mýty, např. že jde o manifestaci tzv. Jouleova–Thompsonova jevu [1], případně že se jedná o jakýsi podivný „nevratný adiabatický děj proti konstantnímu vnějšímu tlaku“ [2, 3].

Jouleův–Thomsonův jev

Jestliže máme plyn pod vyšším tlakem a vypustíme ho tryskou (fritou, redukčním ventilem), zpravidla se ochladí, některé lehčí plyny (vodík, helium) se naopak ohřejí. Jev se nazývá Joulův–Thomsonův (příp. Joulův–Kelvinův) a je důsledkem mezimolekulárního působení – ideální plyn teplotu nezmění. Podstatné je, že se přitom nekoná žádná práce kromě objemové (tj. jen „zdviháme atmosféru“ – při expanzi do vakua se dokonce nekoná žádná práce) a jev probíhá nevratně. Při velkém počátečním tlaku (řádově sto barů) činí rozdíl teplot až desítky stupňů, což je dobře známo obsluze tlakových lahví. Při využití vzniklého chladu na předchlazení stlačeného vzduchu lze docílit jeho zkapalnění. Dříve se takto vzduch skutečně zkapalňoval, nyní známe efektivnější metody[1].

Hodnota Jouleova–Thomsonova koeficientu je pro vzduch za obvyklých podmínek asi $0.25\,\mathrm{K\,bar}^{-1}$, což znamená, že vzduch se ochladí o 0.25 stupně, jestliže se škrcením jeho tlak sníží o 1 bar = 100 kPa. V pneumatice však máme tlak (přesněji: přetlak) jen dva až čtyři bary, takže vzduch se ochladí o méně než stupeň. To sotva ucítíte. Jouleův–Thomsonův jev tedy nestačí k vysvětlení ochlazení ventilku.

Vratný adiabatický děj

Klíčem k přesnějšímu popisu je rozpínání plynu v pneumatice. Rozpínáním, ke kterému nedochází zvětšováním objemu ale snižováním množství, se plyn

[1] Pokud během rozpínání plynu odvedeme část energie ve formě mechanické práce, bude o tuto energii plyn chladnější.

ochlazuje. Tento děj probíhá vratně a adiabaticky a je popsán dostatečně přesně rovnicí[2]

$$p^{1-\kappa}T^{\kappa} = \text{const}, \quad \text{kde } \kappa = C_p/C_V \tag{1}$$

přičemž pro vzduch $\kappa = 1.4$. Při počáteční teplotě 300 K (pěkný letní den), atmosférickém tlaku 1 bar a úplném vypuštění pneumatiky z přetlaku 3 bar na nulu ($p_1 = 4$ bar, $p_2 = 1$ bar) dojde k ochlazení na

$$T_2 = T_1 \left(\frac{p_1}{p_2}\right)^{1/\kappa-1} = 202\,\mathrm{K} = -71\,^\circ\mathrm{C} \tag{2}$$

To je teplota vzduchu, který uniká z ventilku *na konci* vypouštění. Stejná teplota je na konci děje i uvnitř pneumatiky (rozdíl teplot uvnitř a vně je pro ideální plyn nulový). Ventilek se prý může až ojínit, v praxi se bude ovšem vzduch v pneumatice ohřívat od pláště a ochlazení bude menší.

Neidealita plynu, tedy Jouleův–Thomsonův jev, ovlivní výsledek jen málo (a ovlivňuje rozdíl teplot uvnitř a vně pneumatiky). Naopak v případě odpouštění menšího množství plynu z tlakové láhve je Jouleův–Thompsonův jev významnější, protože rozdíl tlaků je velký a plynu zpravidla vypouštíme málo, takže plyn v láhvi se nestačí ochladit.

Experimentální ověření

Teplotu unikajícího vzduchu těžko přesně změříme, ale můžeme si pomoci nepřímo. Změříme tlak poprvé (p_1), vypustíme (co nejrychleji) část vzduchu, rychle změříme znovu tlak (p_2), necháme ustálit teploty a změříme tlak potřetí (p_3). Protože vzduch v pneumatice po vypuštění je chladnější, bude po ustálení teplot $p_3 > p_2$. Snadno spočteme

$$p_3 = p_2 \frac{T_1}{T_2} = \frac{p_2^{1/\kappa}}{p_1^{1/\kappa-1}} \approx p_2 + (p_1 - p_2)(1 - 1/\kappa) \tag{3}$$

Tlak po vyrovnání teplot tedy vzroste o $1 - 1/\kappa = 0.155$ násobek původního rozdílu tlaků. Při pokusu s dušemi jízdní kola (docela jsem se při nafukování zapotil) jsem docílil maximálně 0.1 násobek, při jakémkoliv zaváhání méně.

[2] V české kotlině, ne však v cizině, někdy nazývanou rovnice Poissonova. Poisson nicméně napsal práci o teple, která prý ovlivnila Carnota; je-li v této práci odvozena rovnice (1), nevím.

Důvodem je zřejmě neadiabatičnost děje – vzduch v pneumatice se ohřívá od duše a pláště, které mají velkou tepelnou kapacitu.

Výše uvedený princip je při vhodném uspořádání (ventil umožňující mnohem rychlejší vypouštění, izolovaný vnitřek tlakové nádoby) základem jedné z „klasických“ metod měření konstanty κ. Moderní metody založené na měření rychlosti zvuku jsou však přesnější.

Průměrná teplota unikajícího vzduchu

Zatímco děj uvnitř duše je při dostatečně rychlém vypouštění prakticky vratný, na ventilku dochází k nevratnému škrcení. Aby nám vzduch neutekl, zkusme na ventilek nasadit balonek a ptejme se, jaká bude teplota vzduchu v balonku po úplném vypuštění pneumatiky (tj. tlak v pneumatice se vyrovná s atmosférickým tlakem). Klíčem k jednoduchému výpočtu je první věta termodynamická, protože vzduch se ochlazuje na úkor vykonané objemové práce. Vlastnosti plynu v balonku označíme indexem 3; tlak $p_3 = p_2$ známe (přetlak způsobený pružností balonku zanedbáme) a hledáme V_3 a T_3. Potřebujeme tedy dvě rovnice. Jednou z nich je látková bilance,

$$\begin{aligned} n_1 &= n_2 + n_3 \\ \frac{p_1 V_1}{R T_1} &= \frac{p_2 V_1}{R T_2} + \frac{p_3 V_3}{R T_3} \end{aligned}$$

kde ovšem $V_1 = V_2$. Druhou rovnicí je první věta termodynamická,

$$\begin{aligned} \Delta U &= W \\ (n_2 T_2 + n_3 T_3 - n_1 T_1) C_{V\mathrm{m}} &= -V_3 p_3 \end{aligned}$$

Práce W se koná proti konstantnímu vnějším tlaku p_3 a $C_{V\mathrm{m}} = R/(\kappa - 1)$ je izochorická molární tepelná kapacita vzduchu. Po dosazení za n_i dostaneme z druhé rovnice V_3 a pak z první rovnice

$$T_3 = \frac{1}{\kappa} \frac{p_1 - p_2}{p_1/T_1 - p_2/T_2}$$

kde T_2 je dáno rov. (2). Numericky pro $p_1 = 4$ bar a $T_1 = 300$ K vyjde $T_3 = 256$ K, což leží mezi T_1 a T_2 spočteným výše.

Nevratný adiabatický děj

Výše uvedený děj je nevratný a (s výjimkou vnitřku duše) probíhá proti konstantnímu vnějšímu tlaku.

Pod pojmem „nevratný adiabatický děj" se však v učebnicích [2, 3] označuje děj, kdy mám pod pístem ve válci plyn o vyšším tlaku, než je vně, a píst náhle uvolním. Tím se píst začne pohybovat. Předpokládá se, že na píst zvnějšku působí konstantní vnější tlak; aby k tomu mohlo dojít, musí se píst pohybovat dost pomalu[3]. Bude-li se hmotný píst pohybovat bez tření, bude kmitat (vzduchová pružina) a časem se energie disipuje, část dovnitř a část ven. Standardní výklad „nevratného adiabatického děje" však předpokládá, že veškerá takto získaná energie se disipuje uvnitř. Lze si to představit třeba tak, že píst se pohybuje se třením a teplo takto získané se disipuje dovnitř válce, případně že uvnitř válce je „nehmotná vata", která působuje velmi pomalé vyrovnávání tlaku (nevratné škrcení v celém objemu válce). Podle autora těchto řádek je celý koncept „nevratného adiabatického děje" velmi kostrbatý bez vztahu k realitě a navíc zatemňuje pohled na podstatu disipačních dějů, které jsou převodem mechanické či jiné ušlechtilé energie na teplo. Podle tohoto „nevratného adiabatického děje" by vyšlo

$$T_3 = T_1 \frac{1 + (\kappa - 1) p_2 / p_1}{\kappa}$$

čili numericky 236 K. Při vypouštění vzduchu z pneumatiky však předpoklady tohoto děje nejsou splněny.

Reference

[1] J. Novák a kol.: Příklady a úlohy z fyzikální chemie, VŠCHT Praha 2002, př. 81 (str. 82) a př. 3.VI b) (str. 66).

[2] P. W. Atkins, P. W.: Physical chemistry, fourth edition., W. H. Freeman & Co., NY, 1990, str. 74.

[3] J. Novák a kol.: Fyzikální chemie I, VŠCHT Praha 1996, str. 151.

Tento soubor je http://www.vscht.cz/fch/cz/pomucky/kolafa/pneu.pdf

[3] Nehmotný píst pohybující se bez tření by měl nekonečné zrychlení a během nekonečně krátké doby by se tlaky na obou stranách pístu vyrovnaly. Vznikl by gradient tlaku, který by se šířil na obě strany jako zvuková vlna.