Termodynamika

2 Děje v ideálním plynu a první termodynamický princip
2.1 Jouleův děj
2.1 Izochorický děj
2.2 Izobarický děj
2.3 Izotermický děj
2.4 Adiabatický děj

3 Carnotův cyklus

4 Druhý termodynamický princip

4.1 Entropie
4.2 Tepelné stroje

5 Třetí termodynamický princip

2 Děje v ideálním plynu

2.1 Jouleův jev

Při expanzi ideálního plynu škrtící překážkou nebo průlinčitou stěnou nedochází ke změně teploty plynu. Tento závěr byl výsledkem ***Gay-Lussacova pokusu*** expanze plynu do vakua (volná expanze, 1843), který svědčil o tom, že vnitřní energie plynu závisí pouze na termodynamické teplotě a nezávisí na jeho objemu. Při expanzi ideálního plynu do vakua není soustavou konána mechanická práce na okolí (vnější práce) a vnitřní práce nemůže být konána, protože model ideálního plynu (viz ideální plyn) předpokládá, že molekuly jsou volné (mezimolekulové síly jsou zanedbatelné). První Jouleovy experimenty (***Jouleův pokus***) expanze plynu do vakua (změna objemu plynu) to potvrdily, protože nebyla při tomto procesu naměřena změna teploty ($\Delta T = 0$), čili nezměnila se vnitřní energie plynu ($U = konst.$). Pozdější experimenty konané společně s Thomsonem ukázaly, že u reálných plynů změna teploty nastává.

2.2 Izochorický děj

Izochorický děj též ***izochorický proces***, je termodynamický děj probíhající v termodynamické soustavě s neměnící se hmotností při konstantním objemu termodynamické soustavy: $V = konst$. Křivka, která zobrazuje tento děj, je izochora.

Pro izochorické děje v ideálním plynu platí Charlesův zákon.

Teplo přijaté soustavou ideálního plynu při izochorickém ději způsobí přírůstek vnitřní energie ΔU plynu, práci A plyn nekoná:

$$Q = \Delta U, \quad A = 0, \quad \text{kde} \quad \Delta U = U_2 - U_1.$$

Tento přírůstek vnitřní energie soustavy je vzhledem k přijatému teplu maximální.

Pro výpočet tepla přijatého soustavou při izochorickém ději platí vztah

$$Q = c_V m \Delta T,$$

kde c_V je měrná tepelná kapacita plynu při konstantním tlaku, m hmotnost plynu a ΔT přírůstek termodynamické teploty soustavy.

Viz též polytropický děj, izoproces.

2.3 Izobarický děj

Izobarický děj, též ***izobarický proces***, je termodynamický děj probíhající v termodynamické soustavě s neměnící se hmotností, při kterém tlak termodynamické soustavy zůstává konstantní: $p = konst$.

Křivka, která zobrazuje tento děj, je izobara.

Pro izobarické děje v ideálním plynu platí Gay-Lussacův zákon.

Při izobarickém ději s ideálním plynem teplo Q, které soustava přijme, způsobí zvětšení vnitřní energie ΔU plynu konstantní hmotnosti a plyn vykoná expanzní práci A proti působení vnějších sil

$$Q = \Delta U + A, \quad \text{kde} \quad \Delta U = U_2 - U_1.$$

Pro výpočet tepla přijatého soustavou při izobarickém ději platí vztah

$$Q = c_p m \Delta T,$$

kde c_p je měrná tepelná kapacita plynu při konstantním tlaku, m hmotnost plynu a ΔT přírůstek termodynamické teploty soustavy.

Viz též polytropický děj, izoproces.

2.4 Izotermický děj

Izotermický děj, též ***izotermický proces***, je termodynamický děj probíhající v termodynamické soustavě s neměnící se hmotností při neměnící se teplotě termodynamické soustavy: $T = konst$. Křivka, která zobrazuje tento děj, je izoterma.

Izotermický děj v ideálním plynu se řídí Boyleovým-Mariotteovým zákonem.

Soustava s ideálním plynem koná práci A proti vnějším silám na úkor veškerého přijatého tepla Q. Vnitřní energie U ideálního plynu se nemění:

$$Q = A, \ \Delta U = 0, \quad \text{kde} \quad \Delta U = U_2 - U_1.$$

Například expanduje-li plyn izotermicky ve válci s pístem, potom plyn musí trvale přijímat teplo z ohřívače řízeného termostatem, aby jeho teplota zůstala konstantní (srovnej adiabatický děj).

Práci A vykonanou soustavou s ideálním plynem při izotermické expanzi vypočteme

$$A = nRT \ln \frac{V_2}{V_1} = nRT \ln \frac{p_1}{p_2},$$

kde n je látkové množství plynu, R plynová konstanta, T termodynamická teplota soustavy, V_1 počáteční a V_2 konečný objem plynu, respektive p_1 počáteční a p_2 konečný tlak plynu.
Viz též polytropický děj, izoproces.

2.5 Adiabatický děj

Adiabatický děj, též ***adiabatický*** proces, je termodynamický děj, který se uskutečňuje v termodynamické soustavě s neměnící se hmotností, v níž nedochází ke sdílení tepla s okolím (vnějším prostředím).

Například v plynu probíhá adiabatický děj, když je stlačován nebo rozpínán ve válci s pístem za předpokladu, že válec zamezí sdílení tepla mezi plynem a okolím. Vzhledem k tomu, že neexistují dokonalé tepelné izolanty, realizujeme adiabatický děj buď velmi rychlou expanzí plynu, nebo velmi rychlou kompresí plynu.

Soustava v adiabatickém ději nesdílí teplo s okolím, $Q = 0$, pak podle prvního termodynamického principu plyn při adiabatické expanzi koná práci A na úkor své vnitřní energie ΔU : $A = -\Delta U$, kde $\Delta U = U_2 - U_1$. Plyn se proto při adiabatické expanzi ochladí. Přitom při expanzi koná plyn práci proti vnějším silám. Při kompresi konají na plynu práci vnější síly, jeho vnitřní energie se zvětšuje, plyn se zahřívá.

Jestliže v ideálním plynu proběhne vratná adiabatická změna objemu V (viz vratný děj), potom platí $pV^{\gamma} = konst$, kde p je tlak plynu a γ je poměr měrných tepelných kapacit, respektive molárních tepelných kapacit, při stálém tlaku a při stálém objemu

$$\gamma = \frac{c_p}{c_V} = \frac{C_{\mathrm{m}p}}{C_{\mathrm{m}V}}.$$

Přitom platí pro všechny plyny $c_p > c_V$, proto poměr měrných tepelných kapacit $\gamma > 1$. Poměr měrných tepelných kapacit závisí na druhu plynu. Například pro argon γ = 1,648, pro helium γ = 1,63.

Jedná-li se o ideální plyn, potom se konstanta značí κ; pro jednoatomový ideální plyn $\kappa = 5/3 \approx 1{,}66$, pro dvouatomový ideální plyn $\kappa = 7/5 = 1{,}4$.

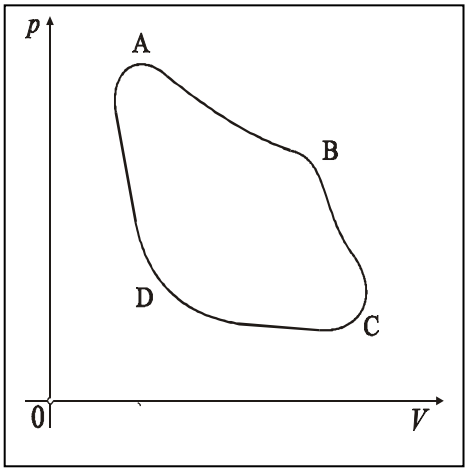
Křivka znázorňující uvedenou závislost se nazývá adiabata (podrobněji viz Poissonova rovnice, viz též polytropický děj).

Každá vratná adiabatická změna je izentropická změna (viz izentropický děj), tj. během této změny zůstává entropie soustavy konstantní.

Kruhový děj

Kruhový děj, též ***cyklus***, ***tepelný oběh***, ***oběh***, je termodynamický děj, při kterém se termodynamická soustava vrátí do původního stavu. Zpravidla se jedná o několik termodynamických dějů, které se pravidelně opakují. Vnitřní energie soustavy na začátku a na konci kruhového děje je stejná; během kruhového děje je přírůstek vnitřní energie nulový, tj. $\Delta U = 0$. Teplo přijaté soustavou je rovno práci, kterou soustava vykoná.

Ve stavových diagramech jsou kruhové děje znázorněny jako uzavřené křivky, protože v libovolném z těchto diagramů jsou dva stejné stavy zobrazeny v rovině diagramu stejným bodem. Kruhové děje jsou základem tepelných motorů.



Oběh, v němž se pracovní látka nasává z atmosféry, do níž se po uskutečnění potřebné řady termodynamických dějů odvádí zase zpět s nevyužitým teplem, se nazývá ***otevřený oběh***,

např. u spalovací turbíny. Naproti tomu ***uzavřený oběh*** je charakterizován tím, že v něm v podstatě (až na regulační zásahy) nenastává výměna pracovní látky s okolím. Tím je určen i způsob přívodu tepla pracovní látce a jeho odvod přes přestupní plochu ohřívače, resp. chladiče. Kombinací obou uvedených typů se vytvoří ***polouzavřené oběhy***.

Rozlišujeme:

- přímý cyklus,
- inverzní cyklus.

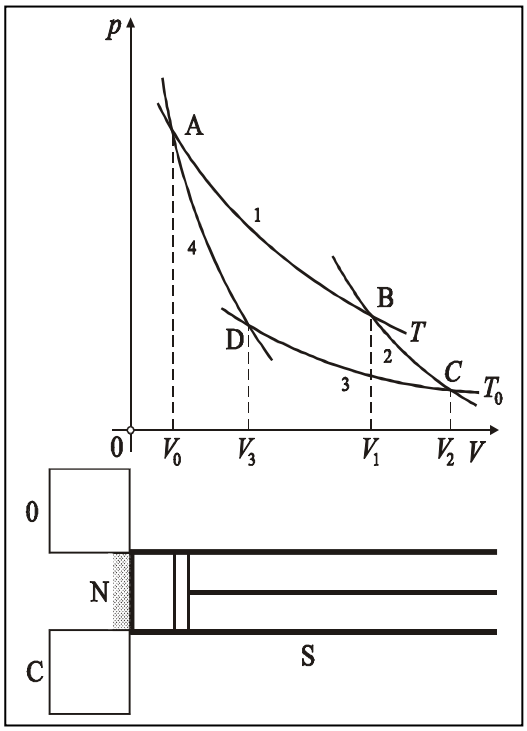
Viz též Carnotův cyklus.

3 Carnotův cyklus

Carnotův cyklus, též ***Carnotův děj***, ***Carnotův kruhový děj***, ***Carnotův oběh*** (používá se v technice), je ideální termodynamický kruhový děj, který se skládá z vratných dějů (viz obrázek *Carnotův cyklus*):

- z izotermické expanze (A-B),
- adiabatické expanze (B-C),
- izotermické komprese (C-D),
- adiabatické komprese (D-A).

Při nich termodynamická soustava (např. pára nebo plyn) přichází do tepelného styku postupně se dvěma tepelnými lázněmi různých teplot a dosahuje opět svého původního stavu.



Soustava přijme od teplejší lázně o termodynamické teplotě T při izotermické expanzi teplo Q a odevzdá chladnějšímu tělesu o termodynamické teplotě T_0 při izotermické kompresi teplo

Q_0. Vzhledem k tomu, že se Carnotův cyklus skládá pouze z vratných dějů, může probíhat jako přímý cyklus i jako inverzní cyklus.

Ideální ***Carnotův stroj*** pracuje takto (viz obrázek *Carnotův cyklus*):

- Pracovní látka izotermicky a vratně expanduje při teplotě T, přičemž koná práci a přijímá teplo od teplejší pracovní lázně (bod A $\rightarrow$ bod B).
- Potom expanduje adiabaticky a koná další práci, přičemž klesne teplota pracovní látky na T_0 (bod B $\rightarrow$ bod C).
- Při izotermické kompresi při teplotě T_0 konají práci vnější síly na soustavě a soustava odevzdává teplo Q_0 chladnější lázni (bod C $\rightarrow$ bod D).
- Potom je pracovní látka stlačována adiabaticky, až se její teplota zvýší na T (bod D $\rightarrow$ bod A). Tlak, objem a teplota mají své původní hodnoty (bod A).

Celý děj v Carnotově cyklu je vratný děj, změna entropie celého systému zahrnujícího stroj a jeho okolí je nulová. Toho nemůže dosáhnout žádný reálný stroj.

Carnotův cyklus je tvořen vratnými ději, představuje rozdíl $Q - Q_0$ největší možnou část tepla Q přijatého nějakou soustavou, kterou soustava může využít ke konání práce A proti vnějším silám (viz obrázek *Carnotův cyklus*, plošný obsah plochy ABCDA je úměrný této práci), je-li v tepelném styku s tepelnými lázněmi teplot T a T_0.

Tepelná účinnost je dána poměrem práce A vykonané pracovní látkou a tepla Q, které přijala pracovní látka z ohřívače:

$$\eta = \frac{A}{Q} = \frac{|Q - Q_0|}{Q}.$$

Výpočtem získáme hodnoty příslušných tepel Q, Q_0 a po jejich dosazení dostaneme pro tepelnou účinnost vratného Carnotova cyklu vztah, který obsahuje pouze teploty:

$$\eta = \frac{|T - T_0|}{T}.$$

Z něho plyne, že tepelná účinnost vratného Carnotova cyklu nezávisí na druhu pracovní látky a je určena pouze teplotami ohřívače T a chladiče T_0, přičemž je současně maximální možnou tepelnou účinností (viz druhá Carnotova věta).

xxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxx

Přímý cyklus

Přímý cyklus je kruhový děj, při němž termodynamická soustava (pracovní látka, těleso) koná kladnou práci $(A > 0)$ na účet přijatého tepla Q.

V p-V diagramu je přímý cyklus zobrazen uzavřenou křivkou probíhající ve směru pohybu hodinových ručiček (pravotočivý oběh).

Přímý cyklus koná pracovní látka v tepelném stroji.

Srovnej s inverzním cyklem. Viz též Carnotův cyklus, práce v termodynamice.

Inverzní cyklus

Inverzní cyklus je kruhový děj, při němž soustava (pracovní látka) koná zápornou práci ($A < 0$), to znamená vnější síly konají na soustavě práci a odvádí se teplo Q.

V p-V diagramu je inverzní cyklus znázorněn uzavřenou křivkou probíhající proti směru hodinových ručiček (levotočivý oběh).

Inverzní cyklus koná například pracovní látka v chladicím stroji a tepelných čerpadlech.

Nedoporučuje se používání termínu ***nepřímý cyklus***.

Viz Carnotův cyklus, práce v termodynamice.

xxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxx

Ve vratném Carnotově cyklu je poměr termodynamických teplot ohřívače (teplejší lázně) a chladiče (chladnější lázně) roven poměru tepla přijatého v cyklu termodynamickou soustavou z ohřívače a odevzdaného chladiči:

$$\frac{T}{T_0} = \frac{Q}{Q_0}.$$

Tento poměr byl položen za základ porovnání termodynamických teplot dvou těles a jako základ definice termodynamické teploty.

Viz též stavová změna, druhý termodynamický princip, termodynamická teplota, Carnotova věta.

4 Druhý termodynamický princip

Druhý termodynamický princip, též ***druhý termodynamický zákon***, se zabývá nevratností přirozených termodynamických procesů (viz nevratný proces). Byl slovně vyjádřen různými autory odlišně, fyzikálně jsou však všechna vyjádření v oblasti kladných termodynamických teplot ekvivalentní.

1. *Clausiova formulace* (1850, viz Clausius): Teplo nemůže *samovolně* přecházet z chladnějšího tělesa na teplejší.
   Podstatné je, že jde o samovolný přechod tepla, tj. proces, při němž vnější síly nekonají žádnou práci.

2. *Kelvinova formulace* (1851, viz Thomson, W.): Je nemožné získat ze soustavy neživých látek kruhovým dějem práci jen tím způsobem, že by se nějaká látka ochlazovala na teplotu nižší, než je teplota nejstudenějšího místa v okolí.

3. *Thompsonova-Planckova formulace* (1930, viz Thompson, Planck): Není možné sestrojit periodicky pracující stroj, který by trvale vykonával kladnou mechanickou práci pouze ochlazováním jednoho tělesa, aniž by přitom docházelo k jiným změnám v ostatních tělesech.

4. *Ostwaldova formulace* (viz Ostwald): Není možné sestrojit perpetuum mobile druhého druhu.

4.1 Entropie

Entropie, značka S, je termodynamická funkce stavu termodynamické soustavy, jejíž diferenciál dS je úplným diferenciálem, který je při infinitezimální vratné změně stavu soustavy definován vztahem

$$\mathrm{d}S = \frac{\delta Q}{T},$$

kde δQ je teplo přijaté soustavou, jejíž termodynamická teplota je T, při této vratné změně ($\delta Q < 0$, jestliže soustava teplo vydává).

Při libovolné vratné změně soustavy z jednoho rovnovážného stavu A do jiného rovnovážného stavu B je celková změna entropie

$$\Delta S = S_\mathrm{B} - S_\mathrm{A} = \int_\mathrm{A}^\mathrm{B} \frac{\delta Q}{T},$$

přičemž integrace se provádí po libovolné cestě ze stavu A, v němž má entropie soustavy hodnotu S_A, do stavu B, v němž její entropie má hodnotu S_B.

Například konečná změna entropie při vratném přechodu ideálního plynu z jednoho rovnovážného stavu A do jiného rovnovážného stavu B je dána vztahem

$$\Delta S = S_\mathrm{B} - S_\mathrm{A} = n\left[C_{\mathrm{m}V} \ln\frac{T_\mathrm{B}}{T_\mathrm{A}} + R\ln\frac{V_\mathrm{B}}{V_\mathrm{A}}\right] = n\left[C_{\mathrm{m}p} \ln\frac{T_\mathrm{B}}{T_\mathrm{A}} - R\ln\frac{p_\mathrm{B}}{p_\mathrm{A}}\right],$$

kde $C_{\mathrm{m}V}$ a $C_{\mathrm{m}p}$ jsou molární tepelné kapacity plynu za stálého objemu a za stálého tlaku (nejsou funkcí T), R plynová konstanta, V objem plynu, p jeho tlak a n jeho látkové množství.

Entropie směsi několika látek v rovnovážném stavu se rovná součtu entropií jednotlivých složek. Jedná-li se o směs ideálních plynů, je třeba entropie složek počítat tak, jako by každá složka zaujímala objem směsi sama.

Teoretický význam entropie spočívá v tom, že umožňuje matematicky formulovat druhý termodynamický princip, a tak kvantitativně vyjádřit podmínku pro nevratné procesy, které mohou bez zásahu zvnějška probíhat v termodynamické soustavě jen v jednom směru, například samovolný přechod tepla z tělesa teplejšího na chladnější apod.

V izolovaných soustavách probíhají jen takové procesy, při nichž entropie roste. Entropie přestane růst, dosáhne-li izolovaná soustava rovnovážného stavu, který se vyznačuje její maximální entropií za daných podmínek. Ze statistického hlediska jsou to přechody ze stavu s menší termodynamickou pravděpodobností do stavu s větší termodynamickou pravděpodobností (statistickou váhou), viz Boltzmannův vztah.

4.2 Tepelné stroje - seminář

Pracovní diagram

Pracovní diagram, též ***p-V diagram***, je stavový diagram vyjadřující závislost tlaku plynu nebo páry na jejím objemu (viz například obrázek Carnotův cyklus). Na vodorovnou osu pracovního diagramu se nanáší objem, na svislou tlak plynu nebo páry.

Obsah plochy ohraničené uzavřenou křivkou znázorňující v pracovním diagramu kruhový děj je číselně roven vykonané práci.

V technické praxi se používá diagram *p-v*, což je stavový diagram s měrným objemem *v* látky na jedné ose a tlakem *p* na druhé ose souřadnic, v němž obsah plochy vymezené hodnotami měrných objemů a čarou znázorňující stavovou změnu mezi nimi je číselně roven práci, kterou látka o hmotnosti jeden kilogram při stavové změně vykoná nebo spotřebuje.

5 Třetí termodynamický princip

Třetí termodynamický princip, též ***třetí termodynamický zákon***, se týká vlastností látek při termodynamických teplotách blízkých 0 K.

Tento princip lze vyjádřit různými formulacemi:

Nernstova formulace (W. Nernst, 1906): Při libovolném izotermickém ději při teplotě 0 K je změna entropie soustavy

$$\Delta S = 0, S = S_0 = konst \quad \text{při} \quad T \to 0$$

nezávislá na změnách jiných stavových veličin.

Planckova formulace (Max Plack): Třetí termodynamický princip formuloval vztahem
$\lim_{T \to 0} S = 0,$

který zároveň umožňuje určit entropii S jednoznačně, protože její nulová hodnota přísluší teplotě 0 K.

Carathéodoriova formulace (1909): V každém okolí každého stavu teplotně homogenního systému existují stavy, k nimž se není možno libovolně přiblížit adiabatickou změnou stavových parametrů.

Nejčastěji je používána tato formulace třetího termodynamického principu: Žádným postupem, ať jakkoli idealizovaným, nelze u žádné soustavy dosáhnout snížení její teploty na hodnotu 0 K konečným počtem operací.

Z uvedených formulací třetího termodynamického principu vyplývá, že teplotě 0 K se lze ochlazováním čisté látky přiblížit, nelze jí však dosáhnout přesně. Nemožnost dosažení teploty 0 K je důsledkem experimentálně zjištěné skutečnosti, že při teplotě blížící se 0 K mají nulovou hodnotu molární tepelná kapacita a měrná tepelná kapacita a také všechny teplotní součinitelé, např. roztažnosti, elektrického odporu, magnetické susceptibility, dále součinitel rozpínavosti atd. Nezávisí-li tedy různé vlastnosti látek na teplotě, nelze pak vnějším způsobem snižovat jejich teplotu.

Ekvivalence uvedených formulací druhého termodynamického principu platí v mezích společné platnosti těchto formulací, např. Clausiova a Kelvinova v oblasti kladných termodynamických teplot, ačkoliv Clausiova formulace platí i pro pojem „záporné termodynamické teploty“.

Zařízení, které by takto pracovalo, se nazývá ***prepetuum mobile druhého druhu***. Druhý termodynamický princip lze podle uvedené formulace chápat i jako princip vylučující existenci tohoto zařízení. To by sice pracovalo ve shodě s prvním termodynamickým principem, mělo by však ve skutečnosti stejný význam jako perpetuum mobile prvního druhu, protože by se jeho činností mohla získat ochlazováním např. mořské vody nebo vzduchu kladná mechanická práce prakticky neomezené hodnoty. Druhý termodynamický princip lze obecně vyjádřit matematicky takto:

$$\oint \frac{\partial Q}{T} \leq 0.$$

Jiné vyjádření druhého termodynamického principu je pomocí změny entropie platné pro všechny makroskopické procesy, tedy pro vratné procesy, ale i nevratné procesy. Jedná se o podmínku pro změnu entropie

$$\mathrm{d}S \geq \frac{\delta Q}{T}.$$

Rovnost platí pro vratné procesy a znamená, že při infinitezimální vratné změně stavu makroskopické soustavy, při níž soustava přijme teplo δQ, je podíl $\delta Q / T$ tohoto tepla a termodynamické teploty stavu roven vždy *úplnému (totálnímu) diferenciálu* $\mathrm{d}S$ jisté stavové funkce S, kterou nazýváme entropie. Při nevratné infinitezimální změně je naproti tomu $\mathrm{d}S$ vždy větší než podíl $\delta Q / T$ (označení infinitezimální veličiny δQ, která není úplným diferenciálem, viz první termodynamický princip).

Při adiabatické změně stavu $\delta Q = 0$ (viz adiabatický děj). Při vratném adiabatickém procesu tedy podle druhého termodynamického principu platí $\mathrm{d}S = 0$, $S = konst$. Naproti tomu při nevratném adiabatickém procesu, a tedy i při každém makroskopickém procesu v izolované soustavě, platí $\mathrm{d}S > 0$. Tato rovnice vyjadřuje tzv. ***zákon růstu entropie***: Entropie makroskopické soustavy při každém nevratném adiabatickém procesu roste.

Poznámka pro reálné plyny k Jouleovu pokusu:

Jouleův-Thomsonův jev

Jouleův-Thomsonův jev je expanze reálného plynu škrtící překážkou (viz škrcení).

Při expanzi reálného plynu překážkou (ventilem, porézní zátkou) se teplota plynu mění jako důsledek konání vnitřní práce plynem. Podíl změny teploty ΔT plynu příslušející změně tlaku Δp při konstantní entalpii H se nazývá ***Jouleův-Thomsonův koeficient***

$$\mu = \left(\frac{\Delta T}{\Delta p}\right)_H .$$

Koeficient závisí na teplotě a tlaku plynu, u něhož nastává adiabatická expanze. Může být kladný nebo záporný, tj. plyn se při expanzi buď ochlazuje $(\Delta p < 0,\ \Delta T < 0)$, nebo otepluje $((\Delta p < 0,\ \Delta T > 0)$.

Teplota plynu, při níž je $\Delta T / \Delta p = 0$, je *teplota inverze* (tato teplota plynu se při expanzi nemění). Plyny mají obvykle dvě teploty inverze - vyšší a nižší. Plyn se při expanzi ohřívá jen při teplotě vyšší, než je vyšší teplota inverze, nebo jen při teplotě nižší, než je nižší teplota inverze, jinak se ochlazuje.

Za normálních podmínek reálné plyny, s výjimkou vodíku, helia a neonu, mají Jouleův-Thomsonův koeficient kladný, tzn. $\Delta T < 0$, čili plyny se při expanzi ochlazují. Za dostatečně nízkých teplot to platí pro všechny plyny.

Jouleův-Thomsonův jev se vysvětluje působením sil mezi molekulami reálného plynu (viz mezimolekulové síly), které jsou u ideálního plynu zanedbatelné, takže se u něho Jouleův-Thomsonův jev nepozoruje.

Expanze při Jouleovu-Thomsonově jevu je v podstatě adiabatická, tj. $Q = 0$. Žádná vnější mechanická práce A na okolí není plynem konána (viz první termodynamický princip), přesto se mění vnitřní energie plynu U. Je však konána vnitřní práce proti mezimolekulovým silám, proto se mění vnitřní energie plynu a s ní i jeho teplota. Z Jouleova-Thomsonova koeficientu je možno přímo změřit vnitřní tlak plynu (viz kohezní tlak).

Jouleův-Thomsonův jev může probíhat cyklicky (viz cyklus). Takto se využívá při zkapalňování plynů k jejich ochlazení na teplotu nižší, než je kritická teplota T_k.

Pro ideální plyn je Jouleův-Thomsonův koeficient roven nule, to znamená, že při expanzi ideálního plynu škrtící překážkou nedochází ke změně teploty plynu. Tento závěr byl výsledkem ***Gay-Lussacova pokusu*** expanze plynu do vakua (volná expanze, 1843), který svědčil o tom, že vnitřní energie plynu závisí pouze na termodynamické teplotě a nezávisí na jeho objemu. Při expanzi ideálního plynu do vakua není soustavou konána mechanická práce na okolí (vnější práce) a vnitřní práce nemůže být konána, protože model ideálního plynu (viz ideální plyn) předpokládá, že molekuly jsou volné (mezimolekulové síly jsou zanedbatelné). První Jouleovy experimenty (***Jouleův pokus***) expanze plynu do vakua (změna objemu plynu) to potvrdily, protože nebyla při tomto procesu naměřena změna teploty $(\Delta T = 0)$, čili nezměnila se vnitřní energie plynu $(U = konst.)$. Pozdější experimenty konané společně s Thomsonem ukázaly, že u reálných plynů změna teploty nastává.