

Ing. Daniel ADAMOVSKEJ,
Ing. Miroslav URBAN, PhD.
ČVUT Praha, Fakulta stavební,
Katedra technických zařízení
budov

Vliv kondenzace vodní páry na účinnost výměníku pro zpětné získávání tepla

Steam Condensation Effect to Heat Recovery Exchanger Efficiency

Recenzent
Ing. Martin Barták, Ph.D.

Kondenzace vodní páry není v běžných výměnících pro zpětné získávání tepla výjimečným stavem, ovšem její vliv se obvykle zanedbává. V článku je popsáno, jak může navýšení tepelného toku sdíleného mezi ochlazovaným a ohřivaným vzduchem o vázané teplo při kondenzaci vodní páry obsažené ve vzduchu teoreticky ovlivnit účinnost výměníku.

Klíčová slova: zpětné získávání tepla, kondenzace vodní páry, účinnost, větrací systém

Condensation of water vapor in regular heat recovery heat exchangers is not an exceptional state, but its influence is usually neglected. In the article is described possible efficiency increase due to rise of transferred heat flux between cooled and heated air stream caused by latent heat from condensation of water vapor contained in air.

Key words: heat recovery, water vapor condensation, efficiency, ventilation system

ÚVOD

V moderních vzduchotechnických jednotkách je dnes výměník pro zpětné získávání tepla (dále ZZT) naprostou samozřejmostí. Jeho funkcí je zajistit využití co největší části tepla obsaženého v odpadním vzduchu pro předehřev čerstvého venkovního vzduchu. Výměník ZZT není výhradní doménou staveb navržených s cílem co nejnižší spotřeby tepla a výjimečně se dnes při návrhu větracího systému diskutuje, jestli zpětné získávání tepla z odpadního vzduchu použít či ne. Jeho přínos pro energetickou bilanci celého větracího systému byl popsán na stránkách tohoto časopisu v mnoha publikacích [1], [2], aj. Tento článek má za cíl zaměřit se na provozní stav, který není obvykle pro vyhodnocení přínosu uvažován. Během přechodného a zimního období dochází na teplosměnné ploše běžného deskového výměníku ZZT ke kondenzaci vodní páry z odpadního vzduchu. Tím se z proudu vzduchu do desky sdílí i skupenské teplo a celkový tepelný tok z ochlazovaného (odpadního) do ohřivaného (čerstvého) vzduchu se tím zvyšuje. Předmětem tohoto článku je posouzení, jestli je situace, kdy vodní pára ve výměníku kondenzuje, přínosná či nikoliv. Pokud ji shledáme přínosnou, ptejme se, jak je možné tento přínos vyjádřit kritérii, která pro posouzení výměníku pro zpětné získávání tepla ve vzduchotechnice používáme.

TEORETICKÝ ROZBOR

Kondenzace vodní páry, která je obsažená ve vlhkém vzduchu (dále jen vzduch) je proces, při kterém probíhá změna jejího skupenství z plynného na kapalné. Proces může probíhat na pevném povrchu stejně jako na hladině kapaliny a i ve vzduchu samotném. Hranici určující vznik kondenzace je teplota rosného bodu t_r , při které je vzduch nasycen vodními parami. Pro konkrétní stav vzduchu při konstantním atmosférickém tlaku existuje tedy unikátní teplota rosného bodu. Při konstantní teplotě vzduchu je závislá na podílu vodní páry ve vzduchu, s rostoucím podílem roste i teplota rosného bodu.

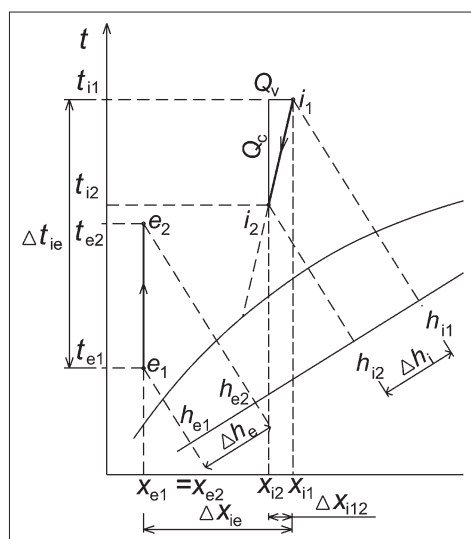
V případě tepelných výměníků uvažujeme, že povrchová teplota teplosměnné plochy t_s je rozhodujícím kritériem pro vznik kondenzace vodní páry. Z porovnání obou teplot t_s a t_r lze popsat stavy, které shrnuje tabulka 1.

Tab. 1 Rozlišení vzniku a zániku kondenzace vodní páry na teplosměnné ploše výměníku

| Veličina | Stav bez kondenzace vodní páry | Stav s kondenzací vodní páry | Stav hrozící námrazy kondenzátu |
|--|--------------------------------|------------------------------|---------------------------------|
| Teplota | $t_s \geq t_r$ | $t_s < t_r$ | $t_s < t_{r,i}$, $t_s < 0$ °C |
| Parciální tlak vodní páry (sat – nasycený) | $p_{sat}(t_s) \geq p(t)$ | $p_{sat}(t_s) < p(t)$ | $p_{sat}(t_s) < p(t)$ |
| Měrná vlhkost | $x_{sat} \geq x_i$ | $x_{sat} < x_i$ | $x_{sat} < x_i$ |

Výskyt kondenzace je ve výměníku ZZT obvykle lokální a nemusí nezbytně probíhat na stále stejném místě. Kondenzace vodní páry vznikající při běžných provozních stavech nemá vysokou intenzitu produkce vody. Zkondenzovaná vodní pára vytváří kapičky, případně velmi tenký film v porovnání s tloušťkou desky výměníku nebo šířkou průtočného kanálu.

Ovšem mohou nastat stavy i s intenzivnější blánovou kondenzací, během které se na povrchu teplosměnné plochy vytvoří vodní vrstva, která při ztékání může zahltit průtočný kanál mezi deskami výměníku. Takový stav není v žádném případě přínosný, jelikož ovlivňuje průtok vzduchu výměníkem. Navíc stékající kondenzát dále ovlivňuje sdílení tepla ve výměníku. Stéká-li kondenzát po dlouhé dráze, může v jiném místě na teplosměnné ploše docházet k jeho zpětnému odparu do odpadního vzduchu a negativně ovlivňovat celkový sdílený tepelný tok po délce výměníku. Při teplotách blízkých 0 °C se tím ještě zvýší riziko namrzání. V každém případě je nezbytné zajistit rychlý odvod kondenzátu co nejkratší cestou mimo výměník. Na obrázku 1 je vyznačený průběh změn obou proudů vzduchu i a e v Mollierově diagramu.



Obr. 1 Schematické znázornění průběhu procesů vlhkého vzduchu ve výměníku ZZT

ÚČINNOSTI

Pro posouzení vlivu kondenzace vodní páry na účinnost provozu výměníku ZZT jsou dále v textu použity čtyři základní účinnosti, pro sdílení tepla, pro sdílení citelného a vázaného tepla a exergetická. Každá z nich definuje poměr skutečně přeneseného tepelného toku z ochlazovaného vzduchu i do ohřivaného vzduchu e k potenciálnímu maximu tepelného toku mezi oběma proudy vzduchu.

Výpočetní vztahy pro účinnost sdílení tepla vychází z obecné rovnice (1).

$$\eta = \frac{Q}{Q_{\max}}, \quad (1)$$

kde
 η je účinnost sdílení tepla, [-]
 Q je skutečně přenesený tepelný tok, [W]
 Q_{\max} je maximální tepelný tok, který lze získat mezi proudy vzduchu i a e . [W]

Skutečně přenesený tepelný tok Q vyjádříme na základě rovnosti tepelného toku odevzdaného ochlazeným vzduchem i a přijatého ohříváním vzduchem e , čímž předpokládáme, že ve výměníku nedochází ke ztrátám tepla.

$$Q = m_i(h_{i1} - h_{i2}) = m_e(h_{e2} - h_{e1}), \quad (2)$$

kde
 m_i je hmotnostní průtok ochlazeného suchého vzduchu, [kg.s⁻¹]
 m_e je hmotnostní průtok ohřívajícího suchého vzduchu, [kg.s⁻¹]
 h je měrná entalpie (1 – vstup, 2 – výstup). [J.kg⁻¹.s.v.]

Skutečně přenesený tepelný tok Q rozdělíme na složku citelného a vázaného tepla. Pro vyjádření vlivu kondenzace je toto zjednodušení velmi praktické, ačkoliv sdílení tepla i hmoty probíhá současně a vzájemně se ovlivňuje.

$$Q = m_i [c_{p,sv}(t_{i1} - t_{i2}) + c_{p,vp}(x_{i1}t_{i1} - x_{i2}t_{i2})] + m_i [(x_{i1} - x_{i2})l_{23}], \quad (3)$$

kde
 t je teplota vzduchu, [°C]
 $c_{p,sv}$ je měrná tepelná kapacita suchého vzduchu, [J.kg⁻¹.K⁻¹]
 $c_{p,vp}$ je měrná tepelná kapacita vodní páry, [J.kg⁻¹.K⁻¹]
 l_{23} je skupenské teplo vypařování vody. [J.kg⁻¹]

První část výrazu (3) popisuje v přeneseném tepelném toku Q zastoupení citelného tepla Q_c , druhá část zastoupení vázaného tepla Q_v uvolněného při kondenzaci vodní páry. Rovnicemi (2) a (3) lze vyjádřit dílčí přínosy citelného a vázaného tepla na růst entalpie ohřívajícího vzduchu.

$$\Delta h_{e,c} = \frac{m_i [c_{p,sv}(t_{i1} - t_{i2}) + c_{p,vp}(x_{i1}t_{i1} - x_{i2}t_{i2})]}{m_e} \quad (4)$$

$$\Delta h_{e,v} = \frac{m_i [(x_{i1} - x_{i2})l_{23}]}{m_e} \quad (5)$$

V čitateli rovnice (4) vyjadřuje druhý člen součtu změnu citelného tepla vodní páry daný poklesem teploty směsi vlhkého vzduchu, při kondenzaci vodní páry i poklesem jejího množství. V porovnání s citelným teplem suchého vzduchu je velmi malý a zanedbatelný.

Maximální tepelný tok, který lze teoreticky sdělit v nekonečně dlouhém protiproudém výměníku je definován rovnicí (6) [3] na základě rozdílu vstupních teplot ochlazeného a ohřívajícího vzduchu. Tuto formulaci použijeme pro vyjádření sděleného citelného tepla.

$$Q_{\max,c} = C_{\min}(t_{i1} - t_{e1}), \quad (6)$$

kde
 C_{\min} je minimální hodnota z průtočných tepelných kapacit ochlazeného $C_i = m_i c_{p,vv}$ a ohřívajícího vzduchu $C_e = m_e c_{p,vv}$ [W.K⁻¹],
 $c_{p,vv}$ je měrná tepelná kapacita vlhkého vzduchu. [J.kg⁻¹.K⁻¹]

Maximální tepelný tok vázaného tepla je závislý na rozdílu měrných vlhkostí vstupních stavů ochlazeného a ohřívajícího vzduchu.

$$Q_{\max,v} = m_{\min}(x_{i1} - x_{e1})l_{23}, \quad (7)$$

kde
 m_{\min} je menší z hmotnostních průtoků m_i a m_e . [kg.s⁻¹]

Určení maximálního tepelného toku při sdílení celkového tepla vyžaduje úpravu rovnice (6) na tvar vyjádřený rozdílem měrných entalpií ochlazeného a ohřívajícího vzduchu.

$$Q_{\max} = m_{\min}(h_{i1} - h_{e1}) \quad (8)$$

Na základě rovnic (1), (3), (6), (7) a (8) je možné postupně vyjádřit vztahy pro jednotlivé účinnosti sdílení citelného, vázaného a celkového tepla.

Účinnost sdílení citelného tepla vyplývá z maximálního tepelného toku $Q_{\max,c}$ definovaného podle rovnice (6). Přenesený tepelný tok Q_c vyjádříme jednodušším tvarem rovnice (3), ze které odebereme díl tepla z kondenzující vodní páry $m_i(x_{i1} - x_{i2})l_{23}$. Rovnici (3) lze ještě dále zjednodušit zanedbáním změny citelného tepla vodní páry. Potom vznikne vztah, který známe z literatury [3], [4].

$$\eta_c = \frac{Q_c}{Q_{\max,c}} = \frac{m_i [c_{p,sv}(t_{i1} - t_{i2}) + c_{p,vp}(x_{i1}t_{i1} - x_{i2}t_{i2})]}{C_{\min}(t_{i1} - t_{e1})} \quad (9)$$

$$\approx \frac{C_i(t_{i1} - t_{i2})}{C_{\min}(t_{i1} - t_{e1})} = \frac{C_e(t_{e2} - t_{e1})}{m_{\min}(t_{i1} - t_{e1})}$$

Účinnost sdílení vázaného tepla je stanovená z maximálního tepelného toku $Q_{\max,v}$ (7). Přenesený tepelný tok Q_v z části rovnice (3) vyjadřuje změnu měrné vlhkosti ochlazeného vzduchu. Při zanedbání závislosti skupenského tepla vypařování vody l_{23} na teplotě jej lze v čitateli a jmenovateli zkrátit.

$$\eta_v = \frac{Q_v}{Q_{\max,v}} = \frac{m_i(x_{i1} - x_{i2})l_{23}}{m_{\min}(x_{i1} - x_{e1})l_{23}} = \frac{m_i(x_{i1} - x_{i2})}{m_{\min}(x_{i1} - x_{e1})} \quad (10)$$

Účinnost sdílení tepla popisuje současný vliv citelného i vázaného tepla a vychází z rovnic (3) a (8).

$$\eta = \frac{Q}{Q_{\max}} = \frac{m_i [c_{p,sv}(t_{i1} - t_{i2}) + c_{p,vp}(x_{i1}t_{i1} - x_{i2}t_{i2})] + m_i [(x_{i1} - x_{i2})l_{23}]}{m_{\min}(h_{i1} - h_{e1})} \quad (11)$$

Exergetická účinnost je definována obdobně jako předchozím poměrem skutečně přeneseného tepelného toku a možného maxima, které jsou vyjádřeny exergií tepelných toků. Exergie tepelného toku vyjadřuje nejen množství sdíleného tepla, ale i jeho kvalitu ve smyslu jeho využitelnosti. V zásadě lze popsat tepelný tok sdílený mezi vyššími teplotami jako využitelnější než takový, který je sdílený mezi nižšími, i když teplotní spád je v obou případech shodný. Popisuje tedy potenciál jeho využití. Mezi obecné výhody exergetické analýzy patří její široký záběr při vyhodnocování chování zařízení, nebo celého systému. V analýze je možné zahrnout vedle sdílení citelného a vázaného tepla i vliv tlakového spádu, změny chemického potenciálu pracovní látky aj. Exergetickou účinnost η_{ex} stanovíme podle rovnice (12) [5] a je dána dvěma dílčími účinnostmi popisujícími kvalitu sdílení tepla v jednotlivých proudech vzduchu.

$$\eta_{ex} = \eta_{ex,i} \cdot \eta_{ex,e} = \frac{E_{i1} - E_{i2}}{E_{i1}} \cdot \frac{E_{e2} - E_{e1}}{E_{i1} - E_{i2}} = \frac{E_{e2} - E_{e1}}{E_{i1}}, \quad (12)$$

kde
 η_{ex} je exergetická účinnost, [-]
 $\eta_{ex,i}$ je dílčí exergetická účinnost využití tepla z ochlazeného vzduchu i , [-]
 $\eta_{ex,e}$ je dílčí exergetická účinnost využití tepla v ohřívání vzduchu e , [-]
 E je exergie tepelného toku proudy vzduchu na vstupu nebo výstupu výměníku. [W]

Stanovení obou dílčích exergetických účinností $\eta_{ex,i}$ a $\eta_{ex,e}$ je velmi přínosné pro zjištění, jak je využitý tok citelného tepla i navýšení tepelného toku při kondenzaci vodní páry ve výměníku mezi vstupem a výstupem ochlazovaného proudu vzduchu. Ve střední části rovnice (12) máme vyjádřené v součinu dílčí exergetické účinnosti, každá z nich vyjadřuje jak rozdíl exergií vzniklý v daném proudu vzduchu (i nebo e) je využitý k maximálnímu potenciálu. Pro účinnost $\eta_{ex,i}$ to znamená vyjádření velikosti tepelného toku sděleného z ochlazovaného vzduchu do teplosměnné plochy rozdílem exergií ($E_{i1} - E_{i2}$). Vzniklý rozdíl exergií mezi vstupem a výstupem je vztážen k maximálnímu potenciálu danému exergií ochlazovaného vzduchu E_{i1} na vstupu do výměníku. V případě účinnosti $\eta_{ex,e}$ stejná rovnice vyjadřuje, jak se tepelný tok ($E_{e1} - E_{e2}$) projeví v ohřivaném proudu vzduchu e , tedy jak vzroste exergie ohřivaného vzduchu při průtoku výměníkem. Exergetická účinnost η_{ex} tudíž vyjadřuje vliv sděleného tepelného toku do ohřivaného vzduchu popsaného rozdílem ($E_{e2} - E_{e1}$) vztáženého k maximálnímu potenciálu.

Exergii tepelného toku definujeme podle rovnice (13), která odpovídá Bejanově rovnici [6] při zanedbání vlivu tlakové ztráty ve výměníku. Tlakovou ztrátu výměníku při průtoku vzduchu a nezbytný příkon ventilátorů zanedbáme, jelikož stejný vliv není postižen ani v jedné z výše popsaných účinností η_c , η_v a η .

$$E = Q \left(1 - \frac{T_0}{T} \right) = m(h - h_0) \left(1 - \frac{T_0}{T} \right), \quad (13)$$

kde T_0 , h_0 jsou termodynamická teplota a měrná entalpie popisující srovnávací stav okolí (dead state), T je termodynamická teplota vzduchu. [K]

Dosadíme-li rovnici (13) za jednotlivé exergie tepelných toků do rovnice pro exergetickou účinnost (12) a provedeme několik algebraických úprav, obdržíme vztah popisující závislost exergetické účinnosti na skutečně přeneseném tepelném toku Q .

$$\eta_{ex} = \frac{Q - m_e \left[\left(\frac{T_0}{T_{e2}} h_{e2} - \frac{T_0}{T_{e1}} h_{e1} \right) + h_0 \left(\frac{T_0}{T_{e1}} - \frac{T_0}{T_{e2}} \right) \right]}{m_i (h_{i1} - h_0) \left(1 - \frac{T_0}{T_{i1}} \right)} \quad (14)$$

Podobně jako rovnici (14) lze vyjádřit dílčí exergetické účinnosti. Abychom se vyhnuli rozsáhlým rovnicím, nebudeme je zde uvádět.

Pro rekuperační výměník je možné stanovit bilanci exergií tepelných toků na vstupech a výstupech [7]. Pro její úplnost je nezbytné zavést exergii ztrátového tepelného toku ΔE , která vyjadřuje nevyužitou exergii v nevratném procesu podle 2. zákona termodynamiky.

$$E_{e1} + E_{e2} = E_{i2} + E_{e2} + \Delta E \quad (15)$$

Přepíšeme-li bilanci (15) rozdíly exergií tepelných toků ochlazovaného a ohřivaného vzduchu, poznáme, že exergie ztrátového tepelného toku bude klesat pouze, když změna exergie ohřivaného vzduchu ΔE_{e12} poroste více než ochlazovaného ΔE_{i12} .

$$\Delta E = (E_{i1} - E_{i2}) - (E_{e2} - E_{e1}) = \Delta E_{i12} - \Delta E_{e12} \quad (16)$$

V závislosti na změně exergií tepelných toků a exergii ztrátového tepelného toku lze vyjádřit i rovnici pro dílčí exergetické účinnosti (12).

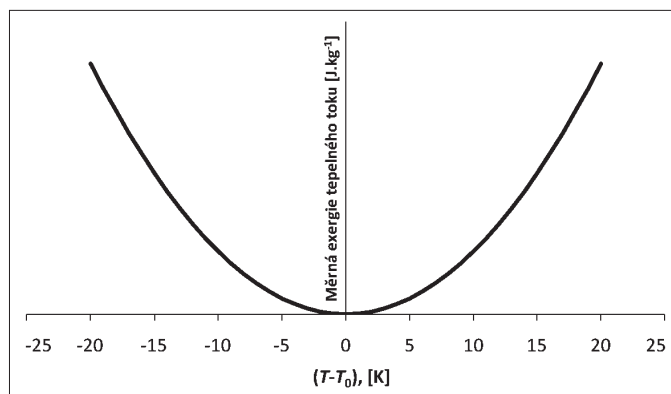
$$\eta_{ex,i} = \frac{\Delta E_{i12}}{E_{i1}} = \frac{\Delta E + \Delta E_{e12}}{E_{i1}} \quad (17)$$

$$\eta_{ex,e} = \frac{\Delta E_{e12}}{\Delta E_{i12}} = \frac{\Delta E_{i12} - \Delta E}{\Delta E + \Delta E_{e12}} \quad (18)$$

$$\eta_{ex} = \frac{\Delta E_{e12}}{E_{i1}} = \frac{\Delta E_{i12} - \Delta E}{E_{i1}} \quad (19)$$

Exergetická analýza má podstatný požadavek, kterým je stanovení vztahné hranice, stavu okolí ke kterému jsou jednotlivé exergie definované. Nazývá se také „dead state“ a v textu jsou jeho stavové veličiny označeny indexem 0. Při běžné analýze se obvykle stanovuje pouze teplota T_0 , ale pokud chceme posuzovat vlhký vzduch při změnách obsahu vodní páry, musíme tuto hranici definovat jako každý jiný stav vzduchu třemi stavovými veličinami. Nejčastěji tlakem p_0 , který obvykle uvažujeme atmosférický, teplotou T_0 a doplníme ještě měrnou vlhkost x_0 .

Volba stavu okolí výrazně ovlivní velikost jednotlivých exergií tepelných toků, proto je nutné volit jeho parametry zodpovědně. Velmi zajímavou diskuzi k volbě parametrů stavu okolí pro exergetickou analýzu rekuperačního výměníku při sdělení citelného tepla nalezneme v článku Dr. Boelmannové [8]. Základní problém spočívá ve vzdálenosti stavu okolí od posuzovaného stavu. Když je teplota T_0 rovna teplotě T , je podle rovnice (13) exergie tepelného toku nulová. Pokud rozdíl T a T_0 roste, zvyšuje se i měrná exergie tepelného toku (obr. 2).

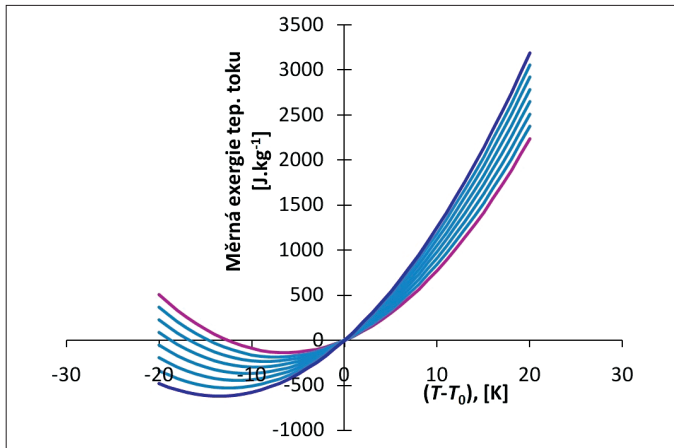


Obr. 2 Znárodnění závislosti měrné exergie tepelného toku suchého vzduchu na rozdíl $(T - T_0)$

Uvážíme-li však vliv volby měrné vlhkosti x_0 v parametrech stavu okolí, zjistíme výrazné odchylky od průběhu zobrazeného v grafu na obrázku 2. Na obrázku 3 je ukázána závislost měrné exergie tepelného toku vlhkého vzduchu na volbě teploty T_0 a měrné vlhkosti x_0 . Z průběhu vyplývá, že při $T < T_0$ jsou hodnoty měrné exergie tepelného toku vlhkého vzduchu záporné a minimum křivek měrné exergie tepelného toku se posouvá k vyšším rozdílům $(T - T_0)$.

Při exergetické analýze tepelných výměníků se převážně vyhodnocují rozdíly exergií tepelných toků na vstupu a výstupu vzduchu. Při teplotách vzduchu blízkých volené teplotě okolí budou rozdíly exergií menší než při teplotách vzdálenějších. Důsledek je patrný z tvaru křivky zobrazené na obr. 2, který se stane výraznějším v závislosti na volbě x_0 (obr. 3). Tím budou ovlivněny výsledky bilanční rovnice (15) a i exergetických účinností (12), (14). Z toho vyplývá, že není vhodné volit teplotu T_0 ani měrnou vlhkost x_0 vyšší než kteroukoliv z teplot a vlhkostí proudů vzduchu vyskytujících se při provozu výměníku.

Z těchto důvodů je nezbytné interpretovat a prezentovat výsledky vždy s ohledem na volené podmínky stavu okolí. Nevýhodou exergetické analýzy je obtížné srovnání výsledků vypočtených při různých podmínkách stavu okolí (dead state), byť by se jednalo o stejný výměník tepla.



Obr. 3 Průběh kombinace vlivu volby teploty T_0 a měrné vlhkosti x_0 na měrnou exergii tepelného toku $e = E/m$ (pro stav vzduchu $T = 293,15 \text{ K}$, $x = 5 \text{ g.kg}^{-1} \text{ s.v.}$) (Fialová čára pro $x_0 = 0 \text{ g.kg}^{-1} \text{ s.v.}$, tmavomodrá čára pro $x_0 = 5,6 \text{ g.kg}^{-1} \text{ s.v.}$, mezilehlé se liší o $0,8 \text{ g.kg}^{-1} \text{ s.v.}$)

Pozn.: některé kombinace T_0 a x_0 jsou teoretické, neboť popisují stavy daleko za mezí sytosti a slouží jen pro demonstraci trendu závislosti.

TEORETICKÝ VLIV KONDENZACE VODNÍ PÁRY

V rovnicích (2) až (5) uvažujeme, že tepelný tok přenesený z ochlazovaného proudu vzduchu do ohřívajícího zahrne celé sdílené citelné i vázané teplo. V následující části popíšeme, jak se vázané teplo uvolněné při kondenzaci vodní páry může projevit na chování výměníku z pohledu jednotlivých účinností. Uvažujeme teoretický provozní stav rekuperačního výměníku, kterým proudí shodné množství ochlazovaného i ohřívajícího vzduchu. Následující tabulka 2 shrnuje základní parametry stavů vzduchu. Výstupní stavové veličiny jsou vypočítány z rovnic (2) a (3), hodnoty $c_{p,sv}$, $c_{p,vp}$ a l_{23} jsou uvažovány shodné pro oba proudy vzduchu a nezávislé na teplotě.

Tab. 2 Parametry stavů vzduchu při počátečním provozním stavu bez kondenzace vodní páry

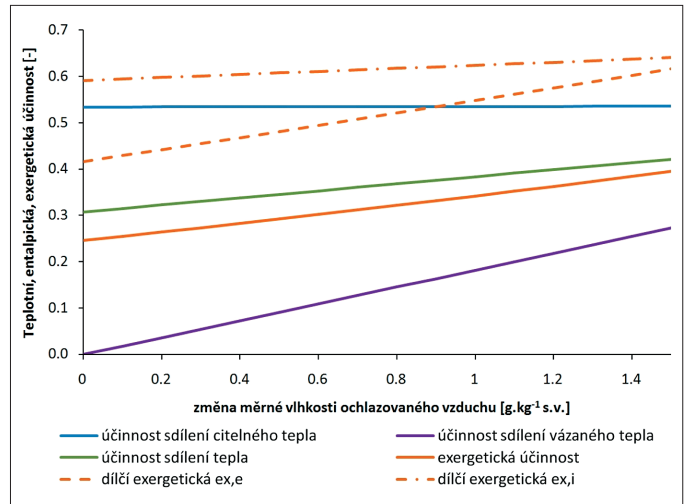
| Stav bez kondenzace v. p. | Hmotnostní průtok [kg.s ⁻¹] | Vstup / výstup | Teplota [°C] | Měrná vlhkost [g.kg ⁻¹] |
|---------------------------|---|----------------|--------------|-------------------------------------|
| ochlazovaný vzduch i | 0,2 | vstup i_1 | 21 | 8 |
| | | výstup i_2 | 11 | 8 |
| ohřívající vzduch e | 0,2 | vstup e_1 | 2 | 2,5 |
| | | výstup e_2 | 12,15 | 2,5 |

Pro vyjádření vlivu kondenzace vodní páry je uvažován teoretický rozsah poklesu měrné vlhkosti ($x_{i1} - x_{i2}$) ochlazovaného vzduchu 0 až $1,5 \text{ g.kg}^{-1} \text{ s.v.}$ Podle rovnice (5) můžeme vypočítat přínos změny skupenství vodní páry na růst měrné entalpie ohřívajícího vzduchu. Proti stavu bez kondenzace dojde k navýšení přeneseného tepelného toku Q . To se projeví i v číselných rovnicích (10), (11), (14) a v důsledku k nárůstu uvažovaných účinností.

Ochlazovanému vzduchu i v důsledku rostoucího rozdílu ($x_{i1} - x_{i2}$) klesá výstupní měrná entalpie h_{i2} . Navýšení tepelného toku o Q_r se projeví v ohřívající vzduchu růstem entalpie h_{e2} , ze které je dopočítána změna teploty t_{e2} (Tab. 3). V tabulce 3 je vyjádřené rozložení vlivu citelného a vázaného dílu sdíleného tepelného toku na výstupní teplotu ohřívajícího vzduchu t_{e2} . Závislost růstu teploty t_{e2} na změně ($x_{i1} - x_{i2}$) je lineární a na každý 1 gram z kondenzované vodní páry na

Tab. 3 Vybrané výsledky vlivu kondenzace vodní páry na rekuperaovaný tepelný tok

| $(x_{i1} - x_{i2})$ | Výstupní stavy vzduchu | | | | Změna teploty ohřívajícího vzduchu | | | |
|---------------------------|---------------------------|---------------------------|---------------------------|----------|------------------------------------|--------------------|--------------------|--------|
| | x_{i2} | h_{i2} | h_{e2} | t_{e2} | Δt_e | $\Delta t_{e,cit}$ | $\Delta t_{e,vaz}$ | Q_r |
| [g.kg ⁻¹ s.v.] | [g.kg ⁻¹ s.v.] | [J.kg ⁻¹ s.v.] | [J.kg ⁻¹ s.v.] | [°C] | [K] | [K] | [K] | [W] |
| 0 | 8 | 31218,7 | 18515,3 | 12,15 | 10,15 | 10,15 | 0,00 | 2039,8 |
| 0,4 | 7,6 | 30210,5 | 19528,1 | 13,15 | 11,15 | 10,16 | 1,00 | 2241,4 |
| 0,8 | 7,2 | 29202,3 | 20541,0 | 14,15 | 12,15 | 10,16 | 1,99 | 2443,0 |
| 1,2 | 6,8 | 28194,1 | 21553,8 | 15,16 | 13,16 | 10,17 | 2,99 | 2644,7 |
| 1,5 | 6,5 | 27438,0 | 22313,5 | 15,91 | 13,91 | 10,18 | 3,73 | 2795,9 |



Obr. 4 Teoretický vliv kondenzace vodní páry v ochlazovaném vzduchu na účinnost

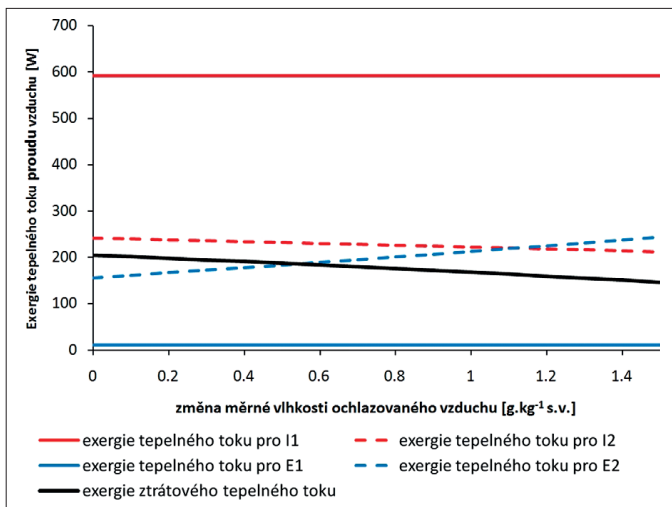
kilogram suchého vzduchu se v uvažovaném případě zvýší teplota ohřívajícího vzduchu t_{e2} na výstupu o $2,5 \text{ °C}$.

Rozdíly $\Delta t_{e,c}$ zahrnují i vliv změny citelného tepla vodní páry v přeneseném tepelném toku, který zvýší $\Delta t_{e,c}$ o $0,1$ až $0,13 \text{ K}$. V posledním sloupci tabulky 3 je vidět nárůst přeneseného tepelného toku Q od stavu bez kondenzace až po stav s nejvyšším rozdílem měrné vlhkosti, tj. $1,5 \text{ g.kg}^{-1} \text{ s.v.}$ Mezi krajními uvažovanými stavy dojde k nárůstu Q o 783 W , jeho závislost na změně ($x_{i1} - x_{i2}$) je opět lineární a na každý $1 \text{ g.kg}^{-1} \text{ s.v.}$ je sdíleno do ohřívajícího proudu vzduchu 502 W .

V důsledku zvyšování Q při kondenzaci vodní páry se lineárně zvyšují i uvažované účinnosti vyjma účinnosti sdílení citelného tepla. Tyto trendy demonstruje graf na obrázku 4, kde je zobrazená závislost jednotlivých účinností na rozdílu měrné vlhkosti v proudu ochlazovaného vzduchu mezi vstupní x_{i1} a výstupní x_{i2} .

Účinnost η_c je v zásadě konstantní, sdílený tepelný tok citelného tepla je stálý s drobným nárůstem o změnu citelného tepla vodní páry v ochlazovaném vzduchu. Tepelný tok vázaného tepla Q_v narůstá od nulové hodnoty a s ním roste i účinnost sdílení vázaného tepla η_v . V rovnici (10) se zvyšuje rozdílu ($x_{i1} - x_{i2}$), který využívá malou část teoretického maxima daného rozdílem ($x_{i1} - x_{e1}$) (obr. 1), čemuž odpovídá maximální hodnota účinnosti $\eta_v = 27,3 \text{ %}$. Přesto se kondenzace vodní páry výrazně projeví na účinnosti sdílení tepla η . Od počátečního stavu, při kterém by měl výměník ZZT účinnost sdílení tepla $30,6 \text{ %}$, vzrostla díky změně skupenství vodní páry $1,5 \text{ g.kg}^{-1} \text{ s.v.}$ až na 42 % . Teoretický nárůst o $11,4 \text{ %}$ díky tepelnému toku vázaného tepla není zanedbatelný.

Pro výpočet exergií a exergetických účinností podle rovnic (12) a (13) byl uvažován stav okolí o teplotě $T_0 = 273,15 \text{ K}$ a měrné vlhkosti $x_0 = 0 \text{ g.kg}^{-1} \text{ s.v.}$, které jsou nižší než veličiny proudů vzduchu na vstupech a výstupech



Obr. 5 Teoretický vliv kondenzace vodní páry v ochlazovaném vzduchu na exergie tepelných toků

výměníku. Průběhy exergií tepelných toků jsou v závislosti na změně měrné vlhkosti v ochlazovaném vzduchu zobrazeny na obr. 5. Je patrné, že s rostoucí intenzitou kondenzace vodní páry roste využití potenciálu energie z ochlazovaného proudu vzduchu.

Pro hodnocení je důležitý výpočet exergie ztrátového tepelného toku ΔE (15), vyjadřující nevyužitý potenciál exergie tepelného toku z ochlazovaného vzduchu na vstupu do výměníku. S vyšším podílem ΔE v bilanci dochází ve výměníku k vyšší disipaci energie, která mohla být využita v tepelném toku přeneseném do ohřívajícího vzduchu. Z výsledků na obr. 5 zjišťujeme, že při kondenzaci vodní páry exergie ztrátového tepelného toku klesá. Její pokles přímo ovlivňuje výstupní exergie E_{i2} , která se snižuje a E_{e2} , která roste.

Obě dílčí exergetické účinnosti jsou přímo závislé na exergii ztrátového tepelného toku ΔE (17), (18), (19). Pro zajištění jejich růstu musí ΔE klesat a zároveň ΔE_{e12} růst a to více než roste ΔE_{i12} . Když ΔE_{e12} roste více než ΔE_{i12} , vyplývá z toho vyšší tepelný tok sdělený z ochlazovaného vzduchu na teplosměnné ploše výměníku.

Dílčí exergetická účinnost využití tepla z ochlazovaného vzduchu $\eta_{ex,i}$ v souladu s rovnicí (17) roste velmi pozvolně. I při maximální uvažované změně měrné vlhkosti ochlazovaného proudu vzduchu je stále využita pouze část potenciálu vázaného tepla daného měrnou vlhkostí ochlazovaného proudu vzduchu na vstupu ($x_{i1} = 8 \text{ g.kg}^{-1} \text{ s.v.}$). Ohřívající vzduch přesto přijímá zvýšený tepelný tok o skupenské teplo kondenzace. Navýšení přínosu se v ohřívající vzduchu projeví nárůstem rozdílu exergií tepelných toků mezi výstupem a vstupem ΔE_{e12} o 60 %. Vztáhneme-li jej k potenciálu ΔE_{i12} odevzdanému ochlazovaným vzduchem teplosměnné ploše podle rovnice (18), je jeho podíl natolik významný, že ΔE_{e12} má díky kondenzaci vyšší růst než ΔE_{i12} a tudíž dílčí exergetická účinnost využití tepla v ohřívající vzduchu $\eta_{ex,e}$ roste v uvažovaném intervalu změny měrné vlhkosti rychleji než $\eta_{ex,i}$.

Exergetická účinnost má trend podobný účinnosti sdílení tepla, neboť vztahuje skutečně získaný přínos v ohřívající vzduchu k maximálnímu potenciálu exergie E_{i1} .

Při pohledu na celkovou bilanci exergií tepelných toků výměníku můžeme ukázat výhody exergetické analýzy. Z pohledu rozboru dalšího energetického potenciálu při provozu výměníku jsou podstatné exergie tepelného toku ochlazovaného vzduchu E_{i2} na výstupu a exergie ztrátového tepelného toku ΔE . Exergie E_{i2} vyjadřuje potenciál, který odchází v proudu ochlazovaného vzduchu mimo další možnosti jeho využití. Z obr. 5 je zřejmé, že ani při vyšší míře kondenzace vodní páry nedošlo

k výraznějšímu poklesu E_{i2} , pouze o 12 %. Tudíž v ochlazovaném vzduchu je stále značný potenciál energie. Těto znalosti můžeme například využít, když bychom sériově zapojili dva výměníky ZZT. Potom můžeme analyzovat přínosy jednotlivých výměníků i celé sestavy, řešit rozložení přeneseného tepelného toku mezi jednotlivé výměníky a optimalizovat jejich provoz.

Vyčíslením exergie ztrátového tepelného toku ΔE vyjadřujeme nevratnou změnu energie. Ve výměníku probíhá rozdělení počátečního potenciálu ochlazovaného vzduchu E_{i1} na jednotlivé složky (15), nevratná ztráta ΔE je významná. Při kondenzaci vodní páry a využití zvýšeného tepelného toku lze její zastoupení snížit a zvýšit požadovanou exergii tepelného toku ohřívajícího vzduchu E_{e2} na výstupu. Z předchozího popisu vyplývá, že ΔE významně ovlivňuje exergetickou účinnost zařízení pro zpětné získávání tepla, proto je vhodná pro posouzení účinnosti při různých provozních stavech. Exergetické účinnosti nabízí pohled na kvalitu využití energetického potenciálu samostatně na straně ochlazovaného a ohřívajícího vzduchu. Při analýze provozu výměníku jimi můžeme rozpoznat, který z proudů vzduchu více využívá svého potenciálu, a který méně. V následné optimalizaci provozu můžeme navrhnout příslušná opatření.

ZÁVĚR

V článku byl teoreticky diskutován vliv kondenzace vodní páry ve výměníku pro zpětné získávání tepla. Její vliv při posuzování celkové bilance výměníku lze shledat jako pozitivní, přestože v běžném výměníku ZZT, kde jsou proudy vzduchu odděleny, je při kondenzaci využita pouze malá část vázaného tepla vodní páry. Přínosné závěry přináší exergetická analýza, která ukazuje, že ochlazovaný vzduch na výstupu z výměníku stále nese významný potenciál energie. Rozborem exergie ztrátového tepelného toku a exergetických účinností lze popsat možné zlepšení účinnosti provozu výměníku ZZT.

Kontakt na autora: daniel.adamovsky@fsv.cvut.cz, miroslav.urban@fsv.cvut.cz

Poděkování

Tento příspěvek vznikl z podpory grantu GAČR 103/08/P358 „Metoda hodnocení efektivnosti zařízení pro zpětné získávání tepla ve větracích systémech metodou exergie tepelných toků“.

Použité zdroje:

- [1] Kabele, K., et al., Energetická náročnost budov a vдуchotechnika. Vytápění, větrání, instalace, 2010, roč. 19, č. 3, s. 131–136
- [2] Morávek, P., Moderní koncepce pasivní výstavby v podmínkách ČR. Vytápění, větrání, instalace, 2006, roč. 15, č. 1, s. 19–24
- [3] Shah, R. K., Seculic, D. P., Fundamentals of heat exchanger design. J. Wiley and Sons, New Jersey, 941, 2003
- [4] Incropera, F. P., et al., Fundamentals of heat and Mass Transfer. New York: John Wiley and Sons, Inc., 2007, 997 s., 6th edition, ISBN 978-0-471-45728-2
- [5] Adamovský, D., et al., Exergy of Heat Flows in Exchanger Consisting of Gravity Heat Pipes. Research in Agriculture Engineering, 2005, roč. 51, č. 3, s. 81–87
- [6] Bejan, A., Advanced Engineering Thermodynamics. New York: John Wiley and Sons, Inc., 1997, 850 s., 2nd edition, ISBN 0-471-14880-6
- [7] Adamovský, D., Adamovský, R., Rutkowski, K., R., Modification of the method for the assessment of heat exchangers for the recuperation of heat from ventilation air. Annual Review of Agricultural Engineering, 2009, roč. 2008, č. 8, s. 17–28.
- [8] Boelman, E.C., Sakulpipatsin, P., Critical analysis of exergy efficiency definitions applicable to buildings and building services. In: Proceedings of Plea2004 – The 21th Conference on Passive and Low Energy Architecture, Eindhoven, 2004, s. 6. ISBN 9038616368