

Vysoká škola strojní a textilní,
Liberec

SDÍLENÍ TEPLA V TENKÉ VRSTVĚ

Kandidátská disertační práce

Ing. M. Beránek

Kandidátská disertační práce

UNIVERZITNÍ KNHOVNA
TECHNICKÉ UNIVERZITY V LIBERCI



3146114477

SDÍLENÍ TEPLA V TENKÉ VRSTVĚ

Autorské právo se řídí směnicami MŠK pro sdílení
zveřejněna sbírky č. j. 31 727/62-III/2 ze dne
13. července 1962-Vestník MŠK XIII, sešit 24 ze dne
31. 8. 1962 § 19 autorského zákona č. 115/53 Sb.

VYSOKÁ ŠKOLA STROJNÍ A TEXTILNÍ
Ústřední knihovna
LIBEREC I, STUDENTSKÁ 5

Aspirant : Ing. Miroslav Beránek *u 40/5968*
Školitel : Prof. Ing. Dr. techn. Karel Sýkora
Pracoviště : Vysoká škola strojní a textilní Liberec
Katedra termomechaniky a technického měření

Liberec, červenec 1968

VŠST Liberec	Sdílení tepla v tenké vrstvě	Str. 2
Obsah		Str.
Použitá označení		4
I. Úvod		7
II. Účel práce a popis zkušebního zařízení		9
III. Současný stav poznatků o řešeném problému podle literatury		18
IV. Nusseltova teorie laminární stékající tenké vrstvy a její porovnání s jinými výzkumy		28
1. Nusseltova teorie		28
2. Porovnání Nusseltovy teorie s dalšími výzkumy		34
V. Sdílení tepla v tenké vrstvě		35
1. Hydrodynamika stékající tenké vrstvy		36
a) Vizuelní pozorování stékající tenké vrstvy		39
b) Stanovení střední tloušťky stékající tenké vrstvy		44
α) Vlastní měření		44
β) Zhodnocení výsledků měření		52
c) Stanovení střední rychlosti stékající tenké vrstvy		54
α) Vlastní měření		54
β) Zhodnocení výsledků měření		59
2. Přestup tepla ve stékající tenké vrstvě		61
Katedra termomechaniky		

Str.

a) Definice a způsob výpočtu	61
b) Uspořádání a postup měření	66
c) Stanovení množství sdíleného tepla	70
d) Stanovení střední teploty povrchu topné desky	72
e) Stanovení součinitele přestupu tepla	73
VI. Zhodnocení výsledků a jejich porovnání s výsledky podle literatury	82
VII. Zhodnocení práce a získané nové poznatky	90
VIII. Souhrn	92
IX. Použitá literatura	93
Seznam obrázků	96
Tabulky naměřených hodnot	97
TAB.I Měření střední tloušťky vrstvy	L 1 až L 6
TAB.II Měření střední rychlosti	L 7 až L 9
TAB.III Teplotná měření	L 10 až L 17

VŠST Liberec	Sdílení tepla v tenké vrstvě	Str. 4
-----------------	------------------------------	--------

Použitá označení

$a = \frac{\lambda}{c_A \cdot \rho}$	$m^2 h^{-1}$	součinitel teplotové vodivosti
δ	m, mm	šířka
B	torr	barometrický tlak
c	$kJ kg^{-1} deg^{-1}$	specifické teplo
c_A	$kJ kg^{-1} deg^{-1}$	specifické teplo za konstantního tlaku
f	m^2, mm^2	průtočný průřez
F	m^2, mm^2	plocha
g	$m s^{-2}$	zemské zrychlení
H	m	výška
i	$kJ kg^{-1}$	entalpie
K		konstanta
L	m, mm	délka
M	$kg h^{-1}, kg s^{-1}$	průtočné množství
p	$kp cm^{-2}, torr$	měrný tlak
Δp	$kp cm^{-2}$	tlakový spád
p_A, p_o	$kp m^{-2}$	parciální tlak v povrchové ploše vrstvy resp. okolí
Q	$kJ h^{-1}$	sdílené teplo
Q_{Ac}	$kJ h^{-1}$	tepelný tok na povrchové ploše vrstvy
Q_o	$kJ h^{-1}$	množství tepla potřebné k ohřátí vrstvy
r	$kJ kg^{-1}$	výparné teplo
R	$kp m kg^{-1} deg^{-1}$	plynová konstanta

$$Pr = \frac{v}{a}$$

Prandtlevo kritérium

$$\alpha \quad \text{kJ m}^{-2} \text{ h}^{-1} \text{ deg}^{-1}$$

místní součinitel přestupu tepla

$$\bar{\alpha} \quad \text{kJ m}^{-2} \text{ h}^{-1} \text{ deg}^{-1}$$

střední součinitel přestupu tepla

$$\bar{\alpha}_l \quad \text{kJ m}^{-2} \text{ h}^{-1} \text{ deg}^{-1}$$

střední součinitel přestupu tepla
vztahený na délku trubky

$$\bar{\alpha}_{hl} \quad \text{kJ m}^{-2} \text{ h}^{-1} \text{ deg}^{-1}$$

střední součinitel přestupu tepla
na povrchové ploše vrstvy

$$\bar{\beta} \quad \text{m h}^{-1}$$

střední součinitel přenosu hmoty

$$\gamma \quad \text{kp m}^{-3}$$

měrná tíže

$$\sigma \quad \text{m, mm}$$

střední tloušťka stékající vrstvy

$$\sigma_{\min} \quad \text{m, mm}$$

minimální " zbytková " tloušťka
stékající vrstvy

$$\sigma_{\max} \quad \text{m, mm}$$

maximální tloušťka stékající
vrstvy

$$\mu \quad \text{kp s m}^{-2}$$

dynamická viskozita

$$\lambda \quad \text{kJ m}^{-1} \text{ h}^{-1} \text{ deg}^{-1}$$

součinitel tepelné vodivosti

$$\varphi$$

úhel

$$\nu \quad \text{m}^2 \text{ s}^{-1}$$

kinematická viskozita

$$\rho \quad \text{kg m}^{-3}$$

měrná hmota

$$\tau_s \quad \text{kp m}^{-2}$$

tečné napětí na stěně

VŠST Liberec	Sdílení tepla v tenké vrstvě	Str. 7
-----------------	------------------------------	--------

I Úvod

Problematika úkolu řešeného v rámci kandidátské disertační práce " Sdílení tepla v tenké vrstvě " vyplynula z výzkumných úkolů řešených na katedře termomechaniky a technického měření VŠST pod vedením Prof. Ing. Dr. techn. K. Sýkory. Práce byly prováděny ve spolupráci s průmyslem a v rámci řešení resortního výzkumného úkolu " Sdílení tepla při odpařování ve vertikálních trubkách při přirozené cirkulaci ".

Těmito pracemi byly objasněny podmínky sdílení tepla a odvozeny obecné vztahy pro součinitele přestupu tepla při odpařování ve vertikálních trubkách.

Jako nový vývojový stupeň odparek převážně z technologických požadavků se uplatnily odparky s odpařováním v tenké vrstvě. Pro vzájemná porovnání cirkulační odparky s odparky s tenkou vrstvou však nebylo v odborné literatuře dosti podkladů, které by obsahovaly podmínky sdílení tepla v tenké vrstvě a objasňovaly tento mechanismus.

Objasnění těchto podmínek se proto stalo cílem předložené disertační práce. Pro experimentální výzkum byla zvolena rovinná deska o rozměrech $1\ 100 \times 288\text{ mm}^2$ vytápěná kondensující parou, kterou bylo možno nastavit v libovolné poloze mezi krajními polohami vertikální a horizontální. Rovinná deska byla zvolena proto, že dává předpoklady popsat a také řešit matematicky zvolený problém.

	Katedra termomechaniky	
--	------------------------	--

Cena zkušebního zařízení, které muselo být provedeno z nerezavějící oceli byla ovšem značná. Příslušnou finanční pomoc poskytl s velkou ochotou Průmysl mléčné výživy s tím, že výsledky budou případně využity pro vývojová zařízení v potravinářském průmyslu.

Jsem velmi zavázán svému školiteli Prof. Ing. Dr. techn. K. Sýkorovi za cenné rady a připomínky, kterými při řešení této problematiky usměrňoval moji práci. Na tomto místě děkuji také všem spolupracovníkům, kteří mi byli nápomocní při časově značně náročných měřeních.

II Účel práce a popis zkušebního zařízení

Využívání poznatků nové techniky se uskutečňuje ve všech odvětvích průmyslu. V zařízeních tepelně-technických se nová moderní zařízení, vyznačující se velkou kapacitou, používají hlavně ze dvou důvodů. Jeden z nich je ekonomický, kdy intensifikací sdílení tepla se docílí snížení investičních a provozních nákladů. Druhý důvod vyplývá z podmínek technologických, kdy u velkého počtu procesů je dán požadavek, aby sdílení tepla probíhalo co nejvýhodněji a nejrychleji s ohledem na kvalitu výrobků; ta je často závislá na teplotě, při níž se pochod uskutečňuje a na době, po kterou na výrobek určitá teplota působí.

Jedním ze způsobů sdílení tepla, který může splnit tyto požadavky, je sdílení tepla v tenké vrstvě. Se zavedením tohoto způsobu sdílení tepla byla spojena řada výhod, ale vzniklo tím i mnoho nových problémů. Zjistilo se, že sdílení tepla v tenké vrstvě je velmi ovlivňováno mezní vrstvou, jejíž tloušťka nebo vliv jsou opět závislé na jejím vytvoření a také na pochodu, který v zařízení probíhá (ohřívání, ochlazování). U moderních zařízení je proto zřejmá snaha ovlivňovat vytváření mezní vrstvy a tím působit na intensifikaci sdílení tepla. Podstatný vliv má i viskozita zpracovávané kapaliny, která ovlivňuje jak tloušťku mezní vrstvy, tak i tloušťku tenké vrstvy.

Pro objasnění funkce a provedení těchto zařízení bude

účelné uvést jejich stručný popis.

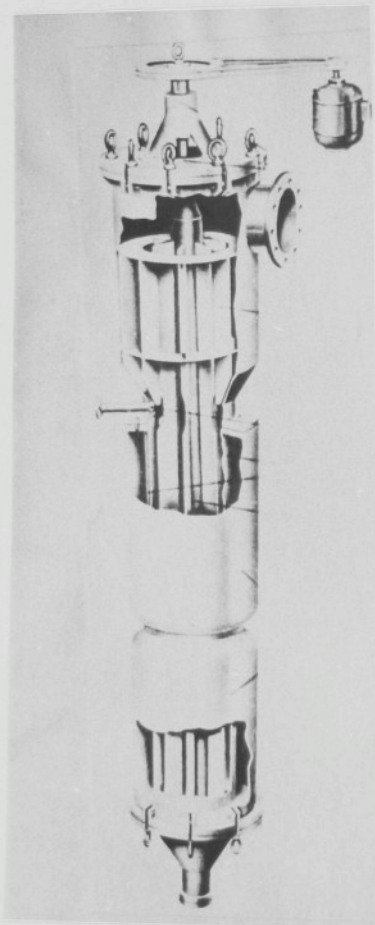
Zařízení, pracující s tenkou vrstvou, je možno z hlediska jejího vytváření rozdělit do těchto základních skupin :

a) zařízení s mechanicky vytvářenou tenkou vrstvou

U těchto zařízení je tenká vrstva vytvářena mechanicky pomocí stíračů. Zpracovávaná kapalina je nastříkována na vnitřní stěnu válce, stírači je rozstírána po povrchu a působením gravitace stéká po stěně dolů.

Uvedený princip vytváření tenké vrstvy se uplatnil v konstrukci^{ci} odpařovacích zařízení. Dle provedení stíračů rozlišují se zařízení na zařízení s pevnými stírači - typ Luwa, obr. 1 - a na zařízení s kyvnými stírači - typ Sambay, obr. 2 .

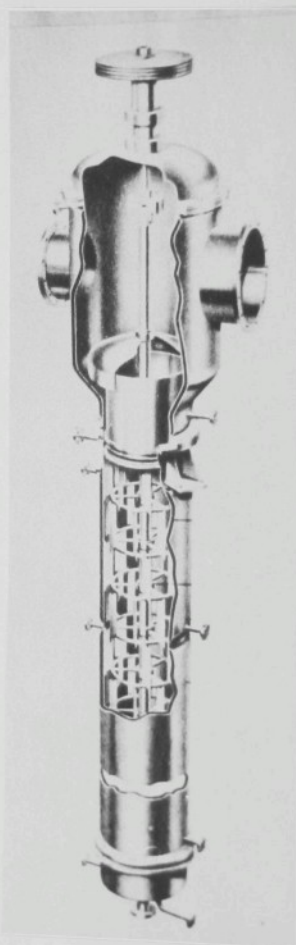
V prvním případě je tloušťka vrstvy určována vzdáleností mezi koncem stírače a stěnou válce. Nevýhodou tohoto provedení je nerovnoměrná tloušťka vrstvy v důsledku ovality válce, po kterém je kapalina rozstírána. Nepříznivě se projevuje i vliv změny průtokového množství na intenzitu stíracího účinku a zvětšení spotřeby energie o energii potřebnou k pohonu stíračů. Výhodou je ovlivnění tloušťky mezní vrstvy stíracím účinkem, což se příznivě projevuje ve zvýšené intenzitě sdílení tepla. Druhé provedení s kyvnými stírači odstraňuje nevýhodu konstantní vzdálenosti mezi stírači a stěnou. Tloušťka vrstvy se nastavuje samočinně podle přitlačné síly stíračů a podle viskozity kapaliny. Stírací účinek a tím i ovlivnění mezní vrstvy je větší a v důsledku toho je i příznivější mechanismus sdílení tepla.



Obr. 1

Odparka s pevnými stírači

ty; Luwa



Obr. 2

Odparka s kyvnými stírači

ty; Sambay

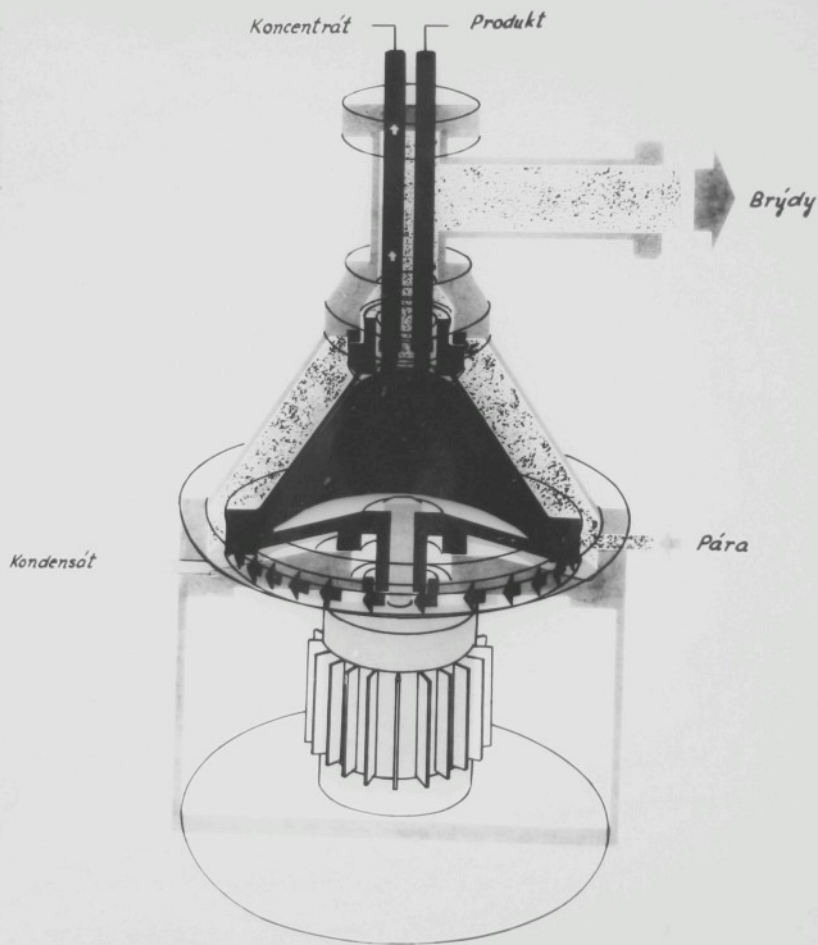
b) zařízení s nuceně stékající tenkou vrstvou

Zařízení tohoto typu patří k nejmodernějším a jejich vývoj dosud nebyl ukončen. Typickým představitelem tohoto provedení je Centritherm vyráběný firmou Alfa - Laval, jehož princip je zřejmý z obr. 3. Zpracovávaná látka stéká nuceně působením odstředivé síly po povrchu rotujícího kužele, který je vytápěn. Snaha ovlivnit tloušťku mezní vrstvy je zřejmá; tloušťka takto vytvářené tenké vrstvy je asi 0,05 mm. Těchto zařízení se s výhodou užívá ke zpracování látek citlivých na teplotu. Nevýhodou provedení je obtížná konstrukce (těsnění rotujících částí) a zvýšená spotřeba energie nutné k pohonu kužele.

c) zařízení s gravitačně stékající tenkou vrstvou

U těchto zařízení se stékající tenká vrstva vytváří působením gravitace. Tloušťka tenké vrstvy v tomto případě může být ovlivněna pouze průtočným množstvím látky. Přes tuto nevýhodu jsou zařízení tohoto typu v důsledku své jednoduchosti široce používána jako např. sprchové chladiče, trubkové odparky, destilační a rektifikační kolony, chladič věže aj. Jak již bylo uvedeno, jejich předností je jednoduchost provedení; nevýhoda spočívá v obtížích vyplývajících z udržení celistvosti vrstvy tak, aby pokrývala celou teplosměnnou plochu a v tom, že rychlost stékání vrstvy není možno ovlivnit. Větší viskozita látky se projevuje nepříznivě a sdílení tepla přechází na sdílení tepla vedením.

Obtížnost popsání mechanismu sdílení tepla v tenké vrstvě spočívá v tom, že tento proces ovlivňuje velmi mnoho



Obr. 3

Odperka Centritherm s nuceně stékající tenkou vrstvou

činitelů. Mezi nejvýznamnějšími je možno jmenovat způsob vytváření vrstvy, hydrodynamické poměry při stékání, tloušťku vrstvy, směr tepelného toku (zda se jedná o ohřívání či o ochluzování látky), viskozitu, materiál a jakost povrchu ploch a další. I když - vzhledem ke značnému průmyslovému využívání - bylo vynaloženo mnoho úsilí k objasnění sdílení tepla v tenké vrstvě, nejsou dosud v literatuře dostatečné výpočtové podklady. Údaje udávané jednotlivými autory jsou pouze dílčí a nedovolují zobecnění. Převážná část výzkumů byla prováděna na zařízeních, kde stéká tenká vrstva v gravitačním poli převážně po vnitřním nebo vnějším povrchu svislých trubek. Vzhledem k rozměrům zařízení (poměrně malý průměr trubky vzhledem k velké délce) je velmi obtížné udržet na teplosměnné ploše souvislou vrstvu kapaliny. To může způsobit značné potíže při vlastním provozu těchto zařízení,

S ohledem na tuto skutečnost byla v návrhu zkušebního zařízení zvolena rovinná plocha, dávající předpoklady pro vytvoření stabilnější tenké vrstvy, lepšího zvládnutí hydrodynamických poměrů a dokonalou kontrolu vrstvy. V návrhu zařízení se předpokládá měnitelný sklon plochy, aby vynikl vliv gravitačního pole na mechanismus sdílení tepla.

Rovinná plocha byla vytvořena ocelovou deskou, kterou je možno vytápět a jejíž sklon je měnitelný mezi vodorovnou a svislou polohou. Jako tepelný zdroj byla zvolena vodní pára. Navržené zařízení bylo zhotoveno z nerezavějící oceli AKVN v SONP Kladno, oddělení Anticorro.

Problematika mechanismu sdílení tepla v tenké vrstvě

při ohřívání a zvláště při přeměně skupenství - odpařování je složitá a rozsáhlá. Z toho důvodu byl problém zúžen pouze na otázku sdílení tepla při ohřívání stékající tenké vrstvy. V návaznosti na tento úkol pak bude pokračováno s řešením sdílení tepla při odpařování. Otázku sdílení tepla při ohřívání je nutno řešit také z toho důvodu, že u všech odpařovacích zařízení existuje tzv. "dohřívací zóna", v níž se zpracovávaná kapalina dohřívá na teplotu varu.

Navržené zkušební zařízení bylo po zhotovení instalováno v laboratoři katedry termomechaniky VŠST v květnu r. 1965. Hlavní část tvoří deska z nerezavějící oceli AKVN o rozměrech $1\ 100 \times 228\ \text{mm}^2$ (viz obr. 4), která je v podstatě plochou krabíci, jejíž vnitřní prostor je možno vytápět. Podél je deska vyztužena žebry, aby bylo zabráněno deformacím. Povrchová plocha desky, po níž stéká tenká vrstva, byla broušena. Tenká vrstva se vytváří na počátku desky výtokem štěrbinou, která vznikne mezi povrchem desky a hradítkem, jehož polohu je možno libovolně měnit pomocí dvou mikrometrických šroubů. Velikost štěrbin byla kontrolována spárovými měrkami.

Zkušební deska je uložena ve stojanu tak, že její sklon je možno měnit. Pro zkoušky byly zvoleny tři základní polohy: Svislá $\varphi = 90^\circ$ (kde φ je úhel mezi deskou a vodorovnou rovinou) a sklon $\varphi = 60^\circ$ a $\varphi = 30^\circ$. Poloha desky byla fixována pomocí zápedkového mechanismu. Zkoušky byly prováděny s vodou.



Voda byla na desku přiváděna ze zásobní nádrže, vybavené kontrolním stavoznakem a přepadem. Zásobní nádrž byla uspořádána nad deskou.

Zkušební zařízení bylo postupně pro zkoušky hydrodynamické a tepelné vhodně upraveno, aby bylo možno určit hodnoty potřebné k popsání poměrů za nastavených podmínek. Způsob úpravy bude dále uveden.

Nesbytnou podmínkou pro možnost stanovení podmínek pro sdílení tepla v tenké vrstvě je ovšem znalost hydrodynamiky stékající tenké vrstvy. Bylo proto nutno objasnit nejprve tuto otázku.

III Současný stav poznatků o řešeném problému
podle literatury

Přes značné využívání sdílení tepla v tenké vrstvě v technické praxi jsou poznatky v literatuře, zabývající se těmito problémy poměrně malé a výsledky, udávané jednotlivými autory pouze dílčí.

Teoretické základy pro řešení sdílení tepla v tenké vrstvě a hydrodynamiky stékající tenké vrstvy po svislé ploše položil N u s s e l t [1], [1a]. Vzhledem k tomu, že ostatní výzkumní pracovníci, zabývající se řešením této otázky, z této teorie vycházejí, budou její základy uvedeny ve zvláštní kapitole IV. Dále uváděné nové práce autorů významně přispěly k postupnému řešení problému.

Nusseltova teorie, platná pro laminární charakter stékání, jako jeden z předpokladů své platnosti stanoví hladkou povrchovou vrstvu stékající tenké vrstvy. Výzkumy bylo ale zjištěno, že tento předpoklad je splněn pouze u malých hodnot Reynoldsových čísel. S rostoucími hodnotami Reynoldsova čísla vznikají na povrchové ploše vlny nepravidelného charakteru, i když laminární charakter stékání zůstává zachován.

Reynoldsovo číslo je obecně definováno výrazem

$$Re = \frac{w l}{\nu}$$

kde w je rychlost

ν kinematická viskozita

ℓ charakteristický rozměr

V případě stékající tenké vrstvy se za charakteristický rozměr volí tloušťka tenké vrstvy δ , takže Reynoldsovo číslo je pak definováno rovnicí

$$Re = \frac{w \delta}{\nu}$$

Vzhledem ke zjištění vlnového charakteru stékání, byla řešena otázka platnosti Nusseltovy teorie i pro tento případ. Touto otázkou se zabýval Kirkbride [4] a Friedman a Miller [6], Pennie a Belanger [5] a další.

Kirkbride řešil otázku stékání vodní nebo olejové vrstvy po vnějším povrchu trubky o délce 760 mm. Měření tloušťky vrstvy prováděl pomocí mikrometrického šroubu.

Friedman a Miller zjišťovali poměry při stékání vodní, olejové a kerosenové tenké vrstvy po vnitřním povrchu svislé skleněné trubky o průměru $\varnothing$ 25,4 a 15,9 mm, délky 1 270 mm. Střední tloušťka vrstvy byla určována měřením množství zádrže.

Pennie a Belanger použili svislé měděné trubky průměru $\varnothing$ 12,8 mm, po jejímž vnitřním povrchu stékala tenká vodní vrstva. K měření tloušťky vrstvy byl použit mikrometrický šroub.

Všechna tato měření přes svoji náročnost (malé průměry trubek) prokázala platnost a použitelnost Nusseltovy teorie i pro vlnový charakter stékání.

Pro oblast turbulentního charakteru stékání tenké vrstvy není mnoho podkladů. Mezi nejvýznamnější patří práce Duklera a Bergelina [3], Brauera [8] a Feinda [11].

Dukler a Bergelin použili vísle mosazné desky o rozměrech $614 \times 2040 \text{ mm}^2$, po níž stékala vodní tenká vrstva, jejíž tloušťku zjišťovali elektricky na základě změny kapacity. Zjistili, že pro větší hodnoty Reynoldsových čísel než asi 400 Nusseltova teorie nedává shodné výsledky s experimentem. Snažili se proto o vytvoření teorie pro oblast turbulentního charakteru stékání.

Vycházeli z předpokladu vytvoření rychlostního profilu ve vrstvě jako v případě turbulentního proudění v potrubí. Této podmínce lze vyhovět zavedením tzv. rychlosti tečného napětí ve tvaru

$$u^* = \sqrt{\tau_s / \rho g}$$

v bezdimenzionální formě $u^* = u^*(y^*)$

V těchto výrazech značí

τ_s tečné napětí na stěně

u^* bezrozměrnou rychlost

y^* bezrozměrnou vzdálenost od stěny

ρ měrnou hmotu

Je tedy

$$u^* = w / u^*$$

a

$$y^* = u^* y / \nu$$

kde w je místní rychlost
 ν kinematická viskozita

Pro objem V stékající tenké vrstvy za jednotku času po trubce nebo desce o obvodu resp. šířce U platí vztah

$$V = U \nu \int_0^b u^+ dy^+$$

kde $b = y^+$ pro $y = \delta^+$.

Výsledkem řešení jsou závislosti

$$Re + 64 = b(3,0 + 2,5 \ln b)$$

a

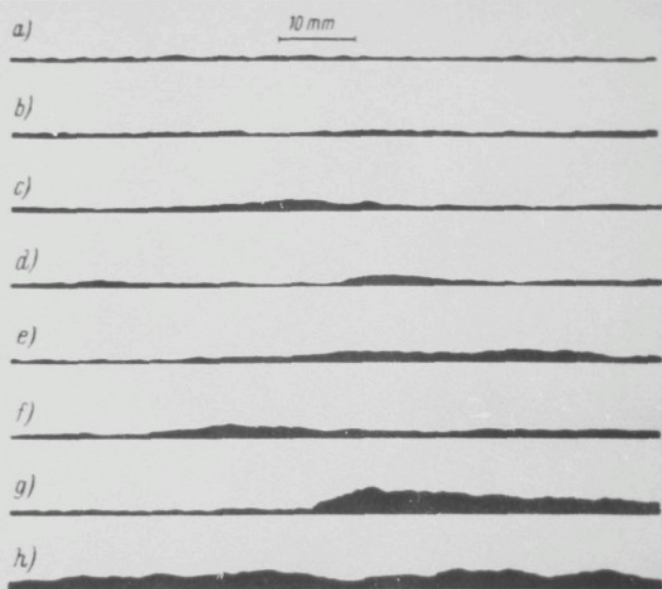
$$b = u^+ \delta^+ / \nu$$

z kterých je možno určit tloušťku δ turbulentně stékající tenké vrstvy. Je zřejmé, že pro praktické použití tato formulace není vhodná, neboť předpokládá znalost tečného napětí na stěně τ_s .

Mezi nejvýznamnější patří výsledky uvedené Brauerem [8]. Brauer se podrobně zabýval hydrodynamikou stékající tenké vrstvy. Štěrbinou vytvořená tenká vrstva stékala po vnějším povrchu mosazné svislé trubky průměru $\varnothing 45$ mm, délky 1 800 mm. Měření prováděl s vodou a směsí vody a glycerinu v různých poměrech v rozmezí Reynoldsova čísla 20 až 1 670.

Brauer podrobně řešil otázku charakteru stékání tenké vrstvy, její maximální, střední a tzv. zbytkovou tloušťku. K určení střední tloušťky vrstvy δ použil metodu stínové fotografie, spočívající na principu rychlého exponování osvětleného profilu stékající tenké vrstvy na fotografickou

desku. Ukázka těchto snímků pro různé poměry je na obr. 5. Je zřejmý neuspořádaný a nepravidelný vlnový charakter vrstvy.



Obr. 5

Stínové fotografie stékající tenké vrstvy dle
Brauera [8]

- a) a b) profily při $Re = 86$ a $\sigma = 0,270$ mm,
c) a d) při $Re = 420$ a $\sigma = 0,455$ mm,
e) a f) při $Re = 740$ a $\sigma = 0,620$ mm,
g) a h) při $Re = 1\,670$ a $\sigma = 0,960$ mm

Střední tloušťku vrstvy pak Brauer určoval planimetrováním plochy stínové fotografie. Výsledky měření prokázaly platnost Nusseltovy teorie i v oblasti vlnového stékání.

Důležitou otázkou, řešenou v této práci, je otázka přechodu z laminárního stékání do turbulentního, tedy hranice platnosti Nusseltovy teorie. Z výsledku autorů, zabývajících se tímto problémem, vyplývá pro hodnotu kritického Reynoldsova čísla oblast hodnot $Re_{krit} = 270$ až 590 . Brauer udává hodnotu $Re_{krit} = 400$ a tuto hodnotu přejala i literatura poslední doby, popisující tento případ. Avšak - podobně jako v případě proudění potrubím - i zde nenastane náhlý přechod od laminárního proudění k turbulentnímu, ale vznikne oblast přechodu. Tato otázka nebyla dosud spolehlivě vyřešena. Pro oblast turbulence stanovil Brauer pro střední tloušťku stékající tenké vrstvy empirický výraz

$$\sigma = 0,302 \left(\frac{3 \nu^2}{g} \right)^{1/3} Re^{8/15}$$

Brauer se zabýval i určením rychlosti stékající tenké vrstvy. Měření zjišťoval povrchovou rychlost vrstvy tím způsobem, že určoval dobu potřebnou k proběhnutí určité vzdálenosti destičky z umělé hmoty, unášené kapalinou. Průměr destičky byl $\varnothing 1$ mm, tloušťka $0,1$ mm. Měření opět prokázala platnost Nusseltovy teorie pro laminární oblast.

Brauerovy výsledky potvrdil Feind [11] výzkumy i pro viskozni kapaliny (až do $\nu = 19,7 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$), který prováděl měření na svislých mosazných trubkách průměru $\varnothing 49,8$ a $19,9$ mm, délky $2\,800$ mm, stékající vrstva uvnitř. Tloušťku vrstvy zjišťoval z množství zádrže na ploše. Jako zkušební látky byly používány směsi vody a diethylen glykolu o různých koncentracích.

Vlnový charakter stékání se pokusil teoreticky popsat K a p i c a [9, 10], který vycházel z předpokladu sinusového tvaru vln stékajících po svislé ploše. Avšak výsledky Brauera (viz obr. 5) ukazují neoprávněnost tohoto předpokladu.

B a n e r j e e [12] fotograficky dokumentoval charakter stékání vrstvy. Jeho výsledky - stékání vodní vrstvy po svislé skleněné desce - jsou ovšem ovlivněny malými rozměry zařízení, které byly $150 \times 750 \text{ mm}^2$. Přesto prokázaly nepravidelnost tvorby vln.

Sdílení tepla ve stékající tenké vrstvě se zabývala řada badatelů, jejichž výsledky a vzájemné jejich porovnávání stěžují nebo vůbec nedovolují různé podmínky, při kterých byly stanoveny. Výsledky budou ovlivněny nejen tvarem, rozměry a polohou teplosměnného zařízení, ale i způsobem vytápění.

Mezi nejvýznamnější práce z této oblasti patří výzkumy G r i g u l l a [2], [2a], S e x a u e r a [16], G a r w i n a a K e l l y h o [17], M c A d a m s e, D r e w a a B a y s e [18] a W i l k e h o [19].

Grigull se zabýval sdílením tepla při kondenzaci do turbulentně stékající tenké vrstvy po svislé ploše. Při řešení tohoto problému aplikoval Prandtlovu analogii pro proudění v potrubí na turbulentně stékající tenkou vrstvu. Prandtlova analogie je založena na platnosti pohybové rovnice ve tvaru

$$\rho \frac{\partial w}{\partial (x, y, z)} = -\text{grad } p + \mu \nabla^2 w$$

tepla. Naměřené výsledky vyhovují kritériální rovnici pro střední Nusseltovo číslo, vztahené na délku trubky L

$$\overline{Nu}_L = \frac{\overline{\alpha} L}{\lambda} = K \cdot Re^{0.5} \cdot Pr^{0.15} \left(L/L_0 \right)^{0.935}$$

kde $L_0 = 1 \text{ m}$ je poměrná délka

K konstanta, mající pro mosaz hodnotu 189, pro ocel 137.

Zajímavý je rozdílný údaj pro dva základní druhy materiálu a tedy jeho vlivu na přestup tepla. Nevýhodou Saxauerova vyjádření je vztahení Nusseltova čísla na délku trubky L .

Američtí badatelé (Garwin a Kelly, McAdams) vyjadřují výsledky měření do tvaru

$$\overline{\alpha} = \text{konst} \left(M/U \right)^n$$

kde $\overline{\alpha}$ je střední součinitel přestupu tepla

M protékající hmotové množství látky

U obvod resp. šířka trubky nebo desky

n exponent

Výhoda tohoto vyjádření spočívá v tom, že není třeba určovat hydrodynamické parametry stékající vrstvy; nevýhodou je nemožnost zobecnění těchto výsledků.

Garwin a Kelly [17] řešili přestup tepla do stékající vodní vrstvy po mosazné desce o rozměrech $171 \times 762 \text{ mm}$ v rozmezí $500 < Re < 4\,000$. Deska byla vytápěna kondensující vodní parou a sklon desky byl měněn mezi $\varphi = 9^\circ$ a $\varphi = 90^\circ$. Stékající vodní vrstva se střední teplotou 34°C

byla vytvářena nástřikem z dýz na plochu desky. Jedná se tedy v tomto případě o nuceně stékající tenkou vrstvu a hodnoty součinitele přestupu tepla budou patrně v důsledku toho větší než při gravitačním stékání. Povrchová teplota desky byla měřena na čtyřech místech termočlánky, což pro stanovení této důležité hodnoty není dostačující.

Wilke [19] se zabýval případem sdílení tepla do stékající vrstvy kapaliny po vnější ploše svislé mosazné trubky průměru $\varnothing 42$ mm, délky 2 400 mm. Vrstva byla vytvářena výtokem šterbinou, Reynoldsovo číslo se pohybovalo v rozmezí $30 < Re < 3\,000$. Ohřev byl uskutečňován horkou vodou, která proudila protiproudem uvnitř trubky. Střední teplota stékající vrstvy byla 20°C . Povrchová teplota stěny trubky byla zjišťována po její délce létí zabudovanými termočlánky. Wilke zjišťoval průběh teploty kapaliny a povrchu trubky a průběh místního součinitele přestupu tepla α . Výsledky měření ukázaly, že součinitel přestupu tepla α má po určité délce konstantní hodnotu. Zjištěné hodnoty upravuje Wilke do kritériálních rovnic

$$\overline{Nu} = 0,00112 Re^{6/5} Pr^{0,344}$$

pro $400 < Re < 800$ a

$$\overline{Nu} = 0,0066 Re^{14/15} Pr^{0,344}$$

pro $Re > 800$.

Výsledky, uváděné autorem, budou vzhledem k poměrně značné délce zkušebního zařízení dávat vysoké hodnoty součinitele přestupu tepla.

IV Nusseltova teorie laminárního stékající tenké vrstvy a její porovnání s jinými výzkumy

1. Nusseltova teorie

Základem, z kterého vycházejí výzkumní pracovníci zabývající se problematikou stékající tenké vrstvy, je Nusseltova teorie laminárního stékání tenké vrstvy kapaliny po svislé ploše.

Při jejím odvození vycházel Nusselt z těchto předpokladů [1] :

- a) proudění tenké vrstvy je laminární
- b) povrchová plocha vrstvy je hladká
- c) vzhledem k tenké vrstvě kapaliny může být setrvačná síla proti síle tření zanedbána (tato je v rovnováze pouze se silou gravitační).

Za těchto předpokladů je možno psát pro případ stékání po svislé stěně diferenciální rovnici

$$\mu \frac{d^2 w}{dy^2} + \rho g = 0 \quad (1)$$

kde w je místní rychlost ve vzdálenosti y od stěny

- ρ měrná hmota kapaliny
- μ dynamická viskozita
- g zemské zrychlení

Zavedením okrajových podmínek $w = 0$ pro $y = 0$ (kapalina je u stěny zabrzděna) a $dw/dy = 0$ pro $y = \sigma$ (je zanedbáno tření mezi povrchovou plochou stékající tenké vrstvy a ohraničujícím prostředím) se z rovnice (1) získá výraz pro rozložení rychlosti ve vrstvě

$$w(y) = \frac{\rho g}{\mu} \left(y \sigma - \frac{y^2}{2} \right) \quad (2)$$

z něhož vyplývá parabolický průběh rychlosti.

Dosazením kinematické viskozity $\nu = \mu/\rho$ do rovnice (2) obdržíme pro rychlost na vnějším povrchu vrstvy (pro $y = \sigma$) rovnici

$$w_m = \frac{1}{2} \frac{g}{\nu} \sigma^2 \quad (3)$$

Pro střední rychlost $\bar{w}$ ve vrstvě o tloušťce σ pak platí výraz

$$\bar{w} = \frac{1}{3} \frac{g}{\nu} \sigma^2 = \frac{2}{3} w_m \quad (4)$$

Je-li, podle dřívějšího, Reynoldsovo číslo vztažené na tloušťku vrstvy σ definováno rovnicí

$$Re = \frac{\bar{w} \sigma}{\nu} \quad (5)$$

pak je možno pro tloušťku stékající tenké vrstvy psát

$$\sigma = \left(\frac{3 \nu^2}{g} \right)^{1/3} Re^{1/3} \quad (6)$$

Řešením rovnic (6), (3) a (4) obdržíme pro rychlosti
rovnice

$$w_m = \frac{3}{2} \left(\frac{g \nu}{3} \right)^{1/3} Re^{2/3} \quad (7)$$

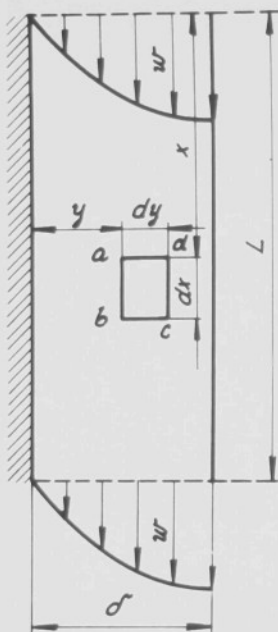
a

$$\bar{w} = \left(\frac{g \nu}{3} \right)^{1/3} Re^{2/3} \quad (8)$$

Pro přestup tepla do vertikálně stékající tenké vrstvy
v případě laminárního proudění stanovil Nusselt [1a] zá-
vislosti za předpokladu, že

- a) povrchová plocha vrstvy je hladká
- b) teplotní profil stékající vrstvy ve vstupním průře-
zu je konstantní (není vytvořen)
- c) teplota stěny je konstantní
- d) teplo je sdělováno kapalině vedením ve směru kolmém
k ploše
- e) tepelné ztráty na vnějším povrchu vrstvy jsou
zanedbány

Nusselt vycházel z této úvahy (viz obr. 6) . Hmotný ele-
ment $abcd$ o velikosti dx a dy má v bodě a teplotu
 t , která je funkcí pořadnic x a y . Teplota t bude
určena parciální diferenciální rovnicí, kterou získáme te-
pelnou bilanci vytknutého hmotného elementu. Dle Fourierova
zákonu pro sdílení tepla vedením prochází stranou ab
za jednotku času teplo dané rovnicí



Obr. 6

K odvození Nusseltovy
teorie

$$-\lambda \frac{\partial t}{\partial y} dx \quad (9)$$

kde λ je součinitel tepelné vodivosti kapaliny.

Stranou cd vystupuje množství tepla

$$-\lambda \left(\frac{\partial t}{\partial y} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} dy \right) dx \quad (10)$$

Odečtením rovnic (10) a (9) obdržíme výraz pro množství tepla, způsobujícího zvýšení teploty elementu

$$\lambda \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} dx dy \quad (11)$$

uvažujeme-li, dle předpokladu, pouze sdílení tepla ve směru kolmém k ploše.

Plochou ad elementu protéká za jednotku času množství kapaliny

$w \rho g dy$, obsahující teplo

$$c w \rho g t dy \quad (12)$$

kde c je specifické teplo kapaliny.

Plochou bc protéká za jednotku času množství kapaliny obsahující teplo

$$w c \rho g \left(t + \frac{\partial t}{\partial x} dx \right) dy \quad (13)$$

Odečtením rovnic (13) a (12) obdržíme pro množství tepla, zvyšující teplotu hmotného elementu výraz

$$w c \rho g \frac{\partial t}{\partial x} dx dy \quad (14)$$

Je zřejmé, že s ohledem na zákon zachování energie musí platit rovnost výrazů (11) a (14), tedy

$$\lambda \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} dx dy = w c \rho g \frac{\partial t}{\partial x} dx dy \quad (15)$$

a nebo po úpravě

$$c w \rho g \frac{\partial t}{\partial x} - \lambda \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} = 0 \quad (16)$$

Dosažením do této rovnice za w výraz (2) obdržíme diferenciální rovnici pro průběh teploty ve stékající tenké vrstvě ve tvaru

$$\frac{c \rho g^2}{\mu} \left(y \sigma - \frac{y^2}{2} \right) \frac{\partial t}{\partial x} = \lambda \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} \quad (17)$$

Zavedením bezrozměrných veličin

$$z = \frac{y}{\sigma}$$

a

$$s = \frac{\lambda \mu x}{c \rho^2 g^2 \sigma^2}$$

zjednoduší se rovnice (17) na tvar

$$\left(z - \frac{z^2}{2} \right) \frac{\partial t}{\partial s} = \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} \quad (18)$$

kde Nu_v je hodnota Nusseltova čísla charakterizujícího vytvořené proudění, která je hodnotou konstantní a rovná

$$Nu_v = 1,68$$

2. Porovnání Nusseltovy teorie s dalšími výzkumy

Řada autorů prováděla výzkumy, mající potvrdit obecnou platnost teorie pro stékání tenké vrstvy. V podstatě bylo třeba zjistit, zda předpoklady, za kterých byla teorie stanovena neovlivní výsledky; zda teorie souhlasí s praktickými měřeními.

Výzkumy prováděné Kirkbridem [4], Pennie a Belangerem [5], Friedmanem a Millerem [6], Duklerem a Bergelinem [3], Brötsem [7] a Brauerem [8] přes zjištěnou skutečnost vlnového charakteru stékání tenké vrstvy jednoznačně potvrdily platnost Nusseltovy teorie stékání tenké vrstvy v oblasti laminarity, tedy až do hodnoty Reynoldsova čísla $Re = Re_{krit} = 400$ (dle Brauera). V oblasti turbulentního charakteru stékání dobře vyhovuje empirický výraz pro střední tloušťku stékající vrstvy, stanovený Brauerem [8] ve tvaru

$$\delta = 0,302 \left(\frac{3 \nu^2}{g} \right)^{1/3} Re^{2/15} \quad (24)$$

Naproti tomu výsledky Nusseltovy teorie přestupu tepla do laminárně stékající tenké vrstvy nedávají dobrou shodu s experimentálními výsledky. Vysvětlení nesouhlasu teorie

a experimentu spočívá ve vlnovém charakteru stékání, který přestup tepla zřejmě značně ovlivňuje.

V. Sdílení tepla v tenké vrstvě

Z provedeného rozboru vyplývá složitost mechanismu sdílení tepla v tenké vrstvě. Tato otázka dosud nebyla objasněna a nebyla také formulována obecná teorie, která by tento druh sdílení tepla spolehlivě popisovala. Vzhledem k poměrně značnému použití sdílení tepla v tenké vrstvě v technické praxi, je v poslední době věnováno mnoho úsilí ke zvládnutí a popsání tohoto problému.

Z uvedeného přehledu prací zabývajících se problematikou hydrodynamiky a sdílení tepla v tenké vrstvě vyplývá, že dosud nebyla řešena otázka stékání po svislé a šikmé ocelové desce, vytápěné kondensující parou.

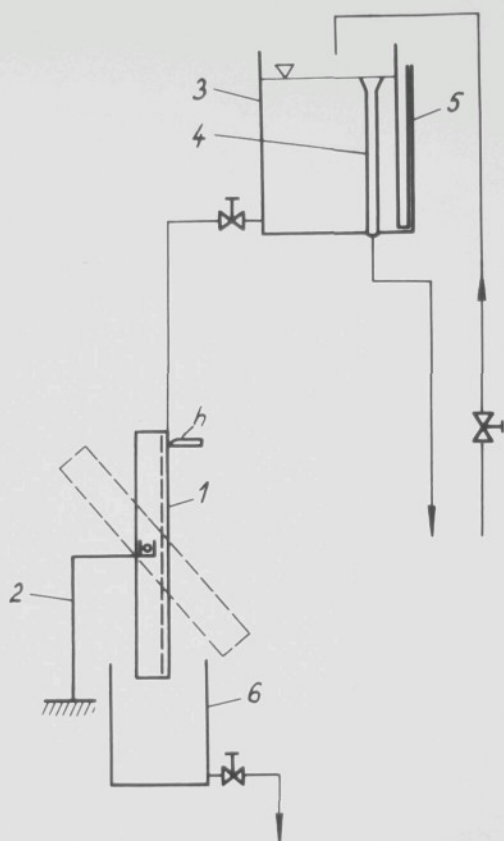
Aby bylo možno složitý pochod sdílení tepla objasnit, je nezbytnou nutností znalost hydrodynamických poměrů při stékání tenké vrstvy po svislé a šikmé ploše. Proto byla řešena nejprve hydrodynamická část problému.

1. Hydrodynamika stékající tenké vrstvy

Řešení této otázky spočívá ve stanovení rychlosti a tloušťky stékající tenké vrstvy. Bylo tedy nutno ověřit možnost aplikace dosud známých závislostí i na případ gravitačního stékání tenké vrstvy po svislé a šikmé ocelové desce.

Navrhované zkušební zařízení bylo k tomu účelu vhodně upraveno, jak je zřejmé z obr. 7.

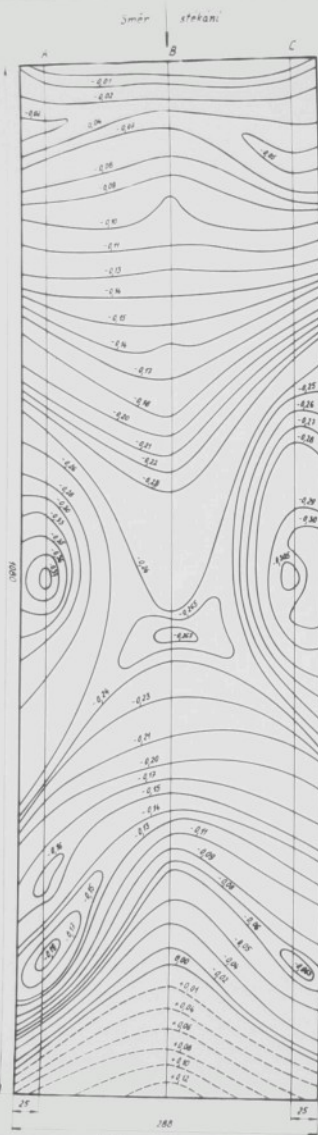
Deska 1 je uložena ve stojanu 2, umožňujícího změnu polohy desky v rozmezí $\varphi = 0^\circ$ (vodorovná) a $\varphi = 90^\circ$ (svislá). Kapalina je na desku přiváděna ze zavěšené zásobní nádrže 3 ohebnou hadicí a tenká vrstva je vytvářena štěrbinou vytvořenou hradítkem 4. Zásobní nádrž je vybavena přepadem 4 a kontrolním stavoznakem 5. Základní polohy desky $\varphi = 90^\circ$, 60° a 30° jsou fixovány pomocí zápedkového mechanismu. Množství stékající kapaliny je určováno objemově vážením, pomocí měrné nádoby 6. Doba, potřebná k naplnění odměřeného objemu byla zjišťována stopkami. Před vlastním měřením byla proměřena rovinnost povrchové plochy desky. Výsledky měření znázorňuje obr. 8a a 8b. V obr. 8a jsou patrné spojnice bodů se stejnou odchylkou od roviny vstupního průřezu desky (isostaty). Plnou čarou jsou spojeny body se zápornou odchylkou, čárkovaně s odchylkou kladnou. Obr. 8b znázorňuje tvar povrchu desky ve třech povrchových čarách A, B, C, které jsou vyznačeny v obr. 8a. Je zřejmé, že deska je mírně prohnutá, pravdě-



Obr. 7

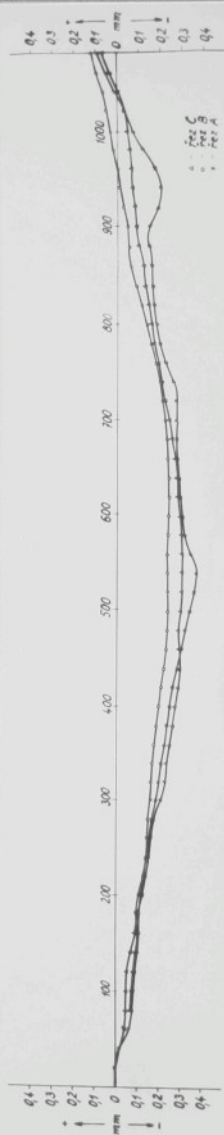
Schema úpravy zkušebního zařízení pro
hydrodynamické zkoušky

- 1 - zkušební deska ; 2 - stojan
- 3 - zásobní nádrž; 4 - přepad
- 5 - kontrolní stavoznak;
- 6 - měrná nádoba; h - hradítko



Obr. 8 a

Rovinnost zkušební desky
průběh isostat



Obr. 8 b

Tvar povrchu desky v
povrchových čarách A, B, C

podobně následkem vnitřního pnutí. Toto prohnutí však není velké a vzhledem k rozměrům desky přijatelné. Technologicky není možno vyrobit zkušební desku s absolutně rovnou povrchovou plochou.

a) Visuelní pozorování stékající tenké vrstvy

Před zahájením vlastních zkoušek i při zkouškách bylo prováděno visuelní pozorování charakteru stékání tenké vodní vrstvy. Pozorování bylo uskutečněno v rozmezí Reynoldsova čísla $Re = 40$ až $2\,000$, při sklonu desky $\varphi = 90^\circ$, 60° a 30° a při teplotách kapaliny v rozmezí 10 až 80°C . Charakter stékání tenké vrstvy pro různé poměry je fotograficky zachycen na obr. 9 a, b, c, d, e, f, g, h.

V případě svislé desky má stékající tenká vrstva asi do vzdálenosti 100 mm od výtokové štěrbině hladkou povrchovou plochu. Bylo zjištěno, že délka vrstvy s hladkou plochou se jen nepatrně mění se zvětšujícím se Reynoldsovým číslem. Po oblasti s hladkou povrchovou plochou vrstvy dochází ke vzniku vln. Tyto vznikají zcela nepravidelně a vždy jedna větší vlna před sebou "tlačí" dvě až tři vlny menší (viz detailní záběr obr. 9 h). Rychlost pohybu jednotlivých vln je různá, takže po délce desky dochází k jejich vzájemnému překrývání, splývání a vzniku nových vln. Charakter vlnění i frekvence vln je nepravidelná. Toto je dobře patrné na fotografiích v obr. 9, na nichž je zachyceno stékání tenké vrstvy při různých poměrech a sklonu desky.



Obr. 9 a

Charakter stékání vrstvy

$\varphi = 90^\circ$, $Re = 38$, $\sigma = 0,265 \text{ mm}$



Obr. 9 b

Charakter stékání vrstvy

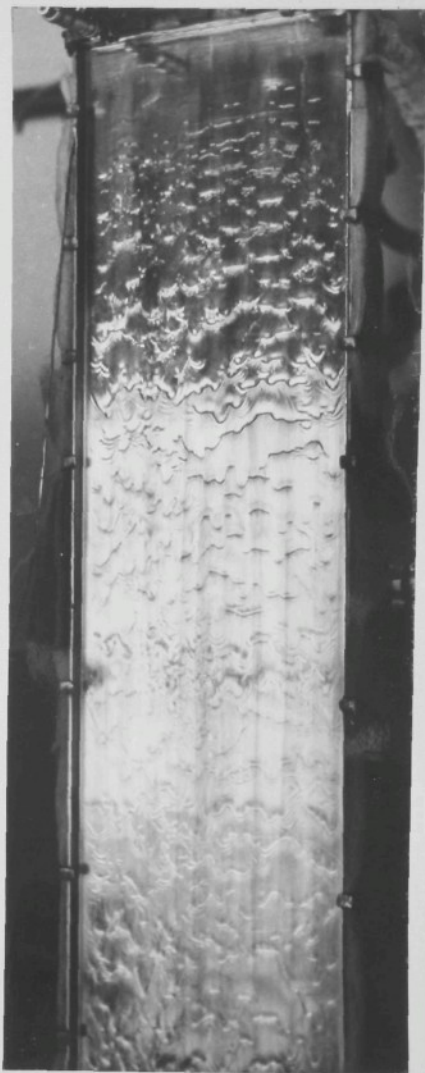
$\varphi = 90^\circ$, $Re = 77$, $\sigma = 0,341 \text{ mm}$



Obr. 9c

Charakter stékání vrstvy

$\varphi = 90^\circ$, $Re = 215$, $\sigma = 0,478$ mm



Obr. 9 d

Charakter stékání vrstvy

$\varphi = 60^\circ$, $Re = 117$, $\sigma = 0,412$ mm



Obr. 9 e

Charakter stékání vrstvy

$\varphi = 60^\circ$, $Re = 192$, $\delta = 0,485$ mm



Obr. 9 f

Charakter stékání vrstvy

$\varphi = 30^\circ$, $Re = 92$, $\delta = 0,455$ mm



Obr. 9 g

Charakter stékání vrstvy

$\varphi = 30^\circ$, $Re = 240$, $\sigma = 0,623 \text{ mm}$



Obr. 9 h

Detailní záběr vlnění

na desce

S rostoucím Reynoldsovým číslem se povrchová plocha vrstvy více zdršťuje. Tento vlnový obraz zůstává až do hodnot Reynoldsova čísla $Re = 800$. S dále se zvětšující jeho hodnotou se frekvence vln zvětšuje současně se zmenšující se amplitudou, takže dochází k jakémusi "uklidnění" povrchové plochy stékající vrstvy.

Vliv teploty kapaliny se projevuje tím, že od teploty kapaliny asi 50°C nastává intenzivnější vyvěřování do okolí, které se zvětšuje se zvětšující se teplotou a závisí ovšem na relativní vlhkosti okolí.

Změna sklonu desky ovlivňuje charakter stékání vrstvy tím způsobem, že se změnšující se úhlem sklonu desky φ se zmenšuje délka vrstvy s hladkou povrchovou plochou, která při sklonu desky $\varphi = 30^{\circ}$ dosahuje délky ~ 50 mm. Rovněž proces překrývání a splývání vln je méně intenzivní a stékání má klidnější charakter.

b) Stanovení střední tloušťky stékající tenké vrstvy

α) Vlastní měření

Výzkumy v oblasti hydrodynamiky jednoznačně prokázaly vlnový charakter stékání tenké vrstvy. Tím ovšem vznikla otázka stanovení střední tloušťky stékající vrstvy. Tabulka TAB. 1 ukazuje přehledně práce, zabývající se touto problematikou, v souvislosti s typem použitého zkušebního zařízení a jeho materiálu, použité kapaliny a způsobem měření střední tloušťky tenké vrstvy.

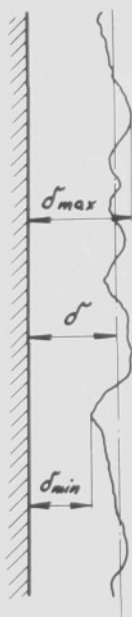
Rok	Autor	Zkuš. zařiz.	Ø šířka mm	Délka mm	Mate- riál	Kapa- lina °C	Měření tlouš- tky	Re
1934	Kirkbride [5]	svislá trubka vrstva vně		760		olej	Mikrom. šroub	0,04 - 2 000
1941	Friedman Miller [6]	svislá trubka vrstva uvnitř	25,4 15,9	1270	Pyrex	olej voda 25°C	z množ- ství	0,02 - 115
1952	Fennie [5]	svislá trubka vrstva uvnitř	12,8		měď	voda	Mikrom. šroub	13 - 3 250
1952	Dukler [3]	svislá deska	614	2040	mosaz	voda	měření kapa- city	120 - 750
1954	Brötz [7]	svislá trubka vrstva uvnitř	14,8 20,0 40,0	300 500 1000	sklo	voda olej 15- 60°C	z množ- ství	100 - 4 300
1956	Brauer [8]	svislá trubka vrstva vně	45,0	1800	mosaz	voda 27°C	stín. fotogr.	20 - 1670
1960	Feind [11]	svislá trubka vrstva uvnitř	19,9 49,8	2800	mosaz	voda 17°C	z množ- ství	20 - 2000

TAB. 1

Přehled výsledků zkoušek se stékající tenkou vrstvou

Provedené výzkumy prokázaly za daných podmínek platnost rovnice (6) pro oblast laminárního stékání a rovnice (24) pro oblast turbulence pro tloušťku stékající tenké vrstvy.

Pro experimentální ověření stanovené střední tloušťky stékající vodní tenké vrstvy po svislé a šikmé ocelové desce na zkušebním zařízení bylo použito metody, vyplývající z následující úvahy.

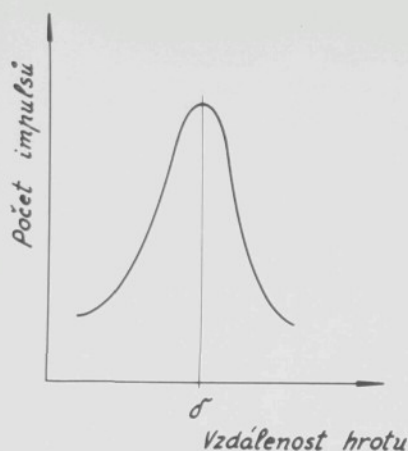


Obr. 10

Schematické znázornění
tloušťek stékající
vrstvy

Na obr. 10 je schematicky znázorněna tenká vrstva. Nejvyšší amplitudě vlny odpovídá maximální tloušťka vrstvy σ_{max} , σ_{min} je nejmenší tzv. "zbytková" tloušťka vrstvy a σ je střední tloušťka stékající tenké vrstvy. Je pravděpodobné, že nejméně se budou při stékání vrstvy vyskytovat minimální a maximální hodnoty tloušťek, zatímco nejčastější budou hodnoty tloušťek v okolí střední tloušťky vrstvy σ . Bude-li v čase registrována četnost výskytu tloušťek v rozmezí $\sigma_{min} \rightarrow \sigma_{max}$ musí naměřené hodnoty tvořit Gaussovu křivku četnosti. Maximum křivky znázorněné v souřadnicích četnost - $\sigma(y)$ určuje střední tloušťku vrstvy σ (viz obr. 11).

K tomuto účelu bylo vyvinuto měřicí zařízení, znázorněné na obr. 12 a obr. 13. Vlastní měřicí zařízení (obr. 12) pozůstává z vodícího systému 1, k němuž je připevněn mikrometrický šroub 2 s platinovou jehlou 3.



Obr. 11

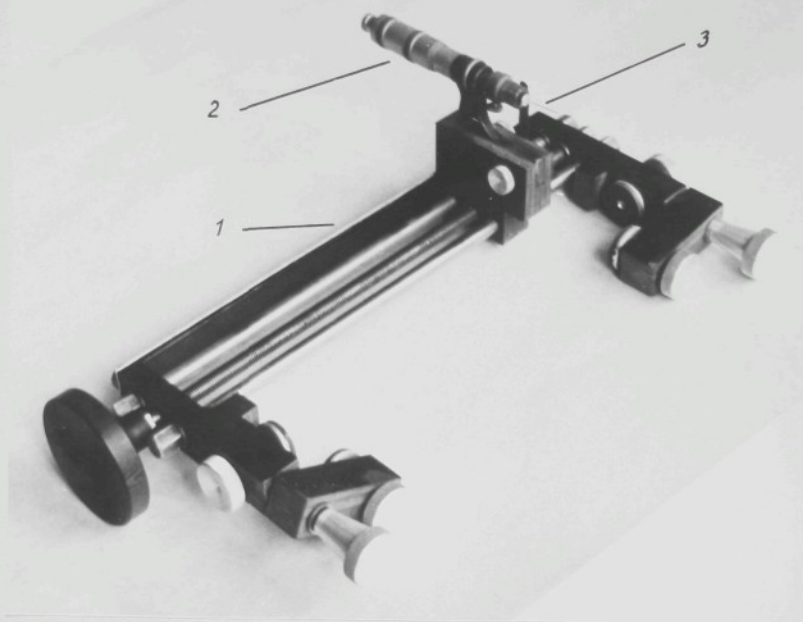
K určení střední tloušťky vrstvy

Vodící systém umožňuje přestavování jehly po šířce desky. Jehla a vlastní zkušební deska tvoří elektrický obvod, k jehož propojení dojde v okamžiku, kdy stékaající kapalina po desce se dotkne hrotu jehly. Na obr. 13 je uvedeno schéma ovládacího obvodu, umožňujícího registraci počtu propojení obvodu deska - hrot stékaající vrstvou. Počet propojení byl odečítán na počítací impulsů $\checkmark$ a určení doby ponoření hrotu jehly v kapalině

bylo možno zjistit z údaje elektrických stopek S .

Měření střední tloušťky stékaící tenké vrstvy bylo provedeno pro vodu při různých Reynoldsových číslích a při polcích desky $\varphi = 90^\circ$, 60° a 30° . Voda byla odváděna z vodovodního řádu. Pro každý režim stékání se měřilo střední tloušťka ve 24 bodech desky.

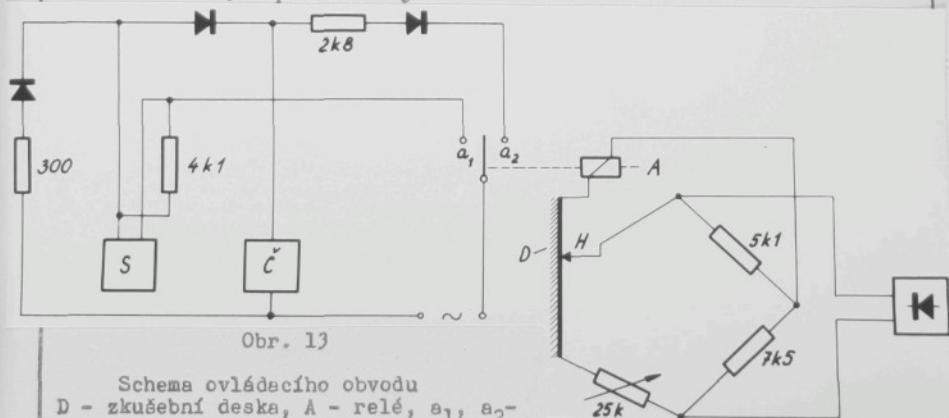
U početku měření byl na mikrometru odečten údaj, kdy se hrot jehly právě dotýká povrchu desky, který byl nulovou hodnotou. Pak byl hrot jehly vzdalován od povrchu desky tak daleko, až elektrické stopky zaznamenaly přerušovaný pohyb, což svědčilo o tom, že hrot je v oblasti vlnění. Dále byl hrot přestavován o hod. tu 0,04 resp. 0,02 mm a v každé poloze byl po dobu 120 vteřin zaznamenáván počet im-



Obr. 12

Zařízení pro měření tloušťky stékající tenké vrstvy

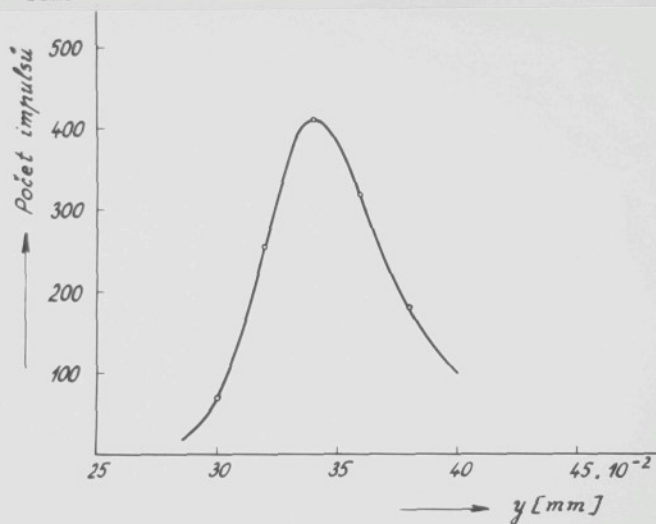
1 - vodící systém; 2 - mikrometrický šroub;
3 - platinová jehla



Obr. 13

Schema ovládacího obvodu
D - zkušební deska, A - relé, a_1 , a_2 -
- spínací kontakty, S - stopky, Č - čítač impulsů, H - platinová jehla

pulsů. Po skončení odečítání byl hrot přestaven na další měřené místo desky a měření bylo prováděno stejným způsobem.

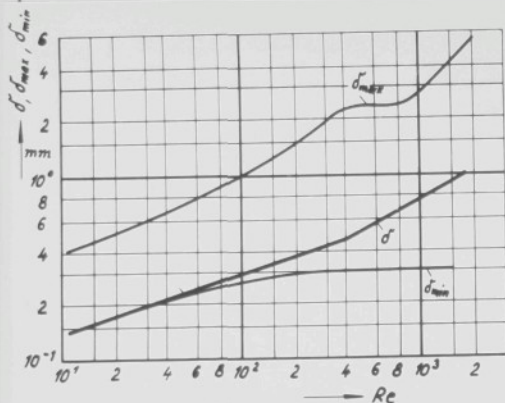


Obr. 14

Měření střední tloušťky vrstvy v jednom bodě desky

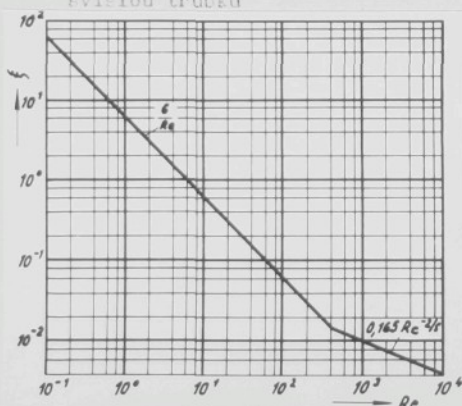
Uvedená metoda měření střední tloušťky stékající tenké vrstvy vyhovuje v případě vlnového charakteru stékání. V krátké délce hladké povrchové plochy vrstvy může dojít vlivem kapilárních sil ke zkreslení měřených hodnot a použití tohoto způsobu měření není vhodné.

Jako materiál pro jehlu bylo použito platiny z toho důvodu, aby nedocházelo k opalování hrotu jehly. Hrot jehly byl tence vybroušen, aby se co nejvíce vymezil vliv "nárůstu" na jehle vlivem jejího odporu při obtékání kapalinou.



Obr. 15

Závislost střední tloušťky vrstvy δ , δ_{max} a δ_{min} na Reynoldsově čísle podle Brauna [8] pro vodorovnou trubku



Obr. 16

Závislost součinitele hydraulického odporu ξ na Reynoldsově čísle

Protékající množství vody bylo udržováno vážením, teplota vody velmi málo kolísala a její střední hodnota byla 10^0 C. Na obr. 14 jsou znázorněny výsledky měření tloušťky vrstvy v jednom z měřených míst. Naměřené hodnoty splňují předpokládaný průběh. Křivka proložená body tvoří Graueovu křivku. Výsledky

měření jsou pro různé poměry λ a sklon desky uvedeny v tabulce 1aB. I a přehledně na obr. 17.

Brauer [8] se podrobně zabýval měření střední tloušťky stékající tenké vrstvy po vodorovné mosazné trubce a zjišťoval i maximální tloušťku vrstvy δ_{max} a tzv. "zbytkovou" tloušťku δ_{min} (viz obr. 10). Výsledky jeho měření znázorňuje obr. 15, kde ve dvojnásobných logaritmických souřadnicích je vynesena závislost δ_{max} , δ a δ_{min} na Reynoldsově čísle. Závislost střední tloušťky

vrstvy σ na Reynoldsově čísle je dána přímkou, která se při hodnotě $Re = Re_{krit} = 400$ lomí a má strmější průběh. Část přímky, odpovídající laminární oblasti, splňuje průběh dle rovnice (6) odvozené Nusseltem. Část přímky ležící v oblasti turbulence, odpovídá empirické rovnici (24). Změna σ_{min} s rostoucím Reynoldsovým číslem není velká, zatímco σ_{max} se s rostoucím Reynoldsovým číslem značně mění. Brauerovými výzkumy bylo dále zjištěno, že střední tloušťka vrstvy σ zůstává konstantní.

Výsledky měření byly dále zobecněny, porovnány s výsledky jiných autorů a zpracovány do bezrozměrných argumentů. Obr. 16 znázorňuje toto zobecnění platné pro libovolnou kapalinu. Je na něm vynesena ve dvojnásobných logaritmických souřadnicích závislost součinitele hydraulického odporu ξ na Reynoldsově čísle, kde ξ je definován rovnicí

$$\Delta p = \xi \frac{L}{\sigma} \rho \frac{\bar{w}^2}{2} \quad (25)$$

kde Δp je tlakový spád

L délka desky nebo trubky

Tlakový spád Δp je dán výrazem

$$\Delta p = H \rho g \quad (26)$$

kde H je výška.

Pro oblast $Re < Re_{krit} = 400$ je součinitel hydraulického odporu ξ dán rovnicí (viz obr. 16)

$$\xi = \frac{6}{Re} \quad (27)$$

a pro $Re > Re_{krit}$

$$\xi = 0,165 Re^{-1/3} \quad (28)$$

Až dosud uvedené výrazy platí pro případ svislého stékání tenké vrstvy, tj. pro úhel trubky resp. desky s vodorovnou osou $\varphi = 90^\circ$.

V případě úhlu sklonu menšího než 90° , obdržíme řešením rovnic (25) a (26) výraz pro součinitele hydraulického odporu ξ ve tvaru

$$\xi = \frac{2g}{w^2} \sigma \sin \varphi \quad (29)$$

kde φ je úhel sklonu desky s vodorovnou osou.

Pro $\varphi = 90^\circ$ přejde rovnice (29) v rovnici (25).

Střední tloušťka stékající tenké vrstvy pro libovolný sklon desky je pak dána výrazem

$$\sigma = \left(\frac{3 v^2}{g \sin \varphi} \right)^{1/3} Re^{1/3} \quad (30)$$

pro $Re < Re_{krit}$ a

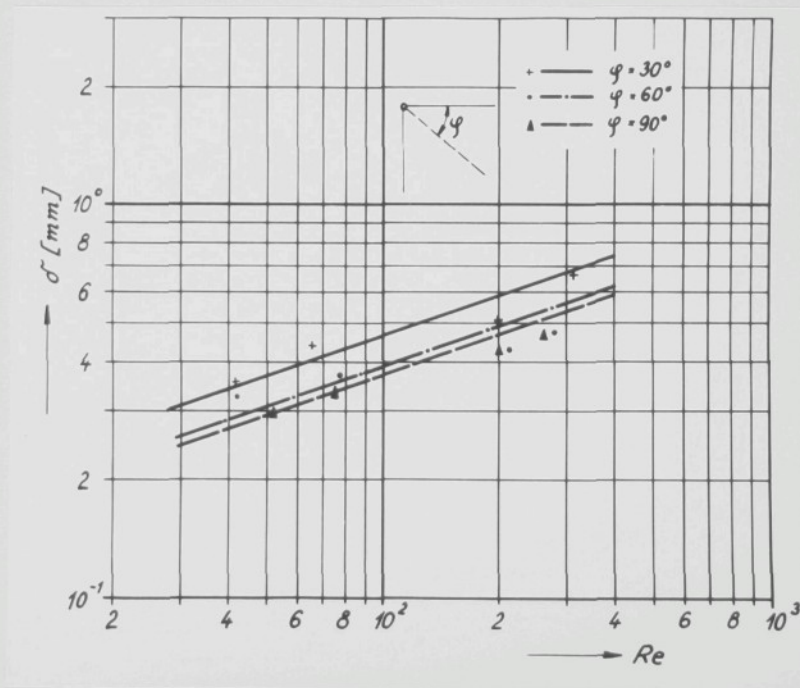
$$\sigma = 0,302 \left(\frac{3 v^2}{g \sin \varphi} \right)^{1/3} Re^{8/15} \quad (31)$$

pro $Re > Re_{krit}$.

β) Zhodnocení výsledků měření

Měření byla prováděna s vodou pro různá Reynoldsova čísla při úhlech sklonu desky $\varphi = 90^\circ, 60^\circ$ a 30° .

Naměřené hodnoty δ jsou uvedeny v tabulce TAB. I. V obr. 17 jsou výsledky měření znázorněny ve dvojnásobných logaritmických souřadnicích v závislosti na Reynoldsově čísle a úhlu sklonu desky. Naměřené hodnoty jsou porovnány s průběhem dle rovnice (30). Maximální odchylka naměřených hodnot od tohoto průběhu je $\pm 15\%$. Vzniklý rozptyl lze vysvětlit statistickým způsobem měření.



Obr. 17

Naměřené hodnoty tloušťky vrstvy δ při různých poměrech a sklonu desky v závislosti na Reynoldsově čísle; porovnání s průběhem dle rovnice (30)

Měření potvrdila platnost a použitelnost rovnice (30) pro případ stékání kapaliny po svislé a šikmé desce z nere-zavěžjící oceli v oblasti laminárního stékání, tedy v oblas-ti $Re < Re_{krit} = 400$. Jelikož platnost rovnice (31) byla prokázána Brauerem [8] a Feindem [11] pro případ stékání po svislé trubce v dané oblasti spolu s platností rovnice (30), není důvodu, aby rovnice (31) neurčovala střední tlouš-ťku stékající tenké vrstvy po svislé a šikmé desce.

Pro oblast proudění $Re < Re_{krit}$ je tedy střední tloušťka vrstvy pro libovolný sklon plochy dána výrazem

$$\delta = \left(\frac{3 \nu^2}{g \sin \varphi} \right)^{1/3} Re^{1/3}$$

a pro $Re > Re_{krit}$

$$\delta = 0,302 \left(\frac{3 \nu^2}{g \sin \varphi} \right)^{1/3} Re^{3/15}$$

c) Stanovení střední rychlosti stékající tenké vrstvy

α) Vlastní měření

Pro stanovení střední rychlosti stékající tenké vrstvy $\bar{w}$ bylo použito nepřímého způsobu měření. Byla měřena rychlost stékající tenké vrstvy na povrchu w_m , z níž je možno pomocí rovnice (4) střední rychlost $\bar{w}$ určit.

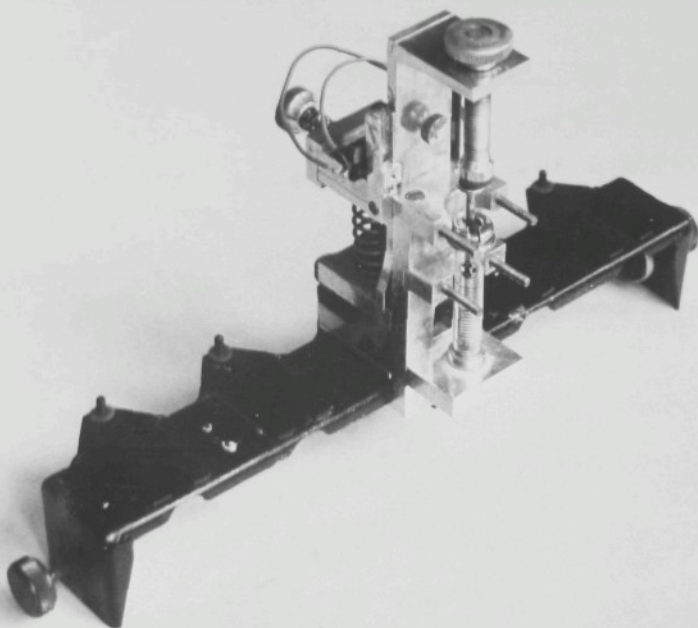
Pro měření povrchové rychlosti stékající tenké vrstvy $\bar{w}$ byla použita Allenova metoda "solného mráčku", popsa-ná Teysslerem v [15]. Princip této metody spočívá v tom, že do proudící kapaliny se vstříkne vodivý roztok a pomocí

sond umístěných v určité vzdálenosti se zjišťuje doba průchodu vodivého roztoku mezi sondami. Průchod vodivého roztoku místem sondy se projeví zvýšením elektrické vodivosti. Ze známé doby průchodu a vzdálenosti sond je možno určit střední rychlost proudu.

Pro aplikaci této metody na stékání tenké vrstvy bylo nutno splnit několik podmínek :

1. vstříknutí vodivého roztoku musí být provedeno v co nejkratší době, aby se vodivý roztok ve stékající vrstvě nerozptyloval
2. vodivý roztok se nesmí v kapalině rozptylovat
3. po vstříknutí nesmí roztok ulpívat na povrchu desky
4. zvýšení elektrické vodivosti musí být značné
5. k docílení dostatečného zvýšení vodivosti musí postačit malé množství vodivého roztoku, aby se neovlivnil místní průtočný objem kapaliny

Ze zkoušených vodivých roztoků se jako nejvhodnější ukázal nasycený roztok jodidu draselného KJ. Pro splnění podmínky ad 1. bylo navrženo a zhotoveno vstřikovací zařízení, jehož provedení je zřejmé z obr. 18. Zařízení sestává z injekční stříkačky s z pružinového mechanismu, který po uvolnění úderníkem vrátí píst stříkačky do spodní polohy. Tím je vodivý roztok vystřikován z injekční stříkačky prakticky okamžitě. Podmínka ad 5. byla respektována tím, že množství vstřikovaného vodivého roztoku bylo $0,1 \text{ cm}^3$.

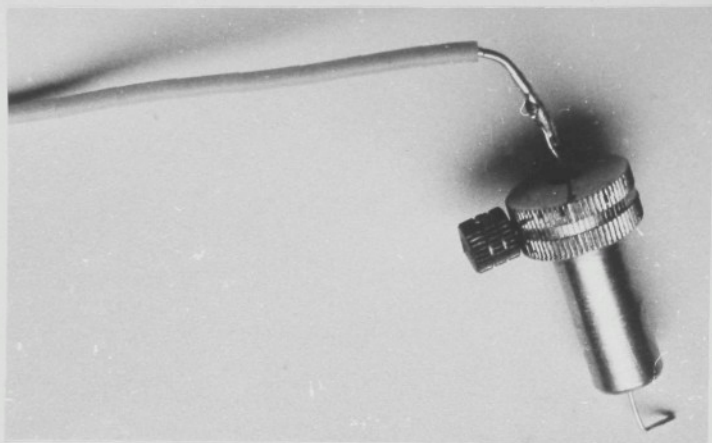


Obr. 18

Zařízení pro vsťikování vodivého
roztoku

Snímací sondy, jejichž provedení ukazuje obr. 19, byly zhotoveny z platiny a jejich poloha vůči desce byla fixována drážky z plexiskla.

K registraci zvýšení vodivosti a doby potřebné k průchodu vodivého roztoku mezi sondami bylo použito oscilografických záznamů, získaných pomocí smyčkového oscilografu zn. RFT, osazeného smyčkami typu MKS - 5. Smyčky byly chráněny před poškozením, které by mohlo nastat přímým propojením obvodu případným dotykem sondy a desky při manipulaci tím, že do obvodu byl vestavěn ochranný odpor.



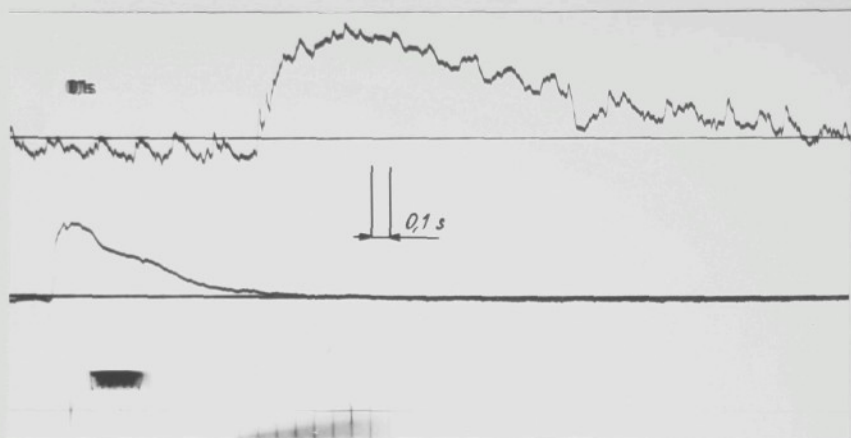
Obr. 19

Snímací sonda

Měření povrchové rychlosti w_m stékající vodní tenké vrstvy bylo provedeno pro různá Reynoldsova čísla a pro úhel sklonu desky $\varphi = 90^\circ$, 60° a 30° v pěti bodech desky a měření byla opakována. Sondy byly nastaveny tak, aby se svojí spodní ploškou právě dotýkaly povrchu stékající vrstvy.

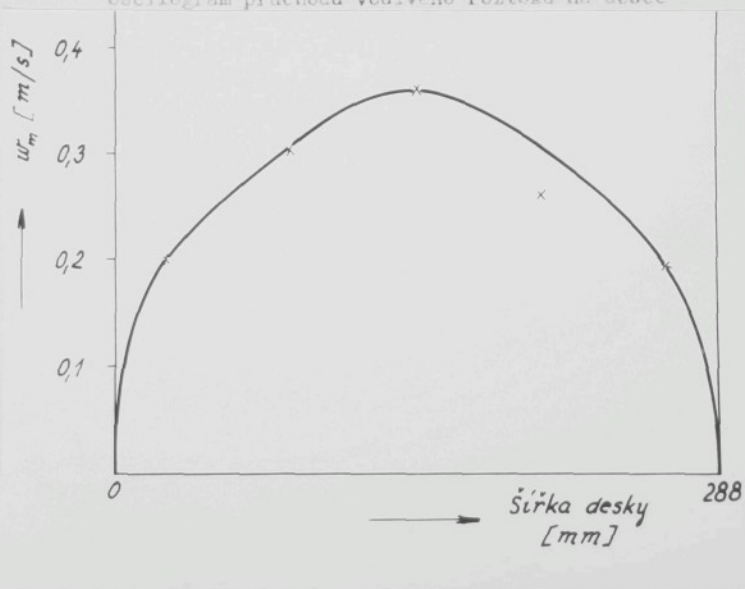
Příklad oscilografického záznamu pro jeden režim stékání a jeden bod je na obr. 20. Je na něm zřejmý průběh záznamu smyček a zvýšení vodivosti v době průchodu vodivého roztoku sondou.

Z pěti hodnot povrchových rychlostí byl získán rychlostní profil na desce, jehož planimetrováním byla určena střední povrchová rychlost w_m na desce. Rychlostní profil pro jeden režim stékání je uveden na obr. 21. Z naměřených hodnot povrchové rychlosti byla určena pomocí rovnice (4) střední rychlost $\bar{w}$. Naměřené hodnoty uvádí tabulka TAB.II.



Obr. 20

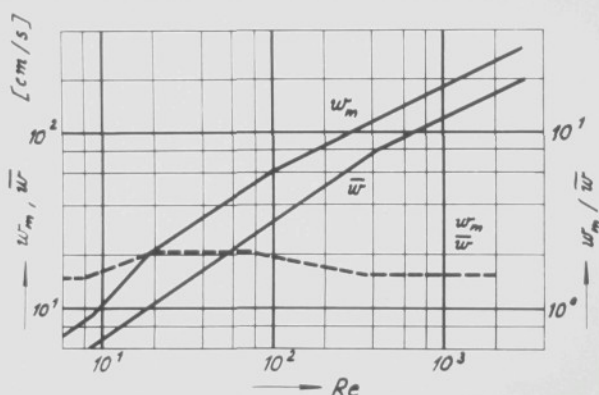
Oscilogram průchodu vodivého roztoku na desce



Obr. 21

Rychlostní profil na desce $\varphi = 30^\circ$, $Re = 41,46$, $\delta = 0,358$ mm

Výsledky měření rychlosti stékající tenké vrstvy prováděné Brauerem [8] potvrdily platnost Nusseltovy teorie a tedy i rovnice (8) odvozené Nusseltem pro případ stékání tenké vrstvy po vlnité ploše i pro případ stékání po vlnité trubce v laminární oblasti. Výsledky měření znázorňuje obr. 22, kde je vynesena závislost povrchové rychlosti w_m , střední rychlosti $\bar{w}$ a poměru $w_m/\bar{w}$ na Reynoldsovo číslo. Z obrázku je patrný přímkový průběh závislosti rychlosti $\bar{w}$.



Obr. 22

Závislost střední rychlosti $\bar{w}$, povrchové rychlosti w_m a poměru $w_m/\bar{w}$ na Reynoldsovo číslo dle Brauera pro avíslou trubku

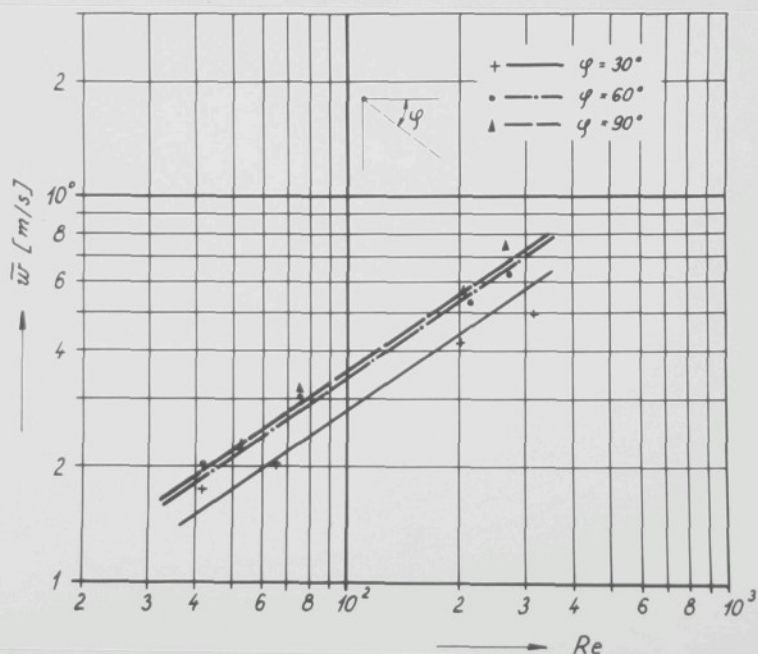
β) Zhodnocení výsledků měření

Střední rychlost stékající tenké vrstvy byla zjišťována popsáním způsobem pro vodní tenkou vrstvu pro různá Reynoldsova čísla a pro úhel sklonu desky $\varphi = 90^\circ, 60^\circ$ a 30° .

Střední teplota vody byla opět 10°C . Naměřené hodnoty, uvedené v tabulce TAB.II jsou vyneseny v obr. 23 ve dvojnásobných logaritmických souřadnicích v závislosti na Reynoldsově čísle. Zjištěné hodnoty jsou porovnány s hodnotami dle rovnice pro středí rychlost $\bar{w}$ platné pro svislou a šikmou desku, kterou obdržíme řešením rovnic (8), (25) a (26)

$$\bar{w} = \left(\frac{g \nu}{3} \sin \varphi \right)^{1/3} Re^{2/3} \quad (32)$$

pro oblast $Re < Re_{krit} = 400$. φ je opět úhel sklonu desky.



Obr. 23

Porovnání naměřených hodnot rychlosti $\bar{w}$ při různých poměrech a sklonech desky s průběhem dle rovnice (32)

Odchyłky naměřených hodnot středních rychlostí od hodnot udávaných v rovnici (32) jsou $\pm 10\%$. Je tedy možno této rovnici použít pro výpočet rychlosti stékající tenké vrstvy kapaliny po svislé a šikmé ploše.

Určení střední rychlosti kapaliny je na rozdíl od otázky určení střední tloušťky vrstvy druhořadým problémem. Je to z toho důvodu, že Reynoldsovo číslo, obsahující jako jednu z veličin střední rychlost vrstvy $\bar{w}$, je úměrné protékajícímu množství kapaliny a proto k určení hydrodynamických poměrů není znalost rychlosti stékání bezpodmínečně nutná.

2. Přestup tepla ve stékající tenké vrstvě

a) Definice a způsob výpočtu

Na základě znalosti a popsání hydrodynamických poměrů ve stékající tenké vrstvě po svislé a šikmé ploše bylo možno přistoupit k objasnění mechanismu sdílení tepla. Na základě experimentálních zkoušek bude sestavena obecná kritériální rovnice, popisující tento druh sdílení tepla. Předpokladem tedy je stanovit a definovat součinitel přestupu tepla.

Pro množství tepla dQ sdělovaného stékající tenké vrstvě kapaliny plošným elementem dF vytápěné desky o ploše F platí Nusseltův vztah

$$dQ = \alpha (t_s - t_k) dF \quad (33)$$

kde α je místní a okamžitý součinitel přestupu tepla
 t_s teplota stěny uvažovaného plošného elementu
 t_k střední teplota kapaliny v uvažovaném plošném elementu

Střední teplota kapaliny t_k je definována rovnicí

$$t_k = \frac{\int_0^f t w \rho c df}{\int_0^f w \rho c df} \quad (34)$$

kde t je místní teplota kapaliny ve vzdálenosti y od stěny

c měrné teplo kapaliny

f průtočný průřez stékající tenké vrstvy

Takto definovanou střední teplotu kapaliny t_k je možno určit měřením teploty kapaliny po smíšení ve směšovacím zařízení.

Místní součinitel přestupu tepla nelze ovšem vyčíslit a je třeba definovat střední součinitel přestupu tepla na základě měřeného množství sdíleného tepla pro celou plochu desky F . Střední součinitel přestupu tepla $\bar{\alpha}$ je možno pomocí rovnice (34) definovat ve tvaru

$$\bar{\alpha} = \frac{Q}{F(t_s - t_k)} \quad (35)$$

kde výraz $t_s - t_k$ je střední teplotní rozdíl mezi teplotou stěny a teplotou kapaliny podél teplosměnné plochy, definovaný rovnicí

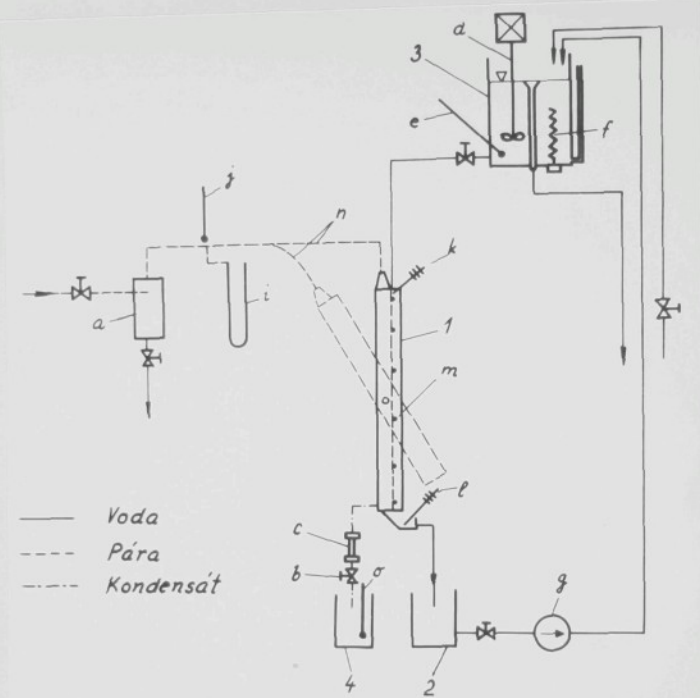
$$\overline{t_s - t_k} = \frac{1}{x} \int_0^x (t_s - t_k) dx \quad (36)$$

Aby bylo možno stanovit potřebné hodnoty k určení středního součinitele přestupu tepla $\bar{\alpha}$, bylo nutno zkušební zařízení vhodně upravit. Schematické uspořádání zařízení je na obr. 24, celkový pohled na zařízení na obr. 25.

Zkušební topná deska 1 byla upravena tak, že její část neomývaná kapalinou byla tepelně izolována. K izolaci bylo použito sklovláknitých desek zn. "Fibrex" o tloušťce 10 mm, jejichž součinitel tepelné vodivosti je velmi nízký. Ke zkušební desce byla izolace přilepena epoxydovou pryskyřicí a přidržena ocelovými pásky.

Přívod topné páry od rozvaděče k desce byl proveden přes cyklový odlučovač a, zachycující případnou vlhkost obsaženou v páře. Spojení odlučovače a desky muselo umožňovat změnu sklonu desky. Bylo proto ke spojení použito ohebné tombakové hadice. K zamezení tepelných ztrát do okolí byl jak odlučovač, tak tombaková hadice izolována asbestovou tkaninou.

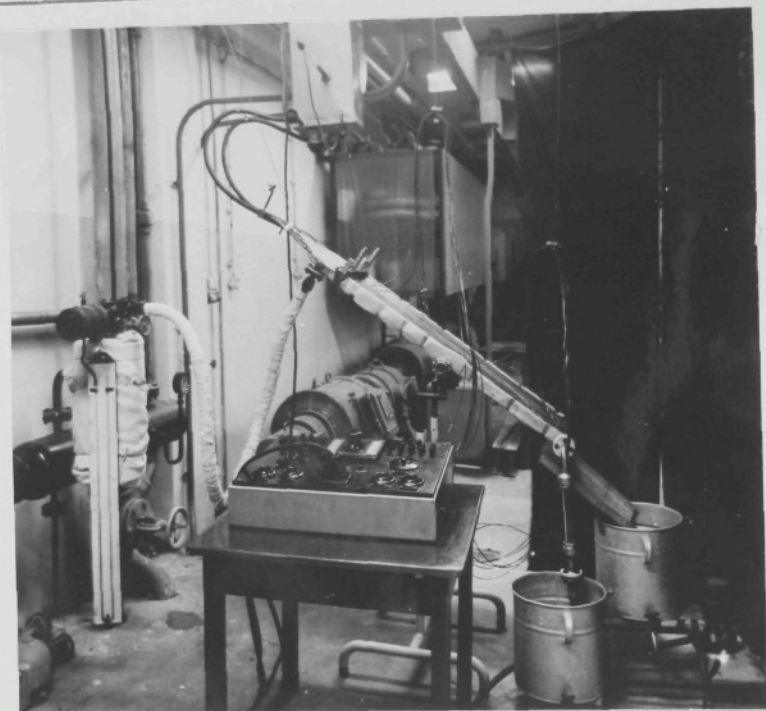
Odvod vzniklého kondensátu z topné páry byl proveden přes regulační jehlový ventil b, před který byl zařazen stavoznak c. Účelem tohoto uspořádání bylo zabránit zatopení topného prostoru kondensátem. Pomocí stavoznaku se udržovala hladina kondensátu jehlovým ventilem na konstantní výši, která byla nižší než spodní bod zkušební topné desky. Množství vzniklého kondensátu bylo zjišťováno vážením.



Obr. 24

Schema úpravy zařízení pro tepelná měření

1 - zkušební deska ; 2,4 - odměrná nádoba;
3 - zásobní nádrž; a - cyklonový odlučovač;
b - jehlový ventil; c - stavoznak;
d - míchadlo; e - regulační teploměr;
f - elektrické topné těleso; g - oběhové
čerpadlo; i - rtuťový U-manometr; j - teploměr;
k, l - termočlánky pro měření vstupní a výstupní
teploty kapaliny; m - termočlánky pro měření
povrchové teploty desky; n - ohebná tombaková
hadice



Obr. 25

Celkový pohled na zkušební zařízení

Kondensát byl zachycován odměrnou nádobou. Teplota kondensátu byla měřena rtuťovým teploměrem.

Kapalina byla na desku přiváděna ze zavěšené zásobní nádrže 3, vybavené míchadlem α . Teplota kapaliny v nádrži byla udržována na konstantní výši kontaktním teploměrem e zn. "Vertex", ovládacímu přes releový obvod elektrické topné těleso o výkonu 6 kW, umístěné ve spodní části nádrže a sloužící k dohřívání kapaliny. Gravitačně stékající tenká

vrstva kapaliny byla opět vytvářena výtokem štěrbinou, tvořenou hradítkem.

Stékaající voda byla zachycována odměrnou nádobou a z ní čerpadlem g opět dopravována do zásobní nádrže 3. Povrchová teplota stěny desky byla měřena termočlánky, rovněž teplota stékaající kapaliny na vstupu a výstupu desky. Povrchová teplota byla měřena ve 14 ti bodech desky.

Tlak topné páry byl určován rtuťovým U-manometrem i zabudovaným za cyklonový odlučovač. Přívod tlaku přes kondenzační nádobku vylučoval chybu vzniklou případnou kondensací páry. Vzhledem k nízkým hodnotám tlaku topné páry byl měřen i barometrický tlak staničním barometrem, aby hodnota tlaku topné páry mohla být přesně stanovena.

Teplota topné páry byla určována rtuťovým teploměrem, zabudovaným do teploměrné jímky umístěné za cyklonový odlučovač.

b) Uspořádání a postup měření

Pro zkoušky byla jako zkušební kapalina použita voda, která byla odebírána z vodovodního řádu.

Při měření byly nastaveny příslušné parametry topné páry i stékaající kapaliny. Po dosažení setrvačného stavu bylo prováděno vlastní měření, během kterého byly potřebné hodnoty odečítány v pětiminutových intervalech.

Měření bylo nutno provádět při větších průtočných množstvích stékaající kapaliny a to z toho důvodu, aby stékaající vrstva byla stabilní, aby pokrývala celou teplosměnnou

plochu a nedocházelo k jejímu porušování.

Měření teplot. Pro měření teplot topné páry a kondensátu bylo použito cejchovaných rtuťových teploměrů s dělením $1/2$ resp. $2/10$ °C.

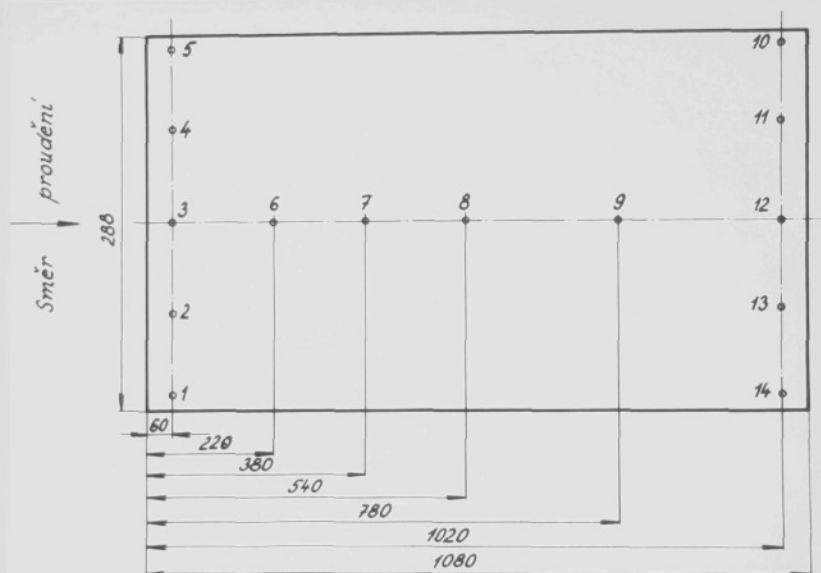
K měření vstupní a výstupní teploty kapaliny bylo použito termočlánků chromel - alumel. Termočlánky byly vyrobeny z termočlánekových drátů dodávaných firmou Degussa. Vyrobené termočlánky byly cejchovány a cejchovní křivka se nelišila od hodnot daných výrobcem. Průměr termočlánekových drátů $\varnothing 0,1$ mm.

Zvláštním způsobem, který bude dále popsán, bylo provedeno měření povrchové teploty desky na straně stékající tenké vrstvy kapaliny.

Elektromotorická síla termočlánků v mV byla zjišťována QTK kompensátorem, výrobce Metra Blansko, což zaručovalo dostatečně přesné odečítání hodnot s přesností $0,1$ °C.

Povrchová teplota topné desky byla měřena ve 14ti bodech, jejichž rozdělení na desce je zřejmé z obr. 26, kde ve vstupním průřezu napříč deskou byla teplota měřena v pěti bodech a stejně tak ve výstupním průřezu. Podél desky byla teplota určována šesti termočlánky, umístěnými v podélné ose desky. Rozložení termočlánků bylo voleno tak, aby umožňoval určit střední hodnotu povrchové teploty desky. K měření bylo použito speciálních termočlánků, jejichž jedna větev je tvořena chromelovým drátkem o průměru $\varnothing 0,1$ mm, druhou větev termočlánek tvoří vlastní materiál desky, tedy nerezavějící ocel AKVN. Toto provedení termočlánek má tu

výhodu, že údaj termočlánku není ovlivněn odvodem tepla termočlánkovým drátkem z měřeného místa.

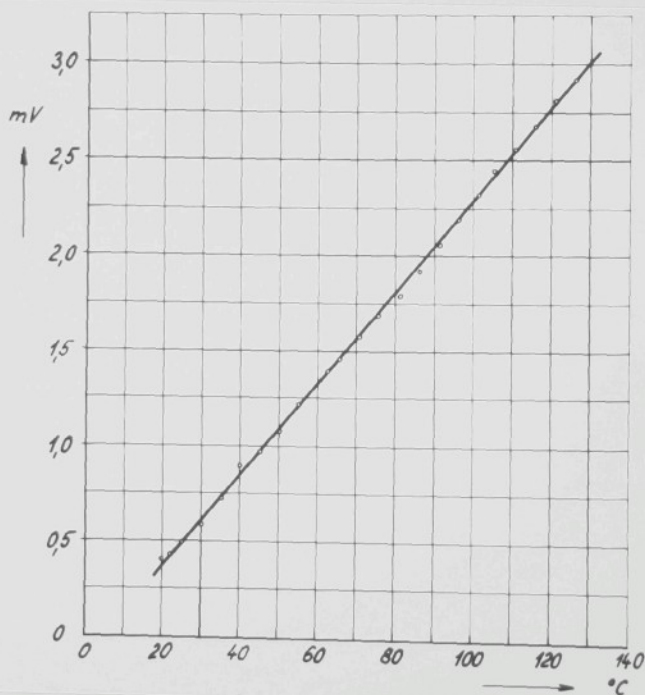


Obr. 26

Rozložení míst měření povrchové teploty na desce

Chromelové drátky byly v měřeném místě k desce přivařeny kondenzátorovým výbojem. Takový spoj má tu výhodu, že je čistý a v místě spoje nedojde k vytvoření kuličky ani nárůstku. Tím bylo dosaženo toho, že spoj chromelového drátku a desky je dokonalý, průměr drátku 0,1 mm zůstává zachován i v místě spoje a chromelový drátek, procházející stékající tenkou vrstvou vzhledem ke svému průměru prakticky neovlivňuje proudění na desce.

Takto vytvořený termočlánek byl cejchován a jeho charakteristika je uvedena v diagramu na obr. 27. Ze znázornění je zřejmý přímkový průběh elektromotorické síly v mV v závislosti na teplotě. Dvojice chromel - ocel AKVN dává na 100°C elektromotorickou sílu 2,6 mV. Přepínačem měřících míst byla zjišťována teplota v jednotlivých bodech. Studený spoj termočlánu byl udržován na teplotě 0°C .



Obr. 27

Cejchovní křivka termočlánu chromel-ocel AKVN

Měření množství stékající kapaliny a topné páry.

Množství stékající kapaliny bylo určováno vážením. Stékající kapalina byla zachycována do odměrné nádoby a doba potřebná k naplnění určitého objemu byla měřena stopkami. Vážením pak bylo určeno množství. Chyba tohoto měření je menší než 0,5 %.

Protékající objem kapaliny je určen výrazem

$$V = \bar{w} \sigma U \quad (37)$$

kde U je šířka desky.

Reynoldsovo číslo je pak možno vyjádřit pomocí množství kapaliny ve tvaru

$$Re = \frac{\bar{w} \sigma}{\nu} = \frac{V}{U \nu} \quad (38)$$

Množství topné páry bylo určováno vážením vzniklého kondensátu. Doba potřebná k naplnění určitého objemu byla měřena stopkami.

c) Stanovení množství sdíleného tepla

Na povrchové ploše stékající tenké vrstvy dochází mezi kapalinou a obklopujícím prostředím ke sdílení tepla a přenosu hmoty, zvláště při vyšší teplotě.

Ke sdílení tepla dochází v důsledku teplotního rozdílu mezi povrchem stékající vrstvy a obklopujícím prostředím, tedy vzduchem, a k přenosu hmoty v důsledku vypařování kapaliny.

Celkový tepelný tok Q_{ne} na povrchové ploše je dán rovnicí

$$Q_{\text{ne}} = \bar{\alpha}_{\text{ne}} F_{\text{ne}} (\bar{t}_{\text{ne}} - \bar{t}_0) + \bar{\beta} F_{\text{ne}} \left[\frac{r}{RT} (\bar{p}_{\text{ne}} - \bar{p}_0) \right] \quad (39)$$

kde $\bar{t}_{\text{ne}}$ a $\bar{t}_0$ jsou střední teploty povrchové vrstvy a okolí

$\bar{p}_{\text{ne}}$ a $\bar{p}_0$ jsou střední parciální tlaky páry na mezi sytosti v povrchové ploše a okolí

F_{ne} plocha povrchu stékající vrstvy

$\bar{\alpha}_{\text{ne}}$ střední součinitel přestupu tepla na povrchové ploše

$\bar{\beta}$ střední součinitel přenosu hmoty

r výparné teplo

T střední absolutní teplota mezní vrstvy

R plynová konstanta vodní páry

Měření prováděná Sexauerem [16] a Wilkem [19] pro stékající vodní vrstvu po svislé trubce prokázala malý vliv Reynoldsova čísla na součinitele přenosu hmoty $\bar{\beta}$. Např. pro stékající vodní vrstvu v délce 2 400 mm o střední teplotě 30 °C má součinitel přenosu hmoty hodnotu $\bar{\beta} = 30 \text{ m h}^{-1}$.

Množství sdíleného tepla Q , procházejícího teplosměnnou plochou pro určení součinitele přestupu tepla je dáno výrazem

$$Q = Q_v + Q_{\text{ne}} \quad (40)$$

kde Q_v je množství tepla potřebného k ohřátí stékající tenké vrstvy

Q_{ne} je množství tepla předávaného okolí dle rovnice (39)

Vzhledem k tomu, že zkušební topná deska byla tepelně izolována, je možno zanedbat ztráty tepla izolovaných částí desky do okolí. V důsledku dobré izolační schopnosti sklovláknitých desek se nelišila teplota povrchu izolace a okolí.

Potom je tedy možno určit množství tepla Q dle rovnice (40) z množství tepla přivedeného topnou parou, tedy

$$Q = Q_k = M_k (i_p - i_k) \quad (41)$$

kde M_k je množství kondensátu

i_p entalpie topné páry před vstupem do topného prostoru desky

i_k entalpie kondensátu

Teplo Q_k sdělované na povrchové ploše stékaající vrstvy ovlivňuje teplotu kapaliny tím způsobem, že stékaající kapalina je tímto způsobem ochlazována.

d) Stanovení střední teploty povrchu topné desky

Pro určení středního součinitele přestupu tepla $\bar{\alpha}$ ve stékaající vrstvě je nezbytné určit střední teplotu povrchu topné desky. S ohledem na tuto podmínku bylo uspořádání měření teplot povrchu desky takové, aby umožňovalo určení průběhu teploty jak v příčném, tak i v podélném směru.

Zjištěním průběhu teploty v příčném směru ve vstupním a výstupním průřezu bylo možno určit střední hodnotu teploty v těchto průřezích. Z průběhu teploty v podélné ose desky a ze zjištěných středních teplot ve vstupním a výstupním průřezu byla pak stanovena střední hodnota teploty povrchu desky

na straně stékející tenké vrstvy.

Vyhodnocování středních teplot bylo prováděno dle výrazu

$$\bar{t} = \frac{1}{b} \int_0^b t(x) dx \quad (42)$$

pro příčný průřez a

$$t_{str} = \frac{1}{L} \int_0^L \bar{t}(z) dz \quad (43)$$

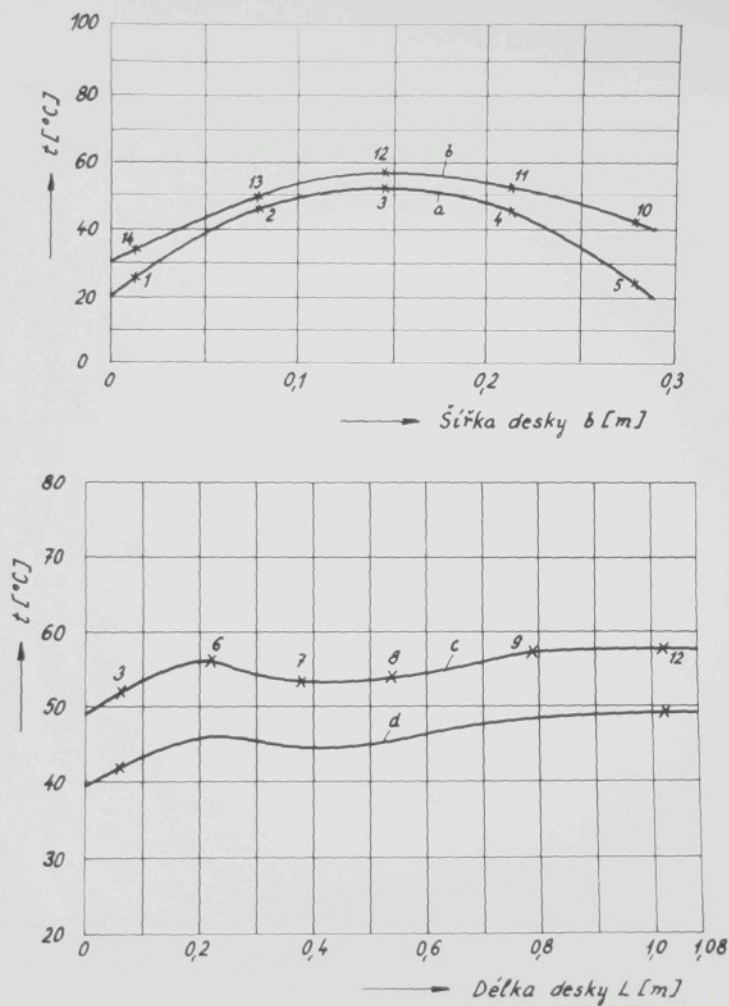
v podélném směru tak, že po grafickém znázornění naměřených hodnot byla planimetrováním plochy pod křivkou průběhu teploty určena střední hodnota. Na obr. 28 a, b, c, d, e, f je uvedeno několik naměřených průběhů teploty pro různé poměry a sklon topné desky. Změna teploty v příčném směru není způsobena ztrátami tepla do okolí, ale rozdíly v teplotách jsou způsobeny patrně přívodem páry. Jak je zřejmé z obr. 4, je deska vyztužena žebry, které mohou způsobovat nerovnoměrné rozdělování páry v topném prostoru.

Z průběhů teplot v obr. 28 podél desky je dobře patrná změna povrchové teploty ve vrchní části desky, ovlivňující hodnotu součinitele přestupu tepla.

e) Stanovení součinitele přestupu tepla

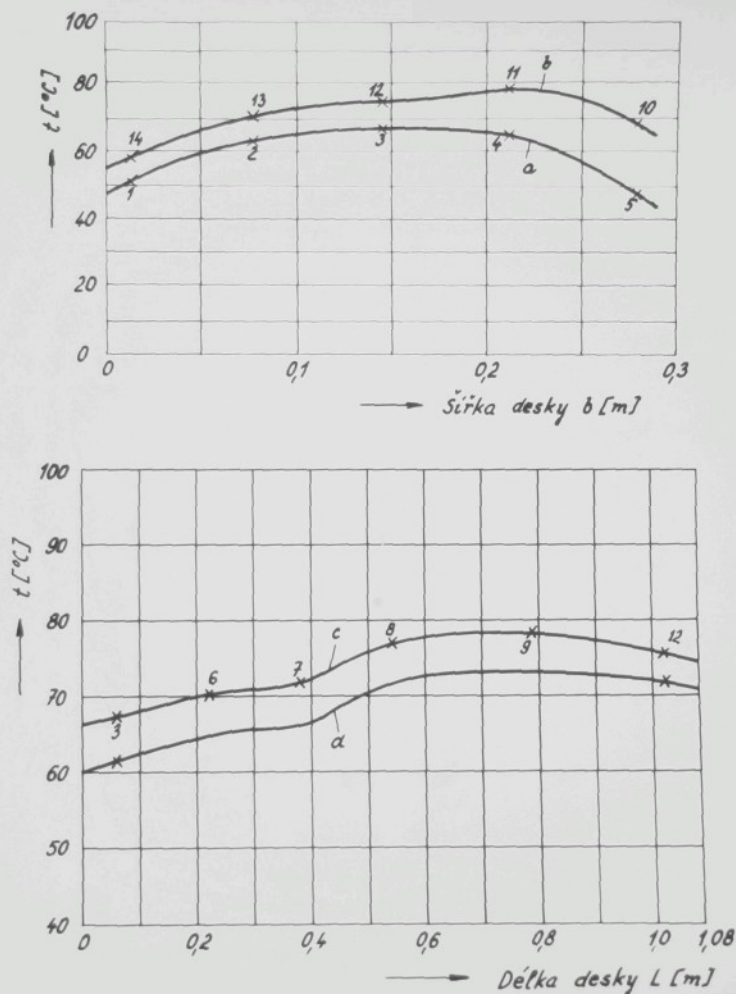
Střední součinitel přestupu tepla $\bar{\alpha}$ byl určován podle rovnice (35)

$$\bar{\alpha} = \frac{Q}{F(t_s - t_k)}$$



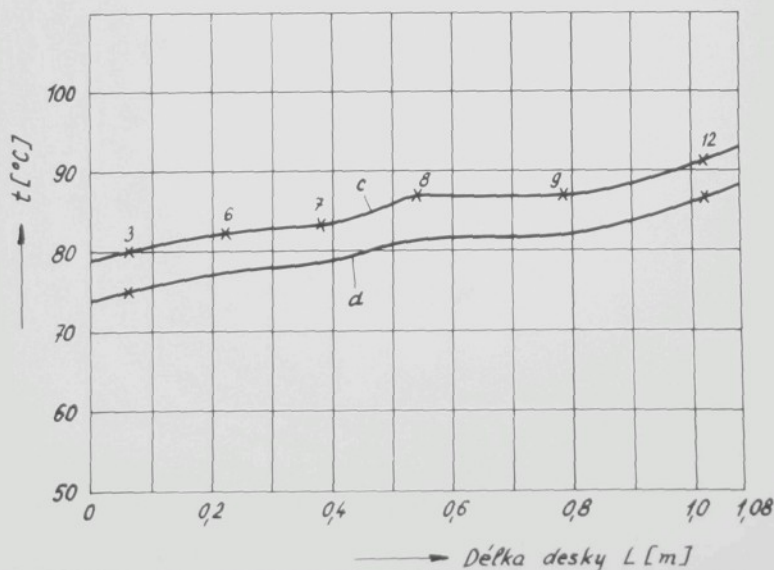
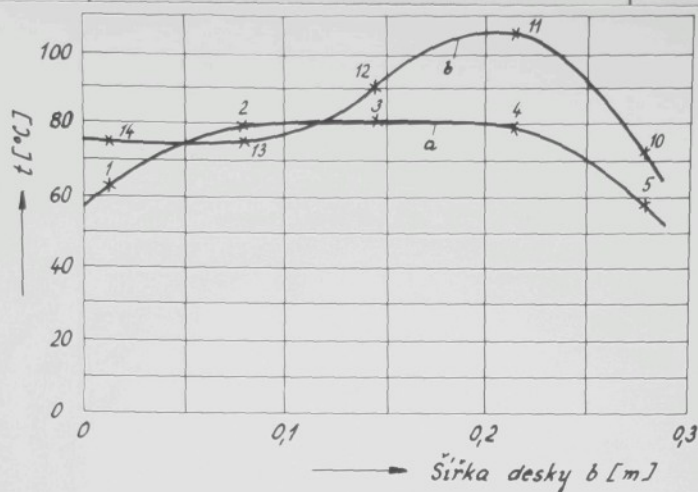
Obr. 28 e

Průběhy povrchových teplot desky při $\varphi = 90^{\circ}$, $Re = 457$
 $\tilde{d} = 0,420 \text{ mm}$, $\tilde{t}_v = 35,4^{\circ}\text{C}$; a, b - teplota v příčném průřezu na vstupu a výstupu; c - průběh teploty v podélné ose;
 d - průběh střední teploty v podélné ose. Označení měřicích míst dle obr. 26



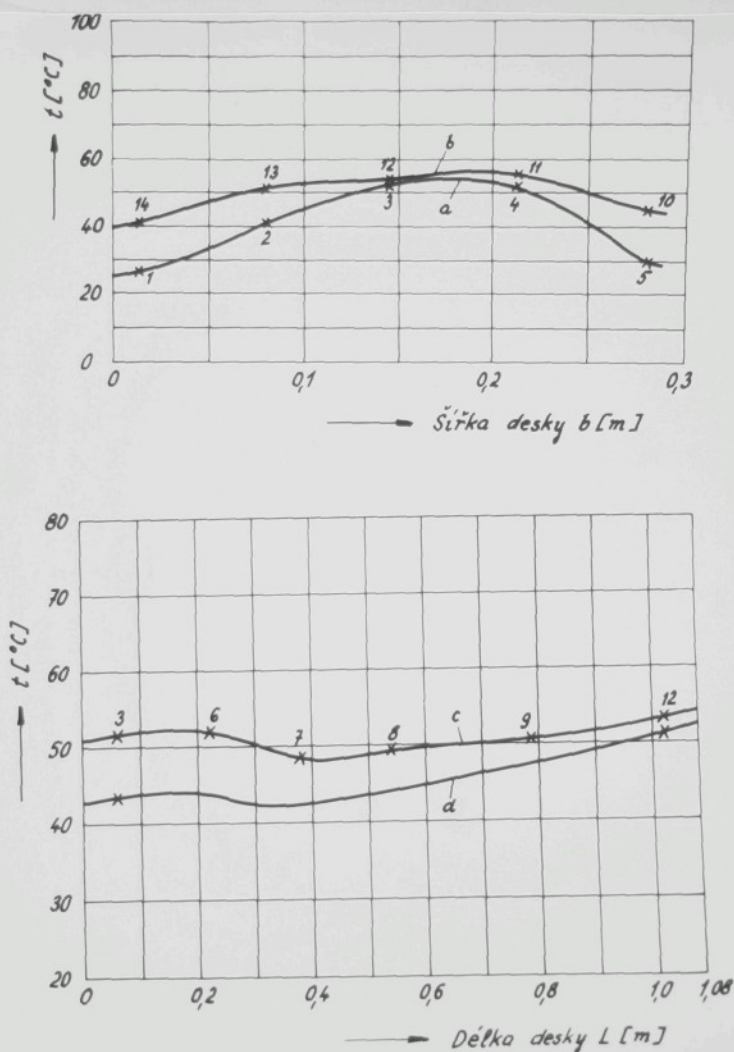
Obr. 28 b

Průběhy povrchových teplot desky při $\varphi = 90^{\circ}$, $Re = 713$,
 $\delta = 0,433 \text{ mm}$, $\bar{t}_f = 55,2^{\circ}C$; způsob označení jako v obr.28a



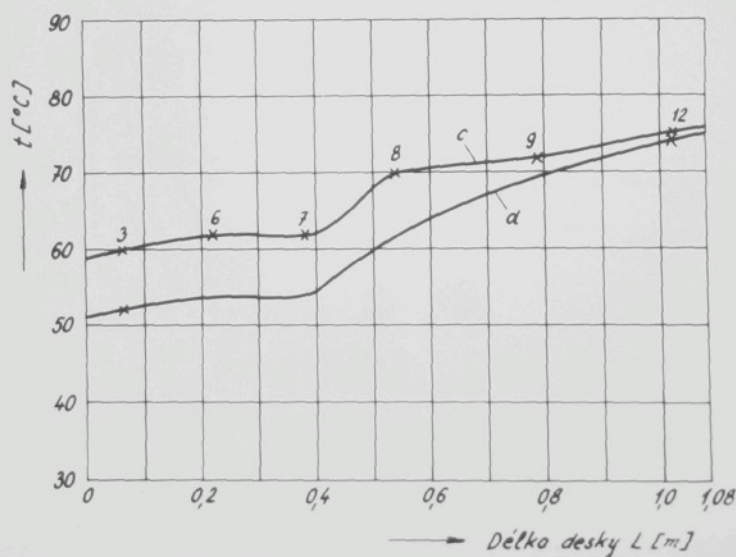
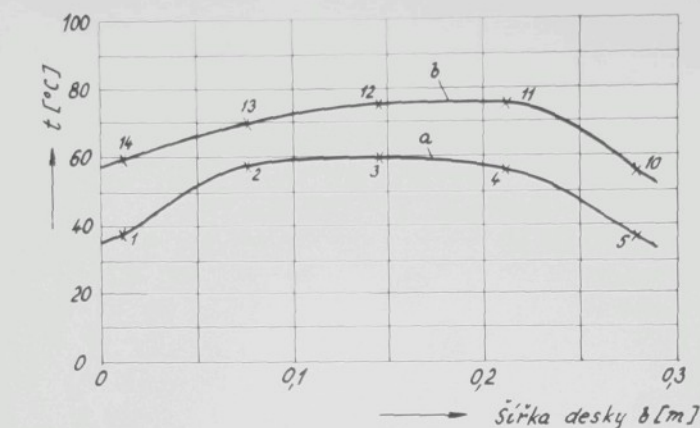
Obr. 28 c

Průběhy povrchových teplot desky při $\varphi = 60^\circ$, $Re = 1\,082$,
 $\tilde{\sigma} = 0,500$ mm, $\bar{t}_v = 67,9$ °C ; způsob označení jako v obr. 28a



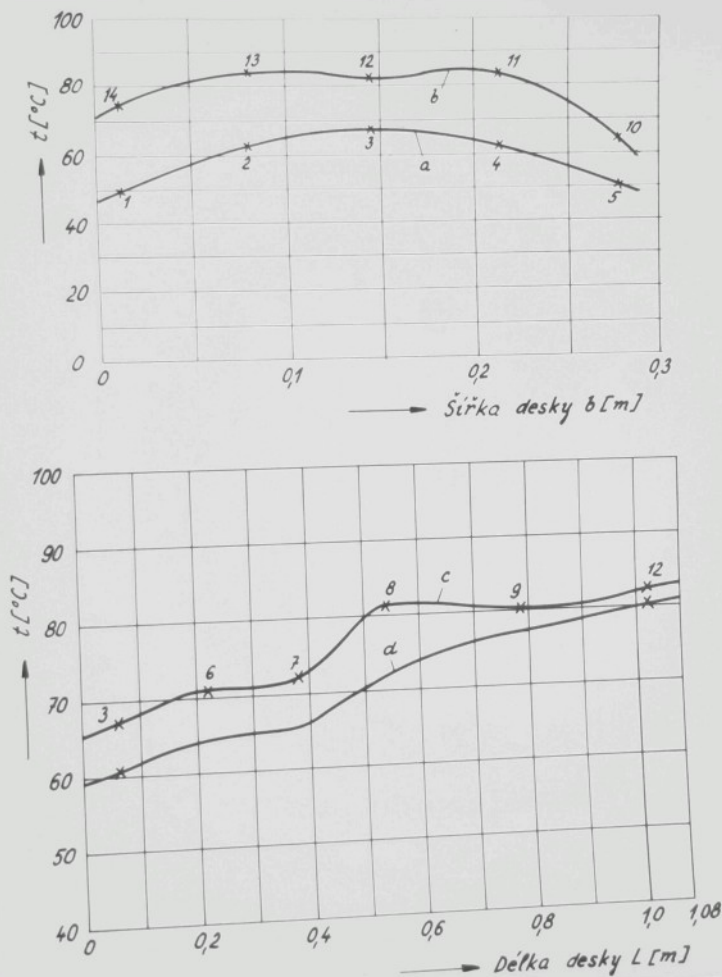
Obr. 28 d

Průběhy povrchových teplot desky při $\varphi = 60^{\circ}$, $Re = 710$,
 $\sigma = 0,552 \text{ mm}$, $\bar{t}_v = 37,3^{\circ}\text{C}$; způsob označení jako v obr. 28 a



Obr. 28 e

Průběhy povrchových teplot desky při $\varphi = 30^{\circ}$, $Re = 1\,062$,
 $\sigma = 0,718 \text{ mm}$, $\bar{t}_v = 49,0^{\circ}\text{C}$; způsob označení jako v obr. 28 a



Obr. 28 f

Průběhy povrchových teplot desky při $\varphi = 30^{\circ}$, $Re = 1\,245$,
 $\delta = 0,712\text{ mm}$, $\bar{t}_v = 58,5\text{ }^{\circ}\text{C}$; způsob označení jako v obr. 28 a

Určovací teplotou, pro níž byly určovány látkové konstanty byla zvolena střední teplota stékající vrstvy kapaliny.

Střední Nusseltovo číslo je dle dřívější rovnice (20) definováno výrazem

$$\overline{Nu} = \frac{\bar{\alpha} \delta}{\lambda}$$

Střední tloušťka stékající tenké vrstvy byla určována pomocí rovnice

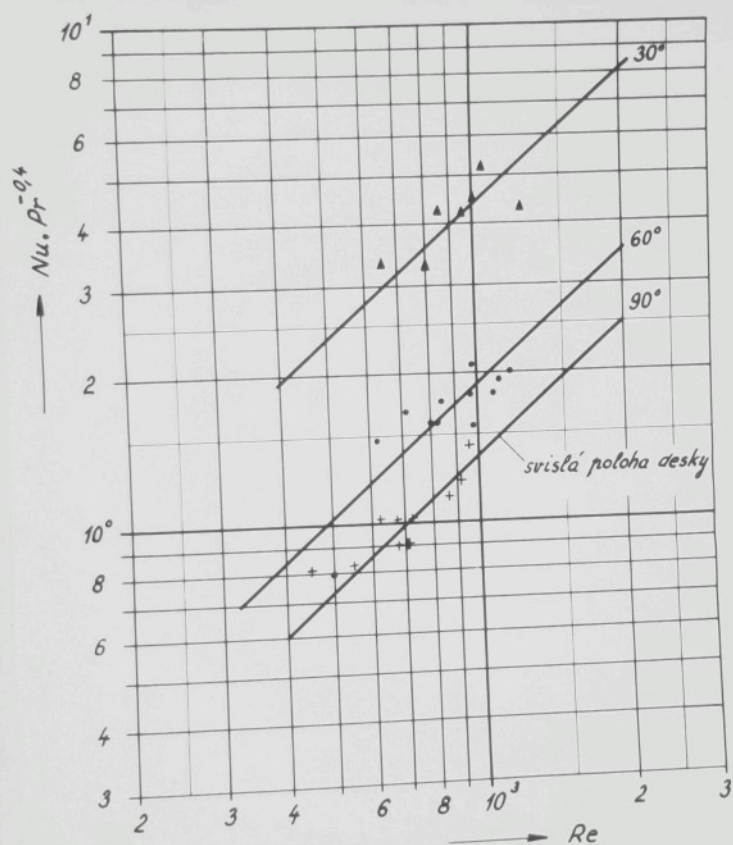
$$\delta = 0,302 \left(\frac{3 \nu^2}{g \sin \varphi} \right)^{1/3} Re^{2/15}$$

Naměřené a vypočtené hodnoty uvádí tabulka TAB.III.

V této tabulce jsou naměřené hodnoty topné páry a stékající kapaliny, dále tabulka obsahuje naměřené hodnoty teploty povrchu desky a její střední teplotu, fyzikální parametry vody, hodnoty středního součinitele přestupu tepla a konečně hodnoty bezrozměrných kritériálních výrazů Nu , Fr .

Na obr. 29 je dvojnásobných logaritmických souřadnicích uvedena závislost součinu bezdimensionálních veličin

$Nu \cdot Pr^{-0,4}$ na Reynoldsově čísle spolu s naměřenými hodnotami pro různý sklon desky. Ze znázornění je zřejmé, že se zmenšujícím se úhlem sklonu desky φ se hodnota součinu $Nu \cdot Pr^{-0,4}$ zvětšuje.



Obr. 29

Závislost veličiny $Nu \cdot Pr^{-0.4}$ na Reynoldsově čísle
a znázornění naměřených hodnot

VI. Zhodnocení výsledků a jejich porovnání
s dřívějšími výzkumy

Tepelná část zkoušek byla prováděna pro případ stékání vodní vrstvy po svislé a šikmé desce, která byla ohřívána kondensující vodní parou. Úhel sklonu desky byl volen

$\varphi = 90^\circ, 60^\circ \text{ a } 30^\circ$. Nátoková teplota kapaliny byla měněna v rozmezí 20 až 70°C , tlak topné - prakticky syté - páry v rozmezí $1,05$ až $2,0 \text{ kp cm}^{-2}$.

Zkoušky byly prováděny v rozmezí Reynoldsova čísla $Re = 400$ až $2\,000$. Naměřené hodnoty byly zpracovány do bezrozměrných argumentů a to Nusseltova, Reynoldsova a Prandtlova kritéria. Získané hodnoty byly graficky vyneseny ve dvojnásobných logaritmických souřadnicích v soustavě $Nu \cdot Pr^{-0,4} - Re$. Exponent n u Prandtlova čísla byl v soulase s rovnicí Dittus-Boelterovou popisující turbulentní proudění zvolen $n = 0,4$ vzhledem k tomu, že stékání vrstvy má turbulentní charakter. Ze znázornění naměřených hodnot je patrné, že body jsou rozloženy kolem přímky, která svírá s osou Reynoldsova čísla určitý úhel. Bylo tedy možno pro bezdimensionální vyjádření použít rovnice typu

$$Nu = konst. \cdot Re^m \cdot Pr^n \quad (44)$$

Ve dvojnásobných logaritmických souřadnicích odpovídá této rovnici přímka, pro kterou je možno psát rovnici typu

$$Y = aX + b \quad (45)$$

Konstanta a (odpovídá exponentu m v rovnici (44)) určuje sklon přímky konstanta b (odpovídá konstantě v rovnici (44)) udává pořadnici na ose y . Konstanty a a b lze pak určit z naměřených hodnot, a tím vyrovnat měření do přímky, metodou nejmenších čtverců odchylek.

Z obr. 29 je zřejmé, že s měnícím se úhlem sklonu desky φ se přímky, odpovídající průběhu naměřených hodnot, navzájem posouvají.

Pro vyrovnání měření v oblasti Reynoldsova čísla $400 < Re < 2000$ vyhovují naměřené hodnoty pro případ svislé desky ($\varphi = 90^\circ$) rovnici

$$\overline{Nu} = 0,0033 Re^{13/15} Pr^{0,4} \quad (46)$$

pro úhel sklonu $\varphi = 60^\circ$

$$\overline{Nu} = 0,0046 Re^{13/15} Pr^{0,4} \quad (47)$$

a pro sklon $\varphi = 30^\circ$

$$\overline{Nu} = 0,0106 Re^{13/15} Pr^{0,4} \quad (48)$$

Přímky v obr. 29 odpovídají rovnicím (46), (47) a (48). Body, znázorňující naměřené hodnoty mají od stanoveného průběhu střední odchylku $\pm 10\%$, jak vyplývá z vyhodnocení grafického znázornění.

Z diagramu na obr. 29 je dále patrné, že hodnota středního součinitele přestupu tepla α se zvětšuje s rostoucím Reynoldsovým číslem a se zmenšujícím se úhlem sklonu desky

paliny do 50°C není tento podíl příliš výrazný - činí asi 2 % - a je možno jej zanedbat. Při teplotách kapaliny nad 50°C dochází k intenzivnějšímu vypařování, které se s rostoucí teplotou zvětšuje. Při střední teplotě kapaliny 75°C (tedy při značně vysoké hodnotě) bylo porovnáním tepla přivedeného a předaného parou s teplem potřebným k ohřátí stékající kapaliny zjištěno, že podíl tepla Q_{pe} k přenosu tepla a hmoty činí $\sim 10\%$ celkového přivedeného tepla Q .

Experimentálně zjištěné hodnoty součinitele přestupu tepla jsou v obr. 30 porovnány s jedinými známými zkouškami podobného typu, které prováděl Garwin a Kelly [17] a o kterých bylo pojednáno v kapitole III. Pro rozsah Reynoldsova čísla 500 až 4 000 udávají autoři pro střední součinitel přestupu tepla $\bar{\alpha}$ závislost

$$\bar{\alpha} = 3730 \sin \varphi^{0.2} \left(\frac{M}{U} \right)^{1/3} \text{ kcal.m}^{-2}.\text{h}^{-1}.\text{deg}^{-1} \quad (49)$$

kde φ je úhel sklonu desky

M průtočné množství kg h^{-1}

U šířka desky m

Tato závislost byla stanovena pro střední teplotu kapaliny 34°C . V obr. 30 jsou porovnány výsledky dle rovnic (46), (47) a (48) s hodnotami, které dává rovnice (49). Výsledky byly přepočteny pro stejné poměry. Ze znázornění vyplývá opačný vliv úhlu sklonu desky φ na velikost středního součinitele přestupu tepla $\bar{\alpha}$. Tento rozpor je možno vysvětlit tím, že rovnice (49) je stanovena pro případ, kdy kapalina je na desku nastříkována a tedy jedná se o nucené

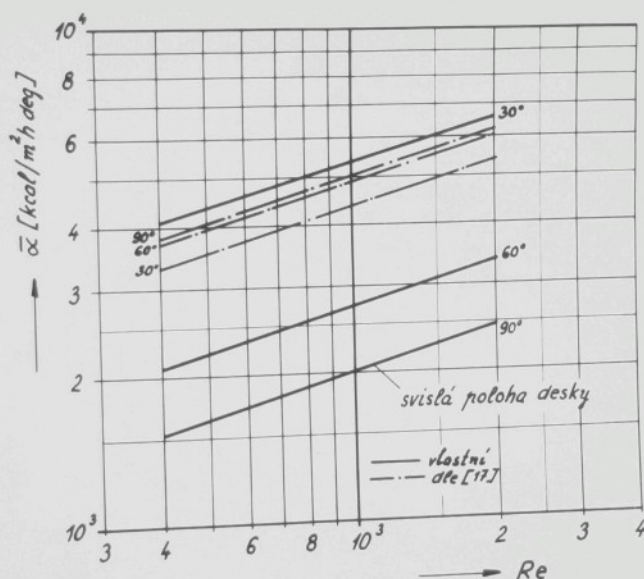
tedy i přes to, že vzrůstá v důsledku zmenšujícího se sklonu tloušťka stékaající tenké vrstvy δ v důsledku zmenšení střední rychlosti stékaající vrstvy $\bar{w}$. Zvýšení středního součinitele přestupu tepla $\bar{\alpha}$ je možno vysvětlit zlepšením součinitele přestupu tepla kondensující vodní páry na topné strany desky.

V případě svislé desky vzniká na topné ploše vrstva kondensátu, jejíž tloušťka se podél teplosměnné plochy zvětšuje. Tato vrstva brání přístupu topného média k teplosměnné ploše, což nepříznivě ovlivňuje přestup tepla do povrchu teplosměnné plochy. Ve spodní části desky, kde vrstva kondensátu bude největší, dochází v podstatě k ohřevu kondensátem, který se podchladzuje. O tom svědčí průběhy naměřených hodnot teploty povrchu topné desky (obr. 28) a také teplota kondensátu (TAB. III), který je silně podchlazen. Tím je ovšem sdílení tepla na straně topné páry nepříznivě ovlivněno a tím i střední součinitel přestupu tepla $\bar{\alpha}$.

Při zmenšujícím se úhlu sklonu desky φ vzniklý kondensát nepokrývá souvisle topnou plochu, odkapává z ní. Tento jev bude příznivější se zmenšujícím se úhlem sklonu. V důsledku toho přestup tepla z topné páry do teplosměnné plochy se zintenzivňuje a podchlazení kondensátu se zmenšuje. Střední součinitel přestupu tepla $\bar{\alpha}$ se zvětšuje.

Pokud se týká přenosu tepla a hmoty z povrchové plochy stékaající tenké vrstvy do okolí v soulase a jinými autory [16], [19] bylo zjištěno, že při teplotách ka-

stékání vrstvy a nikoliv gravitační. Jde tedy o případ intenzifikace sdílení tepla a proto také součinitel přestupu tepla má větší hodnotu. S ohledem na porovnání je součinitel přestupu tepla $\bar{\alpha}$ uveden v dimenzi $\text{kcal m}^{-2} \text{h}^{-1} \text{deg}^{-1}$.



Obr. 30

Závislost středního součinitele přestupu tepla $\bar{\alpha}$ na Reynoldsově čísle. Porovnání s výsledky Garvina a Kellyho [17]

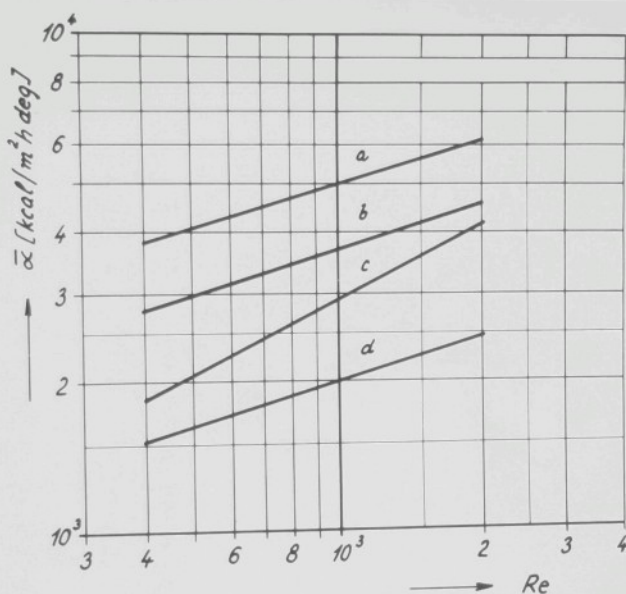
Jelikož v případě nuceného stékání vrstvy má součinitel přestupu tepla $\bar{\alpha}$ na straně stékaající kapaliny větší hodnotu než na straně kondensující vodní páry, neprojeví se příznivým způsobem zmenšující se sklon desky, ale naopak projeví se zhoršení součinitele přestupu tepla na straně stékaající

kapaliny v důsledku zvětšení tloušťky vrstvy δ .

V případě gravitačního stékání naopak součinitel přestupu tepla na straně stékející tenké vrstvy má menší hodnotu než na straně kondensující vodní páry. V důsledku toho se zlepšení přestupu tepla při kondensaci vlivem zmenšení úhlu sklonu desky příznivě projeví i na přestupu tepla na straně kapaliny. Zajímavým zjištěním je skutečnost vyrovnání hodnot součinitele přestupu tepla α při gravitačním stékáním a sklonu $\varphi = 30^\circ$ s hodnotami zjištěnými při nuceném stékání po svislé desce.

Pro úplnost je provedeno i porovnání s jinými výsledky zkoušek s přestupem tepla do stékející kapaliny po svislé trubce v případě ohřevu vodou, jejichž popis a podmínky, za kterých byly zkoušky prováděny jsou uvedeny v kapitole III. Toto srovnání nebude exaktní, neboť vzhledem k poměrně značným délkám zkušebních zařízení nemusí být dodržena celistvost stékející vrstvy. Stejně tak i podmínky ohřevu jsou jiné a jde tedy pouze o informativní porovnání.

V obr. 31 je porovnán průběh závislosti stanovené na základě rozsáhlých zkoušek Sexauerem [16] pro svislou ocelovou trubku (přímka c) s průběhem dle rovnice (46) přímka d . Sexauer jako jediný autor popisuje vliv materiálu na součinitel přestupu tepla. Např. rovnice stanovená Sexauerem dává hodnoty součinitele přestupu tepla α o 38 % větší v případě zkušebního zařízení z mosazi než pro ocelové zkušební zařízení. Tuto otázku bude třeba ještě objasnit.



Obr. 31

Porovnání zjištěné závislosti $\bar{\alpha}$ na Reynoldsově číslu u svislé desky s výsledky jiných autorů

a - průběh dle [17] $\bar{\alpha} = 3730 \left(\frac{H}{U} \right)^{1/3}$

b - průběh dle [18] $\frac{\bar{\alpha}}{\lambda} \left(\frac{\nu^2}{g} \right)^{1/3} = 0,0159 Re^{1/3} Pr^{1/3}$

c - průběh dle [16] $\overline{Nu} = 137 \cdot Re^{0,5} \cdot Pr^{0,15} \left(L/L_0 \right)^{0,935}$

d - vlastní měření $\overline{Nu} = 0,0033 Re^{13/15} Pr^{0,4}$

V obr. 31 přímkou *b* znázorňuje průběh závislosti stanovené Mc Adamsem, Drewem a Baysem [18]. Vzhledem k poměrně značné délce použitého experimentálního zařízení, kdy tenká vrstva stéká uvnitř trubky, zůstává otázkou její stabilita.

Udržení souvislé stékající tenké vrstvy tek, aby tato pokrývala celou teplosměnnou plochu, obzvláště u nižších hodnot Reynoldsova čísla je značně obtížné.

Kriteriální závislosti, popisující mechanismus sdílení tepla v tenké vrstvě stanovené Wilkem [19], dávají značně vysoké hodnoty součinitele přestupu tepla. To je způsobeno vytápěním, kdy topná voda proudí proti-proudem oproti stékající kapalině a také poměrně značnou délkou zkušebního zařízení, kdy se neprojeví vliv náběhové délky na hodnotu součinitele přestupu tepla.

VII. Zhodnocení práce a získané nové
poznatky

V předložené práci jsou objasňovány podmínky sdílení tepla ve stékající tenké vrstvě po svislé a šikmé ploše. Mechanismus sdílení tepla je přitom závislý na hydrodynamických poměrech stékající vrstvy kapaliny.

Provedenými zkouškami a získanými výsledky byla ověřena platnost Nusseltovy teorie pro laminární stékání po svislé ploše; pro turbulentní charakter stékání pak platnost empirického vztahu pro stanovení střední tloušťky stékající tenké vrstvy.

Pro zjištění střední tloušťky stékající vrstvy δ a střední rychlosti stékání $\bar{w}$ byly vyvinuty a ověřeny měřicí metody. K určení střední tloušťky bylo použito principu statistického rozložení četnosti impulsů vln stékající kapaliny, pro měření rychlosti stékající tenké vrstvy byla aplikována Allenova metoda zvýšení vodivosti solným mráčkem.

Podmínky pro sdílení tepla byly vyšetřovány pro úhel sklonu desky $\varphi = 90^\circ, 60^\circ$ a 30° pro případ ohřevu kondensující parou. Naměřené hodnoty byly zpracovány a dají se vyjádřit bezrozměrnou kritériální rovnicí typu

$$Nu = konst. \cdot Re^m \cdot Pr^n$$

Výsledky měření prokázaly příznivý vliv zmenšujícího se sklonu desky na střední součinitel přestupu tepla $\bar{\alpha}$. Zmenšením úhlu sklonu φ je možno dosáhnout hodnot součinitele přestupu tepla jako v případě nuceného stékání použitím nástřiku kapaliny na teplosměnnou plochu větší rychlostí. Tak např. v případě svislé desky dosahuje střední součinitel přestupu tepla $\bar{\alpha}$ hodnot v mezích 2 100 až 3 400 kcal m⁻² h⁻¹ deg⁻¹ pro rozsah Reynoldsova čísla $Re = 400$ až 2 000. Při sklonu desky $\varphi = 30^\circ$ pro stejný rozsah Reynoldsova čísla mění se součinitel přestupu tepla v mezích 4 100 až 6 600 kcal m⁻² h⁻¹ deg⁻¹.

Vzhledem k poměrně značným hodnotám středního součinitele přestupu tepla $\bar{\alpha}$ je možno teplosměnných zařízení pracujících se stékající tenkou vrstvou s výhodou použít jako ohříváčů při zpracování látek citlivých na teplotu, u kterých je nebezpečí proběhnutí chemických reakcí při setrvání na vyšší teplotě. Velkou předností těchto zařízení je jednoduchá konstrukce.

Zařízení, u kterých probíhá sdílení tepla v tenké vrstvě jsou dalším vývojovým stupněm teplosměnných zařízení, který může být ze určitých poměrů velmi výhodný.

Karel Beránek

VIII. Souhrn

V předložené práci je úspěšně řešena problematika sdílení tepla do stékající tenké vrstvy po svislé a šikmé ploše, vytápěné kondensující parou.

Byla vyvinuta a ověřena metodika měření střední tloušťky stékající tenké vrstvy založené na principu statistického rozložení četnosti impulsů vln stékající kapaliny a její střední rychlosti aplikací Allenovy metody zvýšení vodivosti solným mráčkem. Měření prokázala platnost Nusseltovy teorie hydrodynamiky stékající tenké vrstvy pro oblast laminárního charakteru stékání.

Při ověřování vlivu sklonu teplosměnné plochy na sdílení tepla bylo prokázáno, že se zmenšujícím se sklonem desky součinitel přestupu tepla se zvětšuje. Při sklonu desky 30° dosahoval střední součinitel přestupu tepla hodnot $\bar{\alpha} = 6\,000 \text{ kcal m}^{-2} \text{ h}^{-1} \text{ deg}^{-1}$.

IX Použité literatura

- [1] W. Nusselt : Die Oberflächenkondensation des Wasserdampfes
Z. VDI 60 (1916) S.541 - 46
- [1a] W. Nusselt : Der Wärmeaustausch am Berieselungskühler
Z. VDI 67 (1923) S.206 - 10
- [2] U. Grigull : Wärmeübergang bei der Kondensation mit turbulenter Wasserhaut
Forsch.Ing. - Wes. 13 (1942) S.49 - 57
- [2a] Gröber, Erk, Grigull : Wärmeübertragung
Springer - Verlag, Berlin - Göttingen - Heidelberg 1961, 420 S., 110 Abb.
- [3] Dukler A.E., Bergelin O.P. : Characteristic of flow in falling liquid films
Chem.Engng.Progr. 48 (1952) S.557 - 63
- [4] Kirkbride C.G.: Heat transfer by condensing vapor on vertical tubes
Industr.Engng,Chem. 26 (1934) S.425-28
- [5] Pennie A.M., Belanger J.Y.: A new method for liquid film thickness measurement
Canad. J.Technol. 30 (1952) S.9 - 19
- [6] Friedman S.J., Miller C.O.: Liquid films in the viscous flow region
Industr.Engng.Chem. 33 (1941) S.885-90

- [7] Brötz W.: Über die Vorausberechnung der Absorptions-
geschwindigkeit von Gasen in strömenden
Flüssigkeitsschichten
Chem. Ing. Techn. 26 (1954) S. 470-78
- [8] Brauer H.: Strömung und Wärmeübergang bei Rieselfilmen
VDI - Forsch. - Heft 457. Düsseldorf 1956
- [9] Kapica P.L.: Volnovoje tčćenije tonkich slojev
vjazkoj židkosti
Žurnal eksper. i teoret. fiziki
Tom 18, 1948
- [10] Kapica P.L., Kapica S.P. : Volnovoje tčćenije ton-
kich slojev vjazkoj židkosti
Žurnal eksper. i teoret. fiziki
Tom 19, 1949
- [11] Feind K.: Strömungsuntersuchungen bei Gegenstrom vom
Rieselfilm und Gas in lotrechten Rohren
VDI - Forsch. - Heft 481, Düsseldorf 1960
- [12] Banerjee P.K.: Ein Beitrag zu Stoffaustauschvorgän-
gen mit Rieselfilm in rechteckigem
Querschnitt
Wiss.Ztschr. der TH Magdeburg, Jahrgang
VII, Heft 3/4, 1963, S. 371 - 79
- [13] Živajkin : Tčćenije plenok židkosti po vertikalnoj
povërchnosti
Žurnal prikladnoj chemii XXXIV, No 6, 1961
- [14] Handbuch der Kältetechnik, III Band
Springer Verlag, Berlin - Göttingen
Heidelberg 1959, 510 S., 380 Abb.

VŠST Liberec	Sdílení tepla v tenké vrstvě	Str. 95
	[15] Teyssler : Technická měření ve strojnictví. Měření množství a výkonnosti SNTL Praha, 1953, 205 S. [16] Sexsauer T.: Der Wärmeübergang am senkrechten, berieselten Rohr Forsch.Ing.-Wes. 10 (1939) Nr.6 S.286 - 96 [17] Garwin L., Kelly E.W.: Inclined falling films Industr.Engng. Chem. 47 (1959) Nr.3 S. 392 - 95 [18] Mc Adams W.H., Drew T.B., Bays E.S. : Heat transfer to falling water films Trans.ASME 62 (1940) Nr.10, S.627-31 [19] Wilke W.: Wärmeübergang an Rieselfilme VDI - Forsch.-Heft 490, Düsseldorf 1962 [20] Sýkora K.: Základy sdílení tepla, skriptum, SNTL 1960 [21] Gregorig R.: Wärmeaustauscher Verlag H.R. Sauerländer, 1959, 500 S. 223 Abb. [22] Balajka B., Sýkora K.: Výměna tepla v zařízeních chemického průmyslu SNTL Praha, 1959, 296 s., 228 obr. [23] Pechoč V.: Vyhodnocování měření a početní metody v chemickém inženýrství SNTL Praha, 1961, 216 s., 81 obr.	
	Katedra termomechaniky	

Seznam obrázků

- Obr. 1 Odparka s pevnými stírači typ Luwa
Obr. 2 Odparka s kyvnými stírači typ Sambay
Obr. 3 Odparka Centriterm s nuceně stékající vrstvou
Obr. 4 Provedení zkušební desky
Obr. 5 Stínové fotografie stékající tenké vrstvy
Obr. 6 K odvození Nusseltovy teorie
Obr. 7 Schema úpravy zařízení pro hydrodynamické zkoušky
Obr. 8 Rovinnost zkušební desky
Obr. 9 Charakter stékající tenké vrstvy
Obr. 10 Schematické znázornění tloušťek vrstvy
Obr. 11 K určení střední tloušťky vrstvy
Obr. 12 Zařízení pro měření tloušťky vrstvy
Obr. 13 Schema ovládacího obvodu
Obr. 14 Měření střední tloušťky v jednom bodě desky
Obr. 15 Závislost tloušťky vrstvy dle [8]
Obr. 16 Závislost součinitele hydraulického odporu ξ na Reynoldsově čísle
Obr. 17 Naměřené hodnoty tloušťky vrstvy pro různé poměry
Obr. 18 Zařízení pro vstřikování vodivého roztoku
Obr. 19 Snímací sonda
Obr. 20 Oscilogram průchodu vodivého roztoku na desce
Obr. 21 Rychlostní profil na desce
Obr. 22 Závislost střední rychlosti dle [8]
Obr. 23 Naměřené hodnoty rychlosti vrstvy pro různé poměry
Obr. 24 Schema úpravy zařízení pro tepelná měření
Obr. 25 Celkový pohled na zkušební zařízení
Obr. 26 Místa měření povrchové teploty na desce
Obr. 27 Cejchovní křivka termočlánku chromel - ocel AKVN
Obr. 29 Závislost veličiny $Nu \cdot Pr^{-2/4}$ na Reynoldsově čísle
Obr. 30 Závislost součinitele přestupu tepla $\bar{\alpha}$ na Re
Obr. 31 Porovnání zjištěné závislosti $\bar{\alpha}$ s výsledky jiných autorů

Tabulky naměřených hodnot

VŠST Liberec	Sdílení tepla v tenké vrstvě	L 1
-----------------	------------------------------	-----

TABULKA I

Měření střední tloušťky vrstvy

$$Re = 41,46$$

$$\varphi = 30^\circ$$

$$\sigma = 0,358 \text{ mm}$$

0,350	0,355	0,330	0,320
0,355	0,405	0,360	0,355
0,380	0,305	0,370	0,340
0,360	0,385	0,380	0,335
0,355	0,365	0,380	0,315
0,375	0,420	0,370	0,335

$$Re = 41,77$$

$$\varphi = 60^\circ$$

$$\sigma = 0,334 \text{ mm}$$

0,310	0,340	0,345	0,340
0,355	0,355	0,345	0,345
0,340	0,340	0,350	0,320
0,325	0,330	0,330	0,340
0,345	0,340	0,325	0,310
0,290	0,330	0,330	0,280

TABULKA I
pokračování

$$Re = 52,38$$

$$\varphi = 90^\circ$$

$$\delta = 0,298 \text{ mm}$$

0,285	0,305	0,265	0,245
0,295	0,300	0,305	0,260
0,275	0,285	0,310	0,265
0,295	0,375	0,285	0,285
0,310	0,340	0,350	0,320
0,305	0,295	0,305	0,295

$$Re = 65,47$$

$$\varphi = 30^\circ$$

$$\delta = 0,444 \text{ mm}$$

0,425	0,435	0,450	0,435
0,430	0,460	0,510	0,475
0,415	0,465	0,535	0,455
0,460	0,435	0,460	0,435
0,405	0,440	0,445	0,425
0,425	0,425	0,415	0,390

TABULKA I
pokračování

$$Re = 77,22$$

$$\varphi = 60^\circ$$

$$\delta = 0,373 \text{ mm}$$

0,360	0,410	0,400	0,405
0,390	0,340	0,385	0,405
0,395	0,390	0,415	0,415
0,395	0,360	0,350	0,360
0,310	0,325	0,355	0,360
0,340	0,340	0,390	0,355

$$Re = 75,26$$

$$\varphi = 90^\circ$$

$$\delta = 0,335$$

0,320	0,345	0,325	0,350
0,325	0,345	0,355	0,325
0,340	0,350	0,350	0,320
0,325	0,310	0,340	0,365
0,305	0,330	0,345	0,320
0,345	0,340	0,320	0,340

TABULKA I
pokračování

$$Re = 200,9$$

$$\varphi = 30^\circ$$

$$\delta = 0,491 \text{ mm}$$

0,470	0,480	0,450	0,465
0,470	0,505	0,510	0,475
0,465	0,515	0,545	0,520
0,465	0,510	0,495	0,455
0,465	0,520	0,515	0,490
0,510	0,530	0,520	0,445

$$Re = 213,6$$

$$\varphi = 60^\circ$$

$$\delta = 0,431 \text{ mm}$$

0,425	0,450	0,445	0,410
0,430	0,505	0,520	0,370
0,435	0,480	0,475	0,415
0,395	0,395	0,455	0,400
0,420	0,430	0,440	0,365
0,385	0,440	0,425	0,425

TABULKA I
pokračování

$$Re = 201,7$$

$$\varphi = 90^\circ$$

$$\delta = 0,421 \text{ mm}$$

0,415	0,385	0,520	0,405
0,390	0,510	0,450	0,450
0,370	0,465	0,400	0,370
0,405	0,440	0,420	0,465
0,420	0,430	0,395	0,405
0,365	0,415	0,360	0,390

$$Re = 315,4$$

$$\varphi = 30^\circ$$

$$\delta = 0,559 \text{ mm}$$

0,515	0,455	0,385	0,485
0,465	0,515	0,590	0,565
0,545	0,615	0,575	0,510
0,605	0,555	0,620	0,515
0,605	0,510	0,565	0,510
0,550	0,625	0,585	0,520

TABULKA I
pokračování

$$Re = 280,4$$

$$\varphi = 60^\circ$$

$$\delta = 0,471 \text{ mm}$$

0,395	0,425	0,390	0,370
0,460	0,480	0,480	0,430
0,430	0,460	0,435	0,450
0,475	0,495	0,455	0,485
0,460	0,475	0,450	0,480
0,495	0,535	0,480	0,500

$$Re = 263,3$$

$$\varphi = 90^\circ$$

$$\delta = 0,460 \text{ mm}$$

0,430	0,475	0,510	0,475
0,445	0,550	0,480	0,465
0,445	0,520	0,460	0,445
0,370	0,435	0,550	0,465
0,420	0,430	0,445	0,465
0,410	0,460	0,460	0,430

TABULKA II

Měření střední rychlosti vrstvy

$$Re = 41,46$$

$$\delta^* = 0,358 \text{ mm}$$

$$\varphi = 30^\circ$$

$$w = 0,1735 \text{ m s}^{-1}$$

$w_m [\text{m s}^{-1}]$	0,198	0,308	0,356	0,247	0,193
-------------------------	-------	-------	-------	-------	-------

$$Re = 41,77$$

$$\delta^* = 0,334 \text{ mm}$$

$$\varphi = 60^\circ$$

$$w = 0,203 \text{ m s}^{-1}$$

$w_m [\text{m s}^{-1}]$	0,273	0,375	0,363	0,303	0,217
-------------------------	-------	-------	-------	-------	-------

$$Re = 52,38$$

$$\delta^* = 0,298 \text{ mm}$$

$$\varphi = 90^\circ$$

$$w = 0,228 \text{ m s}^{-1}$$

$w_m [\text{m s}^{-1}]$	0,316	0,450	0,379	0,357	0,359
-------------------------	-------	-------	-------	-------	-------

$$Re = 65,47$$

$$\delta^* = 0,444 \text{ mm}$$

$$\varphi = 30^\circ$$

$$w = 0,203 \text{ m s}^{-1}$$

$w_m [\text{m s}^{-1}]$	0,250	0,349	0,366	0,303	0,239
-------------------------	-------	-------	-------	-------	-------

TABULKA II

pokračování

$Re = 77,22$

$\delta = 0,373 \text{ mm}$

$\varphi = 60^\circ$

$w = 0,306 \text{ m s}^{-1}$

$w_m [\text{m s}^{-1}]$	0,397	0,599	0,503	0,446	0,351
-------------------------	-------	-------	-------	-------	-------

$Re = 75,36$

$\delta = 0,335 \text{ mm}$

$\varphi = 90^\circ$

$w = 0,321 \text{ m s}^{-1}$

$w_m [\text{m s}^{-1}]$	0,490	0,530	0,505	0,450	0,448
-------------------------	-------	-------	-------	-------	-------

$Re = 200,9$

$\delta = 0,491 \text{ mm}$

$\varphi = 30^\circ$

$w = 0,417 \text{ m s}^{-1}$

$w_m [\text{m s}^{-1}]$	0,590	0,640	0,650	0,602	0,473
-------------------------	-------	-------	-------	-------	-------

$Re = 213,6$

$\delta = 0,431 \text{ mm}$

$\varphi = 60^\circ$

$w = 0,530 \text{ m s}^{-1}$

$w_m [\text{m s}^{-1}]$	0,758	0,869	0,932	0,733	0,679
-------------------------	-------	-------	-------	-------	-------

$Re = 201,7$

$\delta = 0,421 \text{ mm}$

$\varphi = 90^\circ$

$w = 0,558 \text{ m s}^{-1}$

$w_m [\text{m s}^{-1}]$	0,810	0,850	0,824	0,787	0,690
-------------------------	-------	-------	-------	-------	-------

TABULKA II
pokračování

$$Re = 315,4$$

$$\delta = 0,559 \text{ mm}$$

$$\varphi = 30^\circ$$

$$w = 0,497 \text{ m s}^{-1}$$

$w_m [\text{m s}^{-1}]$	0,710	0,715	0,760	0,709	0,700
-------------------------	-------	-------	-------	-------	-------

$$Re = 380,4$$

$$\delta = 0,471 \text{ mm}$$

$$\varphi = 60^\circ$$

$$w = 0,622 \text{ m s}^{-1}$$

$w_m [\text{m s}^{-1}]$	0,829	0,917	1,090	0,907	0,886
-------------------------	-------	-------	-------	-------	-------

$$Re = 263,3$$

$$\delta = 0,460 \text{ mm}$$

$$\varphi = 90^\circ$$

$$w = 0,753 \text{ m s}^{-1}$$

$w_m [\text{m s}^{-1}]$	1,040	1,520	1,130	1,085	0,885
-------------------------	-------	-------	-------	-------	-------

VŠST
Liberec

Sdílení tepla v tenké vrstvě

L 10

TABULKA III

Teplota povrchu desky °C

Číslo měření	Úhel sklonu φ	Teplota povrchu desky °C										t_{1a}
		t_1	t_2	t_3	t_4	t_5	t_6	t_7	t_8	t_9	t_{1a}	
1	90	25,6	47,0	51,8	46,97	24,9	56,1	53,1	53,8	57,1	42,5	
2	90	35,6	52,5	59,8	52,5	36,9	60,9	58,9	60,9	61,1	46,2	
3	90	51,8	68,1	72,0	67,9	54,4	69,7	69,7	74,0	73,3	69,8	
4	90	54,0	72,9	72,9	72,9	54,8	73,9	73,9	84,2	82,1	69,67	
5	90	37,85	54,05	58,28	57,48	37,88	60,33	61,85	69,03	71,68	60,13	
6	90	40,8	58,8	65,8	61,7	42,8	66,7	66,7	75,3	74,0	57,2	
7	90	58,5	70,5	75,8	74,2	58,6	83,2	83,2	83,2	83,2	67,6	
8	90	70,1	82,7	87,7	85,1	71,0	84,5	83,5	90,0	89,4	80,0	
9	90	51,03	63,1	67,18	65,75	48,23	70,18	71,63	77,13	78,58	68,53	
10	90	62,75	71,4	75,75	75,75	59,08	80,5	80,8	83,23	83,23	78,1	
11	90	74,08	82,55	82,55	82,55	69,85	84,15	85,33	86,45	87,5	85,18	
12	60	43,5	60,1	64,7	61,6	46,3	63,4	68,3	74,7	77,6	58,8	
13	60	27,1	42,8	51,6	51,6	31,1	51,9	48,3	49,4	50,5	46,8	
14	60	36,6	53,9	59,3	59,3	37,7	59,4	55,2	58,8	58,8	53,9	
15	60	56,1	67,2	73,6	72,7	63,7	76,4	75,7	78,7	77,5	72,0	

Katedra termomechaniky

TABULKA III - pokračování

TABULKA III - pokračování

VŠST
Liberec

Sdílení tepla v tenké vrstvě

L 11

Teplota povrchu desky °C

Číslo měření	Úhel sklonu φ	Teplota povrchu desky °C									
		t_1	t_2	t_3	t_4	t_5	t_6	t_7	t_8	t_9	t_{10}
16	60	59,6	74,4	80,7	80,7	61,2	80,5	83,1	84,2	83,5	74,9
17	60	22,1	40,8	49,8	48,2	22,0	47,6	43,6	43,7	44,8	43,5
18	60	37,5	54,4	61,4	61,4	37,5	60,2	55,1	59,1	59,1	57,0
19	60	18,63	37,25	45,25	37,83	20,33	50,15	50,15	50,15	51,18	55,88
20	60	38,33	59,7	59,7	59,7	37,78	60,53	60,53	67,08	67,08	54,63
21	60	39,58	61,63	61,63	61,63	38,7	57,45	60,08	66,88	66,88	54,83
22	60	52,68	70,0	70,0	70,0	51,28	72,65	74,23	82,08	63,13	65,75
23	60	63,23	79,93	79,93	79,63	59,43	82,2	83,28	86,93	86,93	73,15
24	30	25,7	46,7	49,1	46,9	24,7	50,0	50,0	53,3	55,7	50,7
25	30	38,4	57,4	59,7	55,9	36,9	61,8	61,8	69,9	72,0	56,6
26	30	49,9	63,0	67,3	63,0	50,0	71,0	72,1	81,4	80,3	64,5
27	30	37,6	53,8	58,8	52,7	33,5	59,2	54,6	58,7	58,6	56,6
28	30	27,8	45,4	52,3	45,6	26,4	49,6	46,9	48,8	49,8	45,9
29	30	37,9	53,82	56,25	54,48	37,45	54,73	44,55	46,55	47,53	49,63
30	30	37,75	54,78	55,93	55,08	38,08	54,1	45,85	52,43	53,05	53,25

Katedra termomechaniky

VŠST
Liberec

Sdílení tepla v tenké vrstvě

L 12

TABULKA III - pokračování

Číslo měření	Teplota povrchu desky °C				Vstupní teplota vody t_{v1} [°C]	Výstupní teplota vody t_{v2} [°C]	Střední teplota vody t_{sv} [°C]	Střední teplota desky $\bar{t}_{st}$ [°C]	$\Delta t = \bar{t}_{st} - t_{sv}$ [°C]	Teplota kondenzátu t_{kond} [°C]
	t_{t1}	t_{t2}	t_{t3}	t_{t4}						
1	53,4	57,7	48,6	33,7	24,6	46,2	35,4	47,68	12,28	46,0
2	56,7	59,6	56,4	46,9	36,4	52,1	43,35	52,47	9,12	52,0
3	70,0	70,0	69,0	62,1	56,9	64,7	60,8	67,13	6,33	64,0
4	76,2	76,9	73,6	64,3	58,6	70,7	64,65	73,92	9,27	72,0
5	71,45	71,43	62,7	50,15	38,2	56,26	47,22	60,19	12,97	58,0
6	73,5	73,5	61,0	55,4	45,9	66,3	56,35	64,79	8,44	67,0
7	81,8	81,8	73,9	68,5	57,8	74,4	66,1	75,10	9,0	75,5
8	86,0	86,0	82,7	78,6	68,8	81,7	75,25	82,72	7,47	79,3
9	77,98	75,68	70,18	57,73	47,23	63,2	55,21	68,25	13,04	62,0
10	94,98	81,95	83,0	68,58	58,65	73,83	66,23	79,83	13,6	76,0
11	99,8	91,25	97,45	79,23	68,25	83,5	76,0	87,35	11,35	84,5
12	82,1	76,7	71,5	62,0	44,9	63,0	53,95	66,5	12,55	69,0
13	55,7	53,6	51,0	40,9	29,9	44,7	37,3	47,82	10,52	48,0
14	67,5	63,3	66,6	49,7	40,8	56,0	48,4	57,13	8,72	56,0
15	85,9	80,1	80,1	67,0	58,7	70,1	64,4	73,92	9,52	72,0

VŠST
Liberec

Sdílení tepla v tenké vrstvě

L 13

TABULKA III - pokračování

Číslo měření	Teplota povrchu desky °C				Vstupní teplota vody t_{v1} [°C]	Výstupní teplota vody t_{v2} [°C]	Střední teplota vody t_{sv} [°C]	Střední teplota desky t_{ds} [°C]	$\Delta t = t_{ds} - t_{sv}$ [°C]	Teplota kondenzátu t_{kond} [°C]
	t_{n1}	t_{n2}	t_{n3}	t_{n4}						
16	82,5	83,6	81,9	70,7	62,0	73,9	67,95	76,73	8,78	74,0
17	56,0	49,1	48,8	39,2	21,9	40,5	31,2	45,0	13,8	45,0
18	65,9	60,7	59,0	50,6	37,8	52,5	45,14	55,4	10,25	56,0
19	50,7	52,23	40,88	32,18	19,05	31,55	25,3	38,17	12,87	31,0
20	88,28	73,9	57,58	55,83	38,33	59,75	49,04	61,82	12,78	72,0
21	85,15	78,75	57,1	56,05	38,6	62,63	50,61	62,9	12,29	75,0
22	100,55	85,83	66,2	69,18	50,43	70,85	60,64	74,39	13,76	81,0
23	104,73	91,18	75,23	75,23	58,85	76,85	67,85	79,73	11,88	86,0
24	55,3	63,3	55,8	37,9	24,2	50,9	37,55	46,0	8,45	71,0
25	75,2	75,1	75,1	59,8	37,9	60,1	49,0	61,25	12,25	83,0
26	84,5	82,4	82,4	74,4	45,5	71,5	58,5	68,15	9,65	94,0
27	62,6	62,6	62,6	47,3	35,4	55,1	45,24	52,5	7,25	75,0
28	54,5	54,5	54,5	37,4	25,5	46,9	36,2	42,9	6,7	68,0
29	67,78	53,7	53,08	53,15	33,5	53,6	43,55	50,15	6,6	79,0
30	77,15	59,28	56,1	55,9	35,0	54,4	44,7	51,86	7,15	77,0

VŠST
Liberec

Sdílení tepla v tenké vrstvě

L 14

TABULKA III - pokračování

Číslo měřent	Teplota páry t_p [°C]	Tlak páry p_p [kN/cm ²]	Množství vody M_v [kg/s]	Oteplení vody Δt_v [°C]	$Q_v = M_v \cdot c \cdot \Delta t_v$ [kcal/h]	Množství kondenzátu M_k [kg/h]	Enthalpie páry i_p [kcal/kg]	$Q_k = i_p - i_k$ [kcal/h]	Σ [kcal/m ² ·h·deg]
1	106,0	1,265	340	21,6	7 344,0	12,5	641,2	7 595,0	1 988,7
2	104,5	1,2	353	15,7	5 542,1	8,65	640,6	5 529,8	1 843,9
3	108,5	1,4	353	7,8	2 753,4	7,3	642,3	4 382,2	2 226,0
4	112,5	1,58	315	12,1	3 811,5	9,8	643,7	5 798,7	2 011,4
5	104,0	1,19	408	18,05	7 364,4	15,2	640,5	8 854,0	2 195,0
6	108,0	1,325	326	20,9	6 813,4	10,4	642,2	6 200,5	2 362,2
7	110,5	1,45	321	16,6	5 328,6	8,95	643,0	5 217,9	1 864,2
8	114,5	1,725	366	12,9	4 721,4	9,7	644,4	5 581,4	2 402,5
9	107,0	1,32	380	15,97	6 068,6	13,08	641,7	7 582,5	1 869,7
10	112,0	1,57	388	15,18	5 889,8	15,72	643,5	8 921,1	2 109,9
11	119,0	1,97	378	15,0	5 670,0	17,54	646,0	9 839,9	2 787,6
12	102,5	1,08	530	18,1	9 593,0	20,9	640,0	11 933,9	3 057,6
13	102,5	1,08	510	14,8	7 548,0	16,7	640,0	9 886,4	3 021,8
14	106,0	1,28	520	15,2	7 904,0	16,5	641,4	9 659,1	3 561,7
15	113,0	1,6	520	11,4	5 928,0	16,2	643,8	9 263,2	3 128,7

Katedra termomechaniky

TABULKA III - pokračování

VĚST
Liberec

Sdílení tepla v tenké vrstvě

L 15

Číslo měření	Teplota páry t_p [°C]	Tlak páry p_p [kPa]	Množství vody m [kg]	Ochlazení vody Δt [°C]	$Q_p = m \cdot c \cdot \Delta t$ [kcal h ⁻¹]	Množství kondenzátu η [kg h ⁻¹]	Entalpie páry i_p [kcal kg ⁻¹]	$Q_p = \eta \cdot i_p$ [kcal h ⁻¹]	α [kcal m ⁻² h ⁻¹ °C ⁻¹]
16	121,0	2,11	512	11,9	6 092,8	15,5	646,8	8 878,4	3 251,3
17	102,5	1,08	520	18,6	9 672,0	19,4	640,0	11 543,0	2 689,6
18	106,0	1,27	495	14,7	7 276,5	14,1	641,4	8 254,1	2 589,3
19	107,0	1,32	470	12,5	5 875,0	10,32	641,7	6 312,7	1 577,2
20	105,0	1,18	480	21,42	10 281,6	19,92	640,9	11 322,5	2 848,7
21	107,0	1,32	480	24,03	11 534,4	20,9	641,7	11 844,0	3 098,8
22	112,5	1,58	478	20,42	9 760,8	20,42	643,7	11 490,3	2 685,1
23	117,0	1,84	478	18,0	8 604,0	20,12	645,4	11 255,0	3 047,2
24	102,5	1,05	470	26,7	12 549,0	24,2	640,0	13 769,8	5 239,8
25	105,0	1,18	621	22,2	13 786,2	25,8	640,7	14 382,7	3 776,8
26	114,5	1,6	630	26,0	16 380,0	29,0	644,1	15 952,9	5 315,6
27	105,0	1,18	625	19,7	12 312,5	24,3	640,7	13 237,4	5 870,9
28	102,5	1,05	625	21,4	13 375,0	23,3	640,0	13 327,6	6 336,1
29	105,5	1,19	673	20,1	13 527,3	23,95	641,2	13 465,8	6 560,4
30	105,0	1,2	616	19,4	11 950,4	21,76	640,9	12 270,5	5 518,2

TABULKA III - pokračování

VŠST
Liberec

Sdílení tepla v tenké vrstvě

L 16

Re	Kinematická viskozita $\nu \cdot 10^{-6}$ [$m^2 s^{-1}$]	Teplotná vodivost λ [$kcal m^{-1} h^{-1} deg^{-1}$]	Pr	δ [mm]	Nu	$Nu \cdot Pr^{-0,4}$
1	456,7	0,718	4,78	0,420	1,549	0,828
2	550,0	0,619	4,00	0,427	1,433	0,8250
3	719,8	0,473	2,955	0,413	1,62	1,0499
4	681,2	0,446	2,78	0,385	1,356	0,901
5	678,5	0,580	3,73	0,457	1,811	1,07
6	622,6	0,505	3,18	0,399	1,673	1,054
7	708,5	0,437	2,72	0,387	1,261	0,845
8	912,1	0,387	2,35	0,409	1,702	1,21
9	713,1	0,514	3,25	0,433	1,439	0,898
10	858,3	0,436	2,72	0,453	1,671	1,12
11	949,4	0,384	2,35	0,415	2,001	1,422
12	979,3	0,522	3,32	0,544	2,962	1,833
13	709,8	0,693	4,57	0,552	3,078	1,676
14	881,4	0,569	3,65	0,544	3,488	2,077
15	1 119,5	0,448	2,80	0,527	2,89	1,915

Katedra termomechaniky

TABULKA III - pokračování

Číslo měření	Re	Kinematická viskozita $\nu \cdot 10^{-6}$ [$\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$]	Teplota hodnosti λ [K]	Pr	δ [m]	Nu	$Nu \cdot Pr^{-0,4}$
1	456,7	0,718	0,539	4,78	0,420	1,549	0,828
2	550,0	0,619	0,5495	4,00	0,427	1,433	0,8250
3	719,8	0,473	0,5675	2,955	0,413	1,62	1,0499
4	681,2	0,446	0,571	2,78	0,385	1,356	0,901
5	678,5	0,580	0,554	3,73	0,457	1,811	1,07
6	622,6	0,505	0,5635	3,18	0,399	1,673	1,054
7	708,5	0,437	0,572	2,72	0,387	1,261	0,845
8	912,1	0,387	0,5775	2,35	0,409	1,702	1,21
9	713,1	0,514	0,5625	3,25	0,433	1,439	0,898
10	858,3	0,436	0,572	2,72	0,453	1,671	1,12
11	949,4	0,384	0,578	2,35	0,415	2,001	1,422
12	979,3	0,522	0,5615	3,32	0,544	2,962	1,833
13	709,8	0,693	0,542	4,57	0,552	3,078	1,676
14	881,4	0,569	0,5555	3,65	0,544	3,488	2,077
15	1 119,5	0,448	0,5705	2,80	0,527	2,89	1,915

Katedra termomechaniky

VŠT
Liberec

Sdílení tepla v tenké vrstvě

L 16

TABULKA III - pokračování

Kísle- mérent	Re	Kíslemetika- viskoziteta $\nu \cdot 10^{-6}$ [m ² s ⁻¹]	Temelna vrednost λ [kcal m ⁻¹ deg ⁻¹]	Pr	δ [mm]	Nu	Nu _{Pr=0.6}
1	456,7	0,718	0,539	4,78	0,420	1,549	0,828
2	550,0	0,619	0,5495	4,00	0,427	1,433	0,8250
3	719,8	0,473	0,5675	2,955	0,413	1,62	1,0499
4	681,2	0,446	0,571	2,78	0,385	1,356	0,901
5	678,5	0,580	0,554	3,73	0,457	1,811	1,07
6	622,6	0,505	0,5635	3,18	0,399	1,673	1,054
7	708,5	0,437	0,572	2,72	0,387	1,261	0,845
8	912,1	0,387	0,5775	2,35	0,409	1,702	1,21
9	713,1	0,514	0,5625	3,25	0,433	1,439	0,898
10	858,3	0,436	0,572	2,72	0,453	1,671	1,12
11	949,4	0,384	0,578	2,35	0,415	2,001	1,422
12	979,3	0,522	0,5615	3,32	0,544	2,962	1,833
13	709,8	0,693	0,542	4,57	0,552	3,078	1,676
14	881,4	0,569	0,5555	3,65	0,544	3,488	2,077
15	1 119,5	0,448	0,5705	2,80	0,527	2,89	1,915

TABULKA III - pokračování

Číslo měření	Re	Kinematická viskozita $\nu \cdot 10^{-6}$ [m ² s ⁻¹]	Teplota rodinost $\lambda \cdot 10^{-6}$ [kcal m h deg]	Pr	d [mm]	Nu	Nu · Pr ^{-0,4}
1	456,7	0,718	0,539	4,78	0,420	1,549	0,828
2	550,0	0,619	0,5495	4,00	0,427	1,433	0,8250
3	719,8	0,473	0,5675	2,955	0,413	1,62	1,0499
4	661,2	0,446	0,571	2,78	0,385	1,356	0,901
5	678,5	0,580	0,554	3,73	0,457	1,811	1,07
6	622,6	0,505	0,5635	3,18	0,399	1,673	1,054
7	708,5	0,437	0,572	2,72	0,387	1,261	0,845
8	912,1	0,387	0,5775	2,35	0,409	1,702	1,21
9	713,1	0,514	0,5625	3,25	0,433	1,439	0,898
10	858,3	0,436	0,572	2,72	0,453	1,671	1,12
11	949,4	0,384	0,578	2,35	0,415	2,001	1,422
12	979,3	0,522	0,5615	3,32	0,544	2,962	1,833
13	709,8	0,693	0,542	4,57	0,552	3,078	1,676
14	881,4	0,569	0,5555	3,65	0,544	3,488	2,077
15	1 119,5	0,448	0,5705	2,80	0,527	2,89	1,915

Katedra termomechaniky

VŠST
Liberec

Sdílení tepla v tenké vrstvě

L 16

TABULKA III - pokračování

VŠST
Liberec

Sdílení tepla v tenké vrstvě

L 17

Číslo měření	Re	Kinematická viskozita $\nu \cdot 10^{-6}$ [$\text{m}^2 \text{s}^{-1}$]	Teplota vodivosti λ [$\text{kcal m}^{-1} \text{h}^{-1} \text{deg}^{-1}$]	Pr	δ [mm]	Nu	Nu · Pr ^{-0,4}
16	1 161,9	0,425	0,5735	2,64	0,520	2,948	2,0
17	643,0	0,780	0,533	5,32	0,569	2,871	1,471
18	795,7	0,600	0,552	3,87	0,534	2,505	1,458
19	509,3	0,89	0,5235	6,24	0,548	1,651	0,794
20	820,9	0,564	0,556	3,61	0,520	2,664	1,594
21	841,7	0,550	0,558	3,51	0,5198	2,897	1,747
22	974,7	0,473	0,5675	2,96	0,509	2,408	1,561
23	1 082,2	0,426	0,573	2,65	0,500	2,659	1,8
24	658,9	0,689	0,5425	4,55	0,635	6,133	3,346
25	801,2	0,564	0,5565	3,61	0,718	4,873	3,352
26	1 245,1	0,488	0,5655	3,07	0,712	6,693	4,274
27	1 006,4	0,599	0,552	3,86	0,725	7,711	4,491
28	852,6	0,707	0,5405	4,69	0,740	8,757	4,258
29	1 053,8	0,616	0,550	4,00	0,7598	9,063	5,215
30	982,0	0,605	0,5515	3,91	0,722	7,224	4,188

Katedra termomechaniky

J 40 S

THE NEW YORK PUBLIC LIBRARY

ASTOR LENOX TILDEN FOUNDATION

1900