

TECNICKÁ UNIVERZITA LIBEREC

Fakulta strojní

Tepelná technika

Zaměstnanost

Tepelná technika

Katedra termomechaniky

Fluidní sušení

Pavel Novotný

FLUIDNÍ SUŠENÍ

Diplomová práce KTE - DP - 005

Vedoucí práce : doc. Ing. Josef Čížek CSc.

Práce číslo : 33

Práce příloha : 30

Datum vypracování : 22.5.1996

Liberec 1996

TECHNICKÁ UNIVERZITA V LIBERCI

Fakulta strojní

Obor : č. 23 - 17 - 08

Tepelná technika

Zaměření :

Tepelná technika

Katedra termomechaniky

Fluidní sušení

Pavel Novotný

KTE

Vedoucí práce : doc.ing. Josef Olehla CSc.

Počet stran : 53

Počet příloh : 30

Datum vypracování : 22.5. 1996

TECHNICKÁ UNIVERZITA V LIBERCI

Fakulta strojní

Katedra : termomechaniky

Školní rok : 1995/96

ZADÁNÍ DIPLOMOVÉ PRÁCE

pro Pavla Novotného

obor Tepelná technika

Vedoucí katedry Vám ve smyslu zákona č.172/1990 Sb. o vysokých školách určuje tuto diplomovou práci :

Název tématu : FLUIDNÍ SUŠENÍ ZRNITÝCH MATERIÁLŮ

Zásady pro vypracování :

1. Rozbor současného stavu podle dosažitelné literatury, s ohledem na průmyslové aplikace.
2. Teoretický rozbor, srovnání výsledků různých autorů, diskuse.
3. - Návrh vlastního experimentálního zařízení a experimentální určování vlivu různých parametrů (geometrických, hydrodynamických, termodynamických).
 - Vyhodnocení výsledků experimentů.
 - Porovnání s teoretickými výsledky.
4. Ekonomický rozbor.
5. Závěr.

TECHNICKÁ UNIVERZITA V LIBERCI
Univerzitní knihovna
Voroněžská 1329, Liberec 1
PŠČ 461 17

KTE/TT

53s., 29s. příl.

V 154/96T

ANOTACE

Tecnická univerzita v Liberci
Fakulta strojní
Katedra termomechaniky

Obor : Tepelná technika

Školní rok : 1995/96

Diplomant : Pavel Novotný

Téma práce : Fluidní sušení

Číslo diplomové práce : 005

Vedoucí diplomové práce : doc.ing. Josef Olehla CSc

Stručný výtah : Tato diplomová práce se zabývá kritickým rozbořem současného stavu fluidní vrstvy s ohledem na přenesení do oblasti fluidního sušení. Experimentální část se věnuje měření na daném zařízení a následném srovnání s teoretickými poznatky od různých autorů .

OBSAH

ZADÁNÍ DIPLOMOVÉ PRÁCE KATEDROU

ANOTACE

MÍSTOPŘÍSEŽNÉ PROHLÁŠENÍ

OBSAH

SEZNAM POUŽITÝCH OZNAČENÍ A SYMBOLŮ

SEZNAM PŘÍLOH

	str.
1. - ÚVOD.....	5
2. - AERODYNAMIKA FLUIDNÍ VRSTVY.....	5
2.1 - Základní pojmy a charakteristika fluidního stavu.....	5
2.2 - Základní vlastnosti fluidní vrstvy.....	7
2.3 - Typy fluidní vrstvy.....	8
2.4 - Fázový diagram.....	10
2.5 - Fluidovaná látka.....	10
2.6 - Mezerovitost vrstvy.....	12
2.7 - Tlaková ztráta fluidní vrstvy.....	12
2.8 - Vliv roštu na fluidní vrstvu.....	15
2.9 - Prahová rychlost fluidace.....	17
2.10 - Prahová rychlost úletu.....	20
2.11 - Výška fluidní vrstvy a její expanse.....	21
3. - CHARAKTER PROCESU SUŠENÍ VE FLUIDNÍ VRSTVĚ.....	24
3.1 - Některé základní pojmy ze sušárenství.....	24
3.2 - Fluidní sušení.....	25
3.3 - Přestup tepla a přenos hmoty ve fluidní vrstvě.....	26
3.3.1 - Teplotní profily ve fluidní vrstvě.....	26
3.3.2 - Přestup tepla.....	27
3.3.2.1 - Přestup tepla mezi fluidační tekutinou a částicí.....	28
3.3.2.1.1 - Základní úvahy.....	28
3.3.2.1.2 - Experimentální stanovení součinitele přestupu tepla.....	28
3.3.2.1.3 - Kriteriaální závislost pro přestup tepla.....	29
3.3.2.2 - Přestup tepla mezi fluidní vrstvou a stěnou zařízení.....	30
3.3.2.2.1 - Základní úvahy.....	31
3.3.2.2.2 - Kriteriaální závislost pro přestup tepla.....	32
3.3.2.3 - Přestup tepla mezi fluidní vrstvou a chlazenými nebo ohřívanými plochami ponořenými do fluidní vrstvy.....	33
3.3.3 - Přenos hmoty ve fluidní vrstvě.....	33
3.3.3.1 - Základní úvahy.....	33
3.3.3.2 - Kriteriaální závislost pro přenos hmoty.....	34
3.4 - Pohyb částic a fluidačního prostředí fluidní vrstvou.....	35
3.4.1 - Pohyb pevného materiálu fluidní vrstvou.....	35
3.4.2 - Pohyb fluidační tekutiny fluidní vrstvou.....	36
3.5 - Sušení zrnitých látek ve fluidné vrstvě.....	37

4. - SUŠÁRENSKÁ TECHNIKA.....	38
4.1 - Sušárny.....	38
4.1.1 - Fluidní sušárny.....	39
4.1.1.1 - Ventilátory.....	41
4.1.1.2 - Zdroje tepla.....	41
4.1.1.3 - Fluidní sušárny.....	42
4.1.1.4 - Rošt.....	42
5. - EKONOMICKÝ ROZBOR SUŠENÍ.....	42
6. - EXPERIMENTÁLNÍ ČÁST.....	44
6.1 - Popis zařízení.....	44
6.2 - Popis měření.....	44
6.2.1 - Měření charakteristiky $\Delta p_R = f(w_L)$ v prázdném zařízení.....	45
6.2.2 - Měření charakteristiky $\Delta p_C = f(w_L)$ fluidní vrstvy a roštu.....	46
6.2.2.1 - Určení charakteristických vlastností fluidní vrstvy.....	47
6.2.3 - Stanovení křivky sušení.....	48
6.2.4 - Stanovení součinitele přestupu tepla mezi částicí a plynem.....	51
7. - ZÁVĚR.....	52

SEZNAM POUŽITÉ LITERATURY
 PODĚKOVÁNÍ

SEZNAM POUŽITÝCH SYMBOLŮ A OZNAČENÍ

Značky

- a - Povrch částic v objemové jednotce [m^2/m^3]
- c - Měrná tepelná kapacita [J/KgK]
- d - Průměr částic [m]
- f - Součinitel tření [-]
 - Symbol pro funkční vztah
- g - Gravitační zrychlení [m/s^2]
- h - Výška zařízení [m]
 - Výška fluidní vrstvy [m]
- k - Konstanta [-]
- m - Konstanta [-]
- n - Počet [-]
- p - Tlak [Pa]
- t - Teplota [$^{\circ}\text{C}$]
- u - Měrná vlhkost [$\text{kg/kg}_{\text{s.v.}}$]
- v - Pádová rychlost [m/s]
- w - Rychlost [m/s]
- x - Suchost mokré páry [kg/kg]
- z - Proměnná [-]
- m - Váhový průtok [kg/s]
- A - Povrch [m^2]
- C - Cena fluidní sušárny [Kč]
- D - Průměr fluidního zařízení [m]
 - Součinitel difúze [m^2/s]
- H - Vzdálenost měřících míst [m]
- K - Konstanta [-]
- M - Hmotnost [-]
- P - Charakteristický parametr [m,kg]
- Q - Teplo [J]
- U - Bezrozměrná rychlost [-]
- V - Objem [m^3]
- V - Objemový průtok [m^3/s]
- α - Součinitel přestupu tepla [$\text{W/m}^2\text{k}$]
- β - Součinitel přestupu hmoty [m/s]
- ε - Mezerovitost [-]
- γ - Činitel [-]
- φ - Relativní vlhkost vzduchu [%]
- λ - Součinitel tepelné vodivosti [W/mK]
- μ - Dynamická viskozita [$\text{N/m}^2\text{s}$]
- ν - Kinematická viskozita [m^2/s]
- π - Rudolfovo číslo [-]
- ρ - Hustota [kg/m^3]
- τ - Čas [s]
- ω - Podíl vlhkosti [kg/kg]
- ξ - Aerodynamický součinitel odporu [-]

- ψ - Činitel kulovitosti [-]
 ζ - Součinitel roštu [-]
 Δ - Rozdíl dvou hodnot [-]
 Γ - Váhová rychlost [Kg/m²s]

Indexi dole

- g - Pro pádovou rychlost
 ef - Pro efektivní hodnotu
 $s.v.$ - Pro suchý vzduch
 A - Pro původní vlhkost
 C - Pro celkový
 F - Pro prahovou rychlost fluidace
 K - Pro kulatý
 L - Pro fluidační tekutinu
 M - Pro modifikované
 P - Pro částici
 S - Pro sušinu
 R - Pro rošt
 U - Pro prahovou rychlost úletu
 V - Pro vrstvu
 W - Pro vlhkost, vodu
 Z - Pro zdánlivou váhu
 1 - Pro vstup do fluidní vrstvy
 - Pro práh fluidace
 2 - Pro výstup z fluidní vrstvy
 - Pro práh úletu

Indexi nahoře

- I - Pro první síto
 II - Pro druhé síto
 $-$ - Pro průměrnou hodnotu

Bezrozměrná kritéria

$$Ar = \frac{d_{ef}^3 g}{v_L^2} \left(\frac{\rho_P - \rho_L}{\rho_L} \right) \quad - \text{Archimédovo kritérium}$$

$$Ar_M = \frac{M_z g}{\rho_L v_L^2} \quad - \text{Modifikované Archimédovo kritérium}$$

$$Bo = \frac{v_g \rho_L}{g v_L (\rho_P - \rho_L)} \quad - \text{Beránkovo kritérium pro kulovou částici}$$

$$B = \frac{v_g \rho_L}{g v_L (\rho_P - \rho_L)} \quad - \text{Beránkovo kritérium pro částici}$$

$Fr = \frac{w_L^2}{dg}$	- Froudeho číslo
$j_\alpha = \frac{Nu}{Re Pr^{1/3}}$	- Bezrozměrný faktor pro konvektivní přestup tepla
$j_\beta = \frac{Sh}{Re Sc^{1/3}}$	- Bezrozměrný faktor pro konvektivní přenos hmoty
$Nu = \frac{\alpha_{ef} d}{\lambda_L}$	- Nuseltovo číslo
$Re = \frac{w_L d_{ef}}{\nu_L}$	- Reynoldsovovo číslo
$Re_F = \frac{w_F d_{ef}}{\nu_L}$	- Reynoldsovovo číslo pro práh fluidace
$Re_g = \frac{v_g d_{ef}}{\nu_L}$	- Reynoldsovovo číslo pro práh úletu
$Re_M = \frac{w_L d_{ef}}{\nu_L (1 - \varepsilon)}$	- Modifikované Reynoldsovovo číslo podle Gamsona
$Pr = \frac{c_L \mu_L}{\lambda_L}$	- Prandtlovo číslo
$St = \frac{Nu}{Re Pr} = \frac{\alpha}{c_L \Gamma_L}$	- Stantonovo číslo
$Sc = \frac{\nu}{D}$	- Schmidtovo číslo
$Sh = \frac{\beta d_{ef}}{D}$	- Sherwoodovo číslo
$U = \frac{w - w_F}{v_g - w_F}$	- Bezrozměrná rychlost

SEZNAM PŘÍLOH

- Příloha 1. obr.1 - Fázový diagram soustavy plyn - pevná částice
obr.2 - Různé případy vertikálního dvoufázového proudu
2. tab.1 - Hodnoty činitele kulovitosti ψ pro různé isometrické tvary
obr.1 - Grafické znázornění funkční závislosti $\psi = f(Ar, B)$ pro různé isometrické tvary
3. Přehled vztahů pro výpočet součinitele hydraulických odporů ξ
4. Grafické znázornění vztahů $\xi = f(Re)$ pro výpočet součinitele hydraulických odporů
5. Přehled vztahů pro výpočet prahové rychlosti fluidace
6. Grafické znázornění vztahů $Re_F = f(Ar)$ pro práh fluidace podle různých autorů
7. Grafické znázornění závislosti $Ar_M = f(B)$ pro různé isometrické částice
8. Přehled vztahů pro výpočet prahové rychlosti úletu Re_g (pádové rychlosti) kulových částic
9. Grafické znázornění vztahů $Re_g = f(Ar)$ pro pádovou rychlost kulových částic podle různých autorů
10. Přehled vztahů pro výpočet prahové rychlosti úletu Re_g (pádové rychlosti) nekulových částic
11. Přehled vztahů pro výpočet expanse rovnoměrné fluidní vrstvy
12. Grafické znázornění vztahů $Re = f(Ar, \varepsilon')$ pro výpočet expanse rovnoměrné fluidní vrstvy
13. obr.1 - Závislost $\log \Gamma_L = f(\log[(1-\varepsilon)/\varepsilon^3])$
obr.2 - Závislost $m = f(d)$
14. obr.1 - Horizontální rozložení teploty ve fluidní vrstvě
obr.2 - Teplotní profil ve fluidní vrstvě mezi ohřívanou a chlazenou stěnou
15. Přehled vztahů pro výpočet přestupu tepla mezi částicí a plynem ve fluidní vrstvě
16. Grafické znázornění vztahů $\alpha = f(w_L)$ pro výpočet přestupu tepla mezi částicí a plynem ve fluidní vrstvě
17. Přehled vztahů pro výpočet přestupu tepla mezi stěnou zařízení a fluidní vrstvou
18. Grafické znázornění vztahů $\alpha = f(w_L)$ pro výpočet přestupu tepla mezi stěnou zařízení a fluidní vrstvou
19. Přehled vztahů pro výpočet součinitele přenosu hmoty ve fluidní vrstvě
20. Grafické znázornění vztahů $\beta = f(w_L)$ pro výpočet přenosu hmoty ve fluidní vrstvě
21. Tabulky a graf pro porovnání tlakové ztráty roštu Δp_R v prázdném zařízení pro jednotlivá síta
22. Tabulky a graf pro porovnání tlakové ztráty roštu Δp_R v prázdném zařízení u sít 1-2 a 2-1
23. Tabulky a graf pro porovnání tlakové ztráty roštu Δp_R v prázdném zařízení u spojených sít
24. Tabulka a graf pro tlakovou ztrátu fluidní vrstvy a síta Δp_C u mat 1
25. Tabulka a graf pro tlakovou ztrátu fluidní vrstvy a síta Δp_C u mat 2
26. Tabulka a graf pro tlakovou ztrátu fluidní vrstvy a síta Δp_C u mat 4
27. Tabulka a graf pro tlakovou ztrátu fluidní vrstvy a síta Δp_C u mat 6
28. obr.1 - Grafické znázornění závislosti $\Delta m_W = f(\tau)$ pro mat 1
obr.2 - Grafické znázornění závislosti $t_{L2} = f(\tau)$ pro mat 1

- 00

1. ÚVOD

V přírodě se fluidní vrstva vyskytuje ve formě tzv. tekutých písků, které se vytvářejí v sypké půdě, vyvěráním vody nebo plynu. Jejich výskyt je zpravidla nežádoucí, zejména ve stavebnictví a dopravě. Naproti tomu fluidní vrstva vytvářená v průmyslových podmínkách umožňuje racionalizovat a urychlovat řadu různých procesů.

Fluidace začala nabývat na významu teprve za 2.světové války, kdy uplatnění fluidní techniky ke krakování zvýšilo intenzitu tohoto procesu. Fluidní vrstvu můžeme využít při chemických procesech i díky jejím mimořádným vlastnostem. Intenzivní pohyb částic ve vrstvě a promíchání vrstvy způsobuje vysokou intenzitu sdílení tepla a hmoty a rychlé vyrovnání teplotních a koncentračních rozdílů.

Jeden z nejnovějších vývojových směrů využívající fluidaci je sušárenská technika.

2. AERODYNAMIKA FLUIDNÍ VRSTVY

2.1. Základní pojmy a charakteristika fluidního stavu

Při nejrůznějších technologických operacích je často zapotřebí uvést do nejtěsnějšího styku zrnité látky s tekutinami (plyny nebo kapalinami). To lze uskutečnit několika způsoby.

Nejjednodušší je případ, kdy se všechny částice navzájem dotýkají a přitom nemění svou polohu, nepohybují se ani navzájem, ani ve vztahu ke stěnám. Takovou vrstvu nazýváme *nehybnou vrstvou*.

Jestliže se vrstva pohybuje jako celek, mluvíme o *postupující vrstvě*. Tyto dva případy jsou vytvořeny za nepřítomnosti proudu tekutiny nebo při určitých malých rychlostech proudění a musíme je v zásadě odlišovat od fluidované vrstvy.

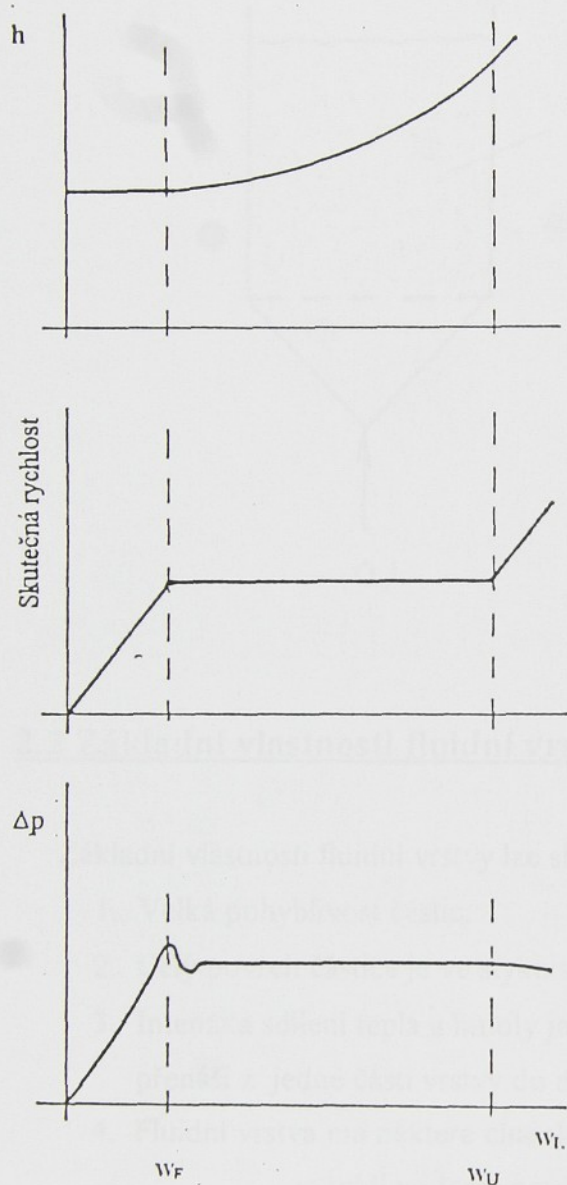
Rychlost tekutiny mezi zrny, tzv. *mezerová rychlost* je větší než rychlost tekutiny ve volném průřezu, kterou nazýváme *rychlostí mimovrstvovou*. Zvyšujeme-li tuto rychlost, roste i tlaková ztráta tekutiny ve vrstvě a při určité rychlosti tekutiny vyrovná sílu gravitace, která působí na vrstvu. Vrstva se uvede do stavu vznosu, mísí se a s rostoucí rychlostí tekutiny se značně rozpíná. Tento stav nazýváme *práh fluidace* a příslušnou rychlost *prahová rychlost fluidace*.

V tomto stavu má soustava některé vlastnosti kapaliny a nazývá se proto *fluidní vrstvou* a celý jev *fluidace*.

Fluidní stav se dále vyznačuje konstantní tlakovou ztrátou nezávislou na změně mimovrstvové rychlosti a značným růstem přestupu tepla obr.1.

Objem fluidní vrstvy při prahu fluidace je o něco větší než objem nehybné vrstvy a proto říkáme, že vrstva *expandovala*. Protože expanze pokračuje s rostoucí mimovrstvovou rychlostí zvětšuje se výška fluidní vrstvy, zatím co koncentrace částic se v objemové jednotce zmenšuje.

Při určité mimovrstvové rychlosti jsou částice unášeny ze zařízení. Tomuto stavu říkáme *práh úletu* a odpovídající rychlosti *prahová rychlost úletu*. Útvar částic unášený ze zařízení se nazývá *úletovým mrakem*.



obr.1

$$Fr = \frac{w_L^2}{dg} \quad (1)$$

Rovnoměrná fluidace odpovídá hodnotám $Fr < 1.0$

Rovnoměrná fluidace odpovídá hodnotám $Fr > 1.0$

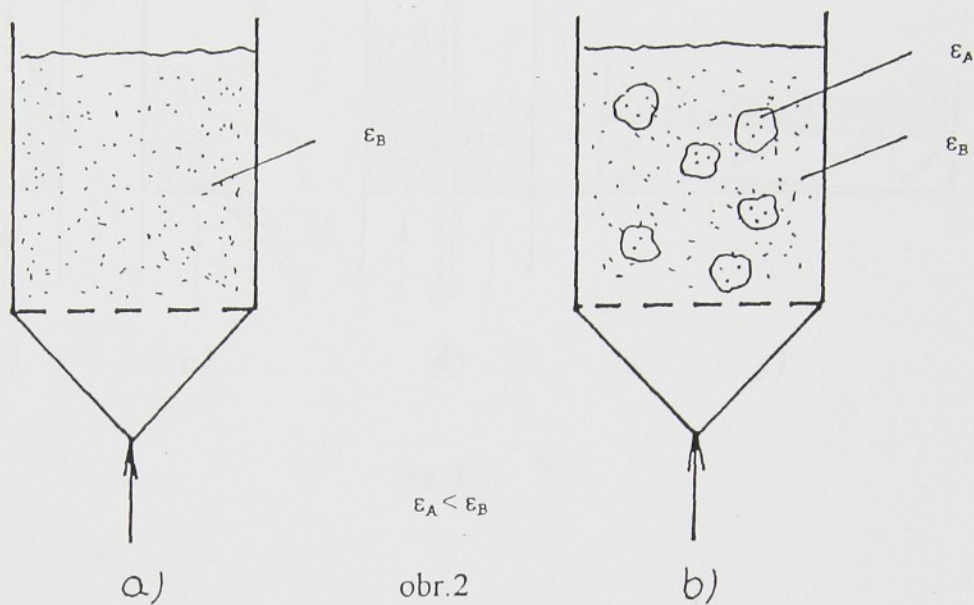
Rozlišujeme dva druhy fluidace, *fluidace v husté fázi*, zahrnující obor rychlostí od prahu fluidace k prahu úletu a *fluidaci v řídké fázi* (tzv. pleumatický transport) pro oblast v blízkosti prahu úletu.

Dosavadní úvahy o fluidní vrstvě nerozlišovali mezi fluidací plynem a kapalinami. U soustav fluidovaných kapalinami se vyskytuje většinou tzv. *rovnoměrná fluidní vrstva*, zatím co u fluidace plynem se jedná o nerovnoměrnou fluidaci, resp. *nerovnoměrnou fluidní vrstvu*.

Rovnoměrná fluidace je charakterizována stavem, při kterém jsou částice od sebe navzájem odděleny obr.2a.

Nerovnoměrná fluidace je označena stavem, při kterém se částice ve vrstvě nevyskytují jako individuální jednotky, ale spíše ve shlucích obr.2b.

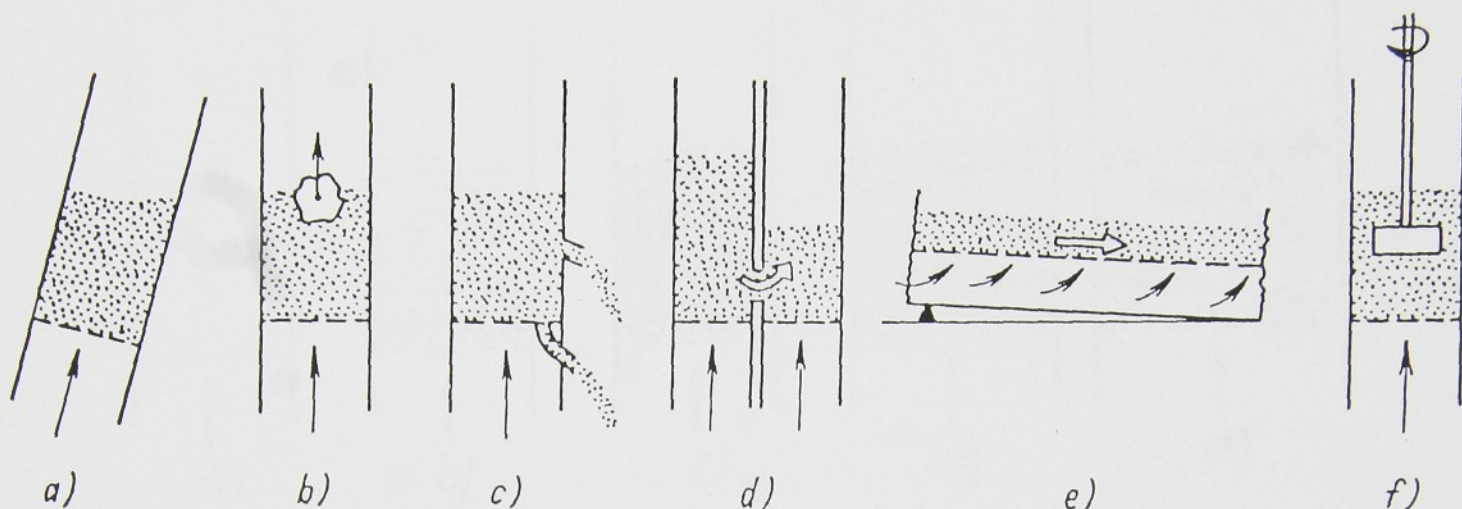
Na základě experimentálních údajů doporučují Wilhelm a Kwauk charakteristické kritérium pro typ fluidace, tzv. Froudeho číslo



2.2 Základní vlastnosti fluidní vrstvy a různé typy fluidní vrstvy

Základní vlastnosti fluidní vrstvy lze shrnout do několika bodů:

1. Velká pohyblivost částic.
2. Celý povrch částice je ve styku s proudem tekutiny.
3. Intenzita sdílení tepla a hmoty je značná ve srovnání s nehybnou vrstvou (teplo se přenáší z jedné části vrstvy do druhé).
4. Fluidní vrstva má některé charakteristické vlastnosti kapaliny viz.obr.3:
 - vytváří vodorovnou hladinu viz.obr.3a.
 - vztlačová síla působí na těleso ponořené do fluidní vrstvy viz.obr.3b.
 - vytváří hydrostatický tlak viz.obr.3c.
 - vytváří hladinu propojených fluidních vrstev viz.obr.3d.
 - na nakloněném roštu teče ve směru sklonu viz.obr.3e.
 - vytváří tečné napětí jako při obtékání viskózní kapaliny viz.obr.3f.



obr.3

2.3 Základní typy fluidní vrstvy

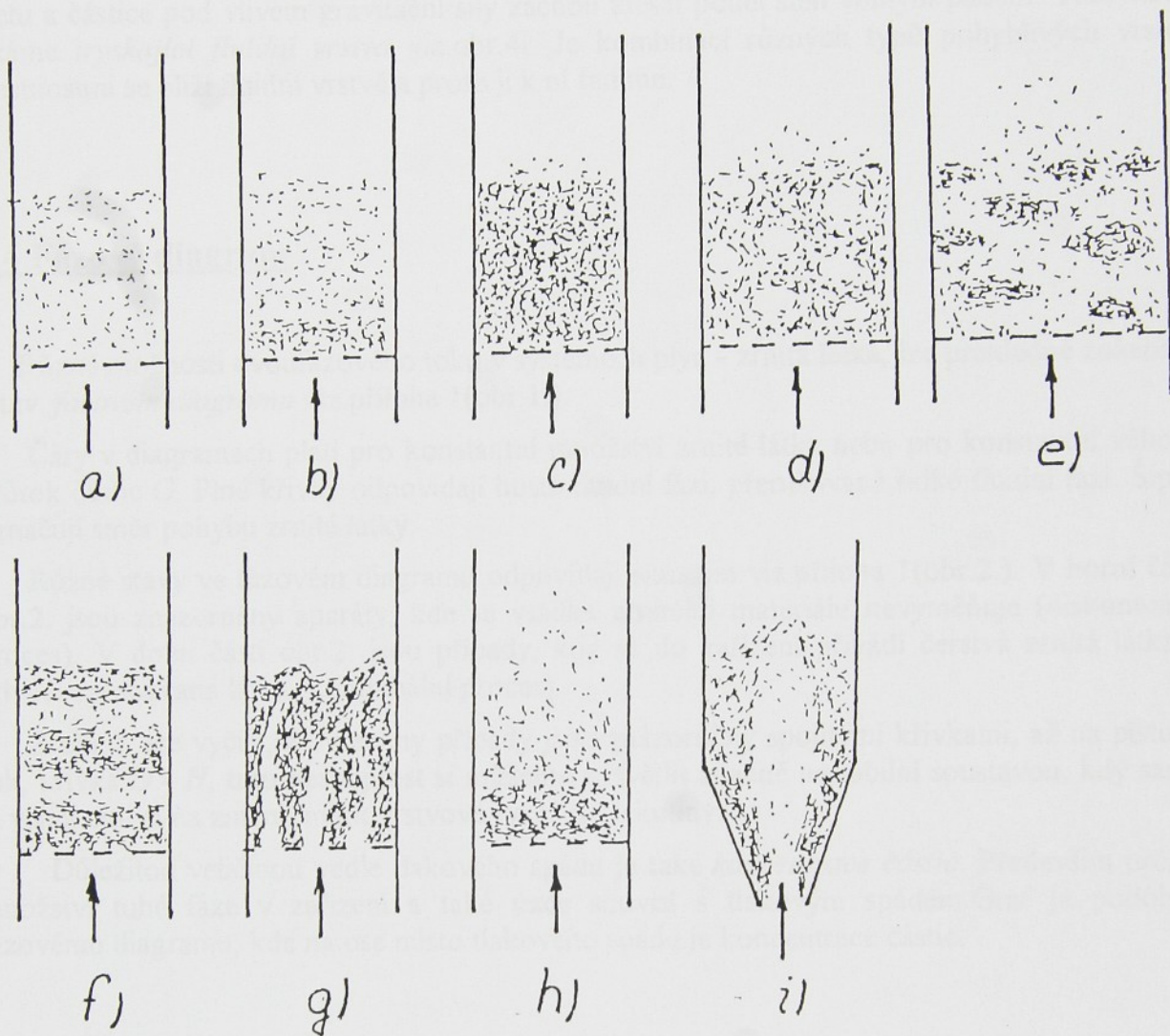
Jak jsme již dříve naznačili, fluidní vrstva je útvar tuhých částic protékaný tekutinou s mimovrstvovou rychlostí větší, než je prahová rychlost fluidace, ale menší než je prahová rychlost úletu.

Při rozdělování fluidních vrstev podle charakteristických znaků budeme především rozlišovat, zda částice vykazují v zařízení výsledný pohyb. Pokud lze takový pohyb zaznamenat, mluvíme o *postupující fluidní vrstvě*. Jinak jde o *nepostupující fluidní vrstvu*.

Další členění fluidních vrstev na různé typy je založeno na charakteru rozložení částic v prostoru fluidní vrstvy viz.obr.4. Je-li koncentrace částic v celém objemu stejná a nemění-li se v čase, mluvíme o *fluidní vrstvě rovnoměrné* viz.obr.4b. O rovnoměrnosti rozhoduje především rozdíl specifických vah fluidované látky a fluidační tekutiny. Při fluidaci kapalinami (poměr ρ_P / ρ_L nepřesahuje řádově 10) je stupeň nerovnoměrnosti tak malý, že proces můžeme označit za *ideálně roznoměrnou fluidaci* viz.obr.4a.

Naproti tomu při fluidaci plyny (poměr ρ_P / ρ_L bývá řádově mnohem větší než 100) je stupeň nerovnoměrnosti značný a pak mluvíme o nerovnoměrné fluidaci, resp. *nerovnoměrné fluidní vrstvě*. Stupeň nerovnoměrnosti je většinou tak značný, že vrstvu můžeme za rovnoměrnou považovat nejvýše v oblasti prahu fluidace a v oblasti malé koncentrace částic, je-li při tom použito vhodného roštu. Nerovnoměrných fluidních vrstev u nichž se koncentrace částic mění s místem a s časem rozeznáváme několik základních typů.

Prochází-li část fluidační tekutiny vrstvou ve formě bublinek, které jsou přibližně stejně velké jako částice a mnohem menší než rozměry aparatury, mluvíme o *vroucí fluidní vrstvě* viz.obr.4c.



obr.4

Jsou-li bubliny mnohem větší než rozměry částic, ale stále ještě malé ve srovnání s rozměry zařízení, jde o *fluidní vrstvu bublající* viz.obr.4d. To je nejběžnější typ nerovnoměrné fluidní vrstvy v průmyslových zařízeních.

Převládají-li naopak ve vrstvě shluky menšího průměru než je průměr zařízení, jde o *shlukovou fluidní vrstvu* viz.obr.4e.

V zařízení o malém průměru mohou bubliny vyplnit celý průřez a rozdělit tak částice do několika vrstev, které postupují jako písty nahoru. Takovou fluidní vrstvu nazýváme *pístující fluidní vrstvou* viz.obr.4f.

Může se stát, že se částice obtížně uvádějí do fluidního stavu (např. lnou k sobě v důsledku lepivosti, elektrostatického náboje, mají plochý či tyčovitý tvar). Pak si tekutina v okolí prahu fluidace vytváří ve vrstvě kanálky, kterými přednostně proudí. Pak mluvíme o *kanálkující vrstvě* viz.obr.4g. Kanálkující vrstvu nepovažujeme za fluidní vrstvu, protože nemá trvalé základní vlastnosti, podmíněné míšením částic.

Při fluidaci směsi částic různé těžkých a různé velikosti vzniká *třídící fluidní vrstva* viz.obr.4h, ve které je koncentrace částic stejná pouze v jednotlivých vodorovných hladinách. V kónickém zařízení a v zařízení s velkým vrcholovým úhlem (mnohdy bez roštu) nebo s užitím roštu s jedním nebo s několika málo otvory vstupuje tekutina do vrstvy rychlostí

převyšující práh úletu. V rozšířené části se rychlost zpomalí pod hodnotu prahové rychlosti úletu a částice pod vlivem gravitační síly začnou klesat podél stěn volným pádem. Této vrstvě říkáme *tryskající fluidní vrstva* viz.obr.4i. Je kombinací různých typů pohyblivých vrstev, vlastnostmi se blíží fluidní vrstvě a proto ji k ní řadíme.

2.4 Fázový diagram

Různé možnosti dvoufázového toku v systémech plyn - zrnitá látka, lze přehledně znázornit v tzv. *fázovém diagramu* viz.příloha 1(obr.1.).

Čáry v diagramech platí pro konstantní množství zrnité látky nebo pro konstantní váhový průtok částic G . Plné křivky odpovídají husté fluidní fázi, přerušované řídké fluidní fázi. Šipky označují směr pohybu zrnité látky.

Různé stavy ve fázovém diagramu odpovídají situacím viz.příloha 1(obr.2.). V horní části obr.2. jsou znázorněny aparáty, kde se vsádka zrnitého materiálu nevyměňuje (diskontinuální proces). V dolní části obr.2. jsou případy, kdy se do zařízení přivádí čerstvá zrnitá látka a odvádí zpracovaná látka (kontinuální proces).

Z obr.1. lze vyčíst, že všechny případy jsou znázorněny spojitými křivkami, až na píستový tok, křivka $D - H$, tuto nespojitost si můžeme vysvětlit značně nestabilní soustavou, kdy sama je velmi citlivá na změnu mimovrstvové rychlosti tekutiny.

Důležitou veličinou vedle tlakového spádu je také *koncentrace částic*. Především určuje množství tuhé fáze v zařízení a také úzce souvisí s tlakovým spádem.Graf je podobný fázovému diagramu, kde na ose místo tlakového spádu je koncentrace částic.

2.5 Fluidovaná látka

Fluidovaná látka je většinou zrnitý materiál, který může být monodisperzní (všechny částice mají stejnou velikost) nebo polydisperzní (směs částic o stejné velikosti). U polydisperzních směsí bývají rozměry částic určovány síťovou analýzou, jen ve výjimečných případech přímým měřením lineárních rozměrů mikroskopicky. Je snaha vystihnout dynamické vlastnosti směsi takovým rozměrem d_{ef} částic, jaký by měli částice v rovnoměrné fluidní vrstvě stejných dynamických vlastností.

Určení d_{ef} pomocí síťové metody:

$$d_{ef} = \frac{d^1 + d^2}{2} \gamma \quad (2)$$

kde d^1 a d^2 je velikost otvorů po sobě následujících normalizovaných sít. Činitel γ se stanoví dle rovnice

$$\gamma = \frac{2\overline{d_p}}{d^1 + d^2} \quad (3)$$

velikost $\bar{d}_p$ získáme dle rovnice

$$\bar{d}_p = \left(\frac{6M_p}{\pi n \rho_p} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (4)$$

M_p je součet hmotností nahodile vybraných částic a n je celkový počet částic, doporučeno ($n > 200$). Váží se s přesností ± 0.0002 g. Výpočet d_p se opakuje nejméně třikrát. Aritmetický střed se dosadí do rovnice (3).

Pokud jsou částice stejné velikosti, ale nemají kulový tvar, popisují se pomocí ekvivalentní kulové částice. Běžně se používá tři druhů ekvivalentní koule, a to jedné, která má stejný objem jako zrno

$$d_{ef} = \sqrt[3]{\frac{6V_p}{\pi}} \quad (5)$$

druhé, která má stejný povrch jako zrno

$$d_{ef} = \sqrt{\frac{A_p}{\pi}} \quad (6)$$

třetí, která má stejný poměr povrchu k objemu jako zrno

$$d_{ef} = 6 \frac{V_p}{A_p} \quad (7)$$

Jiný způsob definování částic nekulových tvarů spočívá v zavedení tzv. tvarových součinitelů, jejichž účelem je kvantitativní popis odchylky od kulového tvaru. Nejčastěji se používá činitel kulovitosti (sféricita) ψ podle Wadela definovaný poměrem

$$\psi = \frac{A_K}{A_p} \quad (8)$$

kde A_K povrch kulové částice o stejném objemu jako nekulové částice a A_p je povrch nekulové částice. Některé hodnoty ψ pro isometrické částice byly vyneseny do tab.1.viz.příloha 2.

Beránek a Sokol předpokládají, že chování částic v tekutině je určeno nejen velikostí, ale i specifickou vahou. Proto tito autoři zavedli modifikované Archimedovo kritérium (9) a Beránkovo kritérium volného pádu kulové částice (10).

$$Ar_M = \frac{M_z g}{\rho_L v_L^2} \quad (9)$$

$$B_o = \frac{v_g \rho_L}{g v_L (\rho_p - \rho_L)} \quad (10)$$

kde na místo velikosti d_{ef} se využívá zdánlivé váhy částice M_z (tj. váhy částice zmenšené o vztlak) a v_g je pádová rychlost kulové částice.

K určování pádové rychlosti kulové částice lze využít vztahy viz.příloha 8. nebo se musí změřit za daných podmínek. Blíže bude vysvětleno v kap.2.10.

Pro nekulové částice zavádějí také sféricitu ψ , která je ale funkcí $\psi = f(A_{RM}, B_O)$. Pro isometrické částice jsou některé hodnoty vyneseny do grafu viz.příloha 7. v závislosti $A_{RM} = f(B_O)$, zatímco pro neisometrické částice je nutné změřit danou pádovou rychlost a pomocí grafu viz.příloha 2. ji převést na Beránkovo kritérium pro kulovou částici.Blíže vysvětleno v lit. [2].

2.6 Mezerovitost vrstvy

Pod prahem fluidace protéká tekutina mezerami mezi částicemi, které se navzájem dotýkají. Volnému objemu mezi částicemi říkáme *mezerový objem*. Relativnímu mezerovému objemu, vztaženému k celému objemu vrstvy říkáme *mezerovitost* a označujeme jej ε . Pro průměrnou mezerovitost platí rovnice

$$\varepsilon = \frac{V_V - V_P}{V_V} \quad (11)$$

Hodnota mezerovitosti je důležitá pro stanovení výšky fluidní vrstvy. Mezerovitost se u nerovnoměrné fluidní vrstvy mění s místem a časem, a proto používáme střední hodnotu mezerovitosti $\bar{\varepsilon}$ Todes a Goroško doporučují užít experimentálního vztahu

$$\bar{\varepsilon} = Ar^{-0,21} (18 Re + 0.36 Re^2)^{0,21} \quad (12)$$

ε nabyde minimálních hodnot, jestliže objem částic se bude rovnat objemu vrstvy

$$\varepsilon \rightarrow 0 \Rightarrow V_P = V_V$$

naopak ε nabyde maximálních hodnot na prahu úletu, kdy koncentrace částic klesne na nulu.

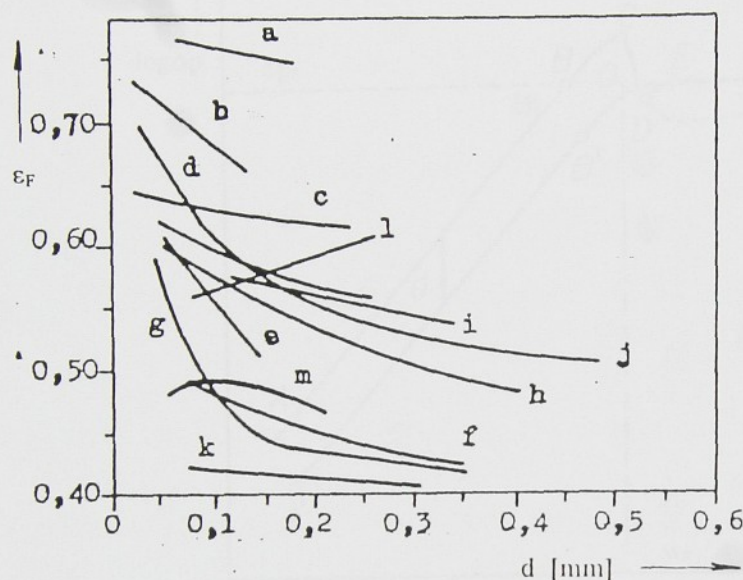
$$\varepsilon \rightarrow 1 \Rightarrow V_P \ll V_V$$

Důležitou veličinou je mezerovitost vrstvy na prahu fluidace, tzv. *prahová mezerovitost* ε_F

$$\varepsilon_F = 1 - \frac{h_V}{h_F} \quad (13)$$

kde h_F je prahová výška fluidní vrstvy

Střední hodnota prahové mezerovitosti kulových částic se v literatuře uvádá v rozmezí $\varepsilon_F = 0.383 \div 0.422$. Ve vrstvě pevných částic různého tvaru a rozměru se v praxi používá $\varepsilon_F = 0.3 \div 0.45$. Vliv průměru d na mezerovitost ε_F je znázorněn na obr.5.



obr.5

Agarwal a Storrov:

- a) měkké cihly
- b) aktivní uhlí
- c) drcené Raschigovy kroužky
- d) jemné částice uhlí a skla
- e) karborundum
- f) písek

U.S.Bureau of Mines:

- g) oblý písek $\psi = 0.86$
- h) ostrý písek $\psi = 0.67$

Fischer-Tropsch:

- i) katalysátor $\psi = 0.58$
- j) antracitové uhlí $\psi = 0.63$
- k) míchaný oblý písek $\psi = 0.86$

Van Heerden a další:

- l) koks
- m) karborundum

2.7. Tlaková ztráta fluidní vrstvy

Jednou z nejzákladnějších veličin charakterizující aerodynamiku vrstvy je *tlaková ztráta*. Pomocí provozního bodu na charakteristické křivce lze posoudit průběh proudění vrstvou:

- proudění nehybnou vrstvou
- fluidace
- pneumatický transport

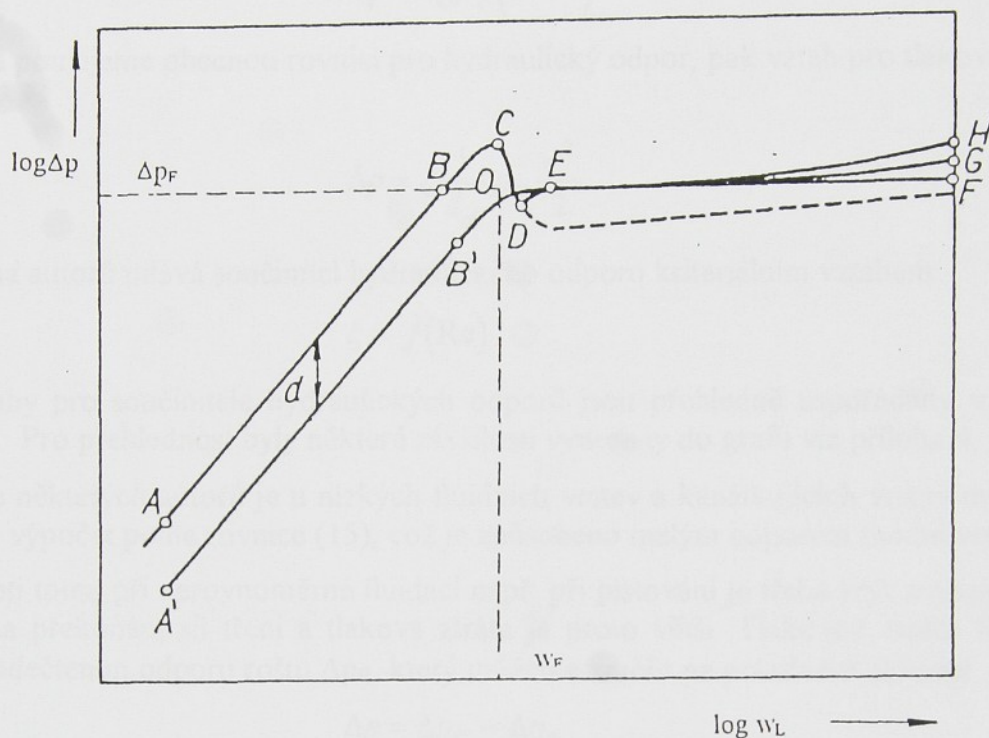
Ve většině literatury se udává funkční závislost tlakové ztráty vrstvy na mimovrstvové rychlosti tekutiny obr.6. Obecně rovnici pro tlakovou ztrátu můžeme napsat ve formě

$$\Delta p = \frac{(\text{váha pevné ho materiálu ve vrstvě} - \text{vztlak}) + \text{tření o stěny}}{\text{plocha příčné ho průřezu}} \quad (14)$$

V souřadnicích $\Delta p - w_L$ je tlaková ztráta při průtoku nehybnou vrstvou dána křivkou, parabolou při turbulentním proudění, která v přechodu na souřadnice $\log \Delta p - \log w_L$ přechází na přímku A - B.

Při průtoku tekutiny nehybnou vrstvou jsou jednotlivé částice obtékány tekutinou, která také působí na částice silovými účinky. Vzájemné silové působení částic a tekutiny se projeví

tlakovým spádem tekutiny ve vrstvě částic. Tlaková ztráta nyní zachovává stále konstantní hodnotu i přes zvyšování rychlosti w_L . Teoreticky odpovídá křivce $E - F$. Vrstva zvyšováním rychlosti plynule expanduje.



obr.6

Křivku $E - F$ můžeme považovat za teoretickou, v praxi se vrstva chová podle křivky $E - H$, která je typická zejména pro větší částice. Fluidace malých částic sleduje křivku $E - G$, která se od křivky $E - F$ odchyluje málo nebo případně vůbec ne. Výzkumy ukázaly, že odklon křivky od ideálního stavu je způsobeno třením vrstvy o stěny zařízení.

Při poklesu rychlosti tekutiny je možné sledovat dobrou reprodukovatelnost křivky až do prahu fluidace. Snížením rychlosti dochází k volnému usazování částic po křivce $B' - A'$. Ve většině případů je křivka $A - B$ s $A' - B'$ rovnoběžná. Vzdálenost x je způsobená různou mezerovitostí nehybné vrstvy před přechodem do fluidní vrstvy ε a nehybné vrstvy vzniklé přechodem z vrstvy fluidní k nehybné ε' , křivka $A' - B'$ ($\varepsilon' > \varepsilon$).

Experimentálně bylo dokázáno, že pro reprodukovatelná měření je nutno postupovat od vrstvy fluidní k nehybné, křivka $A' - B'$.

Wilhelm a Kwauk považují bod C za přechod mezi aerodynamickými režimy nehybné a fluidované vrstvě a označují ho jako *práh fluidace*. Někteří autoři spojují práh fluidace s bodem B , který leží na spojnici přímek $A - C$ a $E - F$. Podle dalších definic může být za práh fluidace považován bod O , který je vytvořen spojnici přímek $A' - B'$.

Řešením otázky skutečného prahu fluidace podle charakteristických bodů na křivce $\log \Delta p = \log (w_L)$ se zabývá řada autorů. Za nejpříjemnější zhodnocení lze označit závěry v lit. J. Beňy, který vychází z rozboru děje při přecházení z fluidované vrstvy do nehybné.

Tlaková ztráta se rovná po dosazení do rovnice (14) a zanedbání tření o stěny

$$\Delta p = hg(\rho_p - \rho_L)(1 - \varepsilon) \quad (15)$$

pro plyny je možné uvažovat $\rho_p \gg \rho_L$

$$\Delta p = hg\rho_p(1 - \varepsilon) \quad (16)$$

Pokud použijeme obecnou rovnici pro hydraulický odpor, pak vztah pro tlakovou ztrátu vypadá

$$\Delta p = \xi \frac{1}{d_{ef}} \rho_p \frac{w^2}{2} \quad (17)$$

Většina autorů udává součinitel hydraulického odporu kritériálním vztahem

$$\xi = f(Re) \quad (18)$$

Vztahy pro součinitele hydraulických odporů jsou přehledně uspořádány v tabulce viz. příloha 3. Pro přehlednost byly některé závislosti vyneseny do grafu viz. příloha 4.

Podle některých autorů je u nízkých fluidních vrstev a kanálkujících vrstev menší Δp , než odpovídá výpočet podle rovnice (15), což je způsobeno malým odporem fluidní vrstvy.

Naproti tomu při nerovnoměrné fluidaci např. při pístování je třeba krýt zvýšenou spotřebu energie na překonání sil tření a tlaková ztráta je proto větší. Tlakovou ztrátu fluidní vrstvy získáme odečtením odporu roštu Δp_R , který můžeme změřit na prázdném zařízení

$$\Delta p = \Delta p_C - \Delta p_R \quad (19)$$

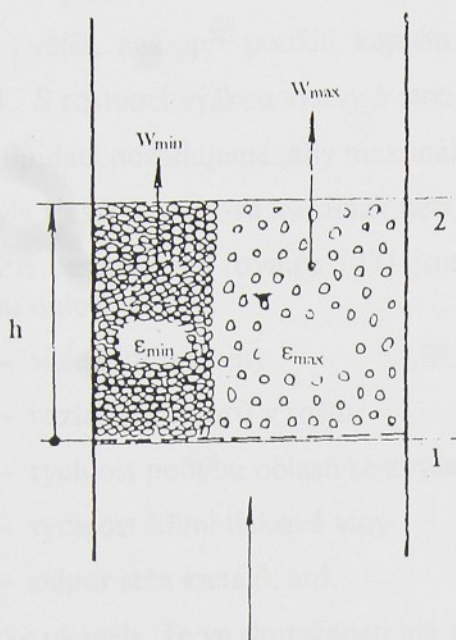
Podrobnosti o vlivu roštu na fluidní vrstvu lze najít v kap.2.8.

2.8 Vliv roštu na fluidní vrstvu

Rošt patří k nejdůležitějším součástem fluidačního zařízení. Pouze ve vzácných případech lze pracovat bez roštu (např. v případě uvedeném na obr.4i). V praxi se používá roštů rozmanité konstrukce. Nejběžnější jsou děrované desky s různým tvarem otvorů, pórovité desky, síta a kloboučková patra.

Rošt slouží ve fluidním zařízení k několika účelům:

1. Mechanické oddělení prostoru s fluidní vrstvou od prostoru bez částic, částice potom nemohou roštem proniknout, ani když tekutina neprotéká.
2. Rozdělení tekutiny po průřezu zařízení, před vstupem tekutiny do fluidní vrstvy je vlivem odporu roštu vyrovnáván její rychlostní profil.
3. Rozdělení částic ve fluidní vrstvě po průřezu zařízení.



obr.7

Rošt si lze představit jako soubor trysek. Tekutina jimi vtéká do fluidní vrstvy rychlostí mnohonásobně převyšující mezerovou rychlost tekutiny ve vrstvě.

Správně navržený rošt zajišťuje určitou stabilitu chodu zařízení a přípustnou míru nerovnoměrnosti vrstvy, tj. přípustné kolísání koncentrace pevných částic v prostoru a čase. Tato funkce roštu je nejdůležitější, neboť vlastně rozhoduje o tom, zda se fluidní vrstva vůbec vytvoří, či nikoli.

Pro výpočet tlakové ztráty roštu si představme, že se v nějakém okamžiku vytvoří situace znázorněná na obr.7. Pro jednoduchost jsou uvaženy pouze dvě oblasti:

- s menší mezerovitostí označenou ε_{min}
- s větší mezerovitostí označenou ε_{max}

Celkový rozdíl tlaků ($p_1 - p_2$) vyjádříme jako součet tlakové ztráty na roštu Δp_R a tlakové ztráty fluidní vrstvy

$$p_1 - p_2 = \Delta p_R + \Delta p + \rho_L g h \quad (20)$$

Tlakovou ztrátu na roštu můžeme charakterizovat součinitelem odporu roštu ζ_R

$$\Delta p_R = \zeta_R \rho_L \frac{w_L^2}{2} \quad (21)$$

Rozdíl tlaků ($p_1 - p_2$) musí být stejný, jak v úseku s minimální mezerovitostí ε_{min} a jí odpovídající minimální mimovrstvové rychlosti w_{min} , tak v úseku s maximální mezerovitostí ε_{max} a jí odpovídající mimovrstvové rychlosti w_{max} . Po dosazení z rovnic (20) a (21) a spojení obou rovnic pro ε_{min} a ε_{max}

$$w_{max}^2 - w_{min}^2 = \frac{2hg}{\zeta_R} (\varepsilon_{max} - \varepsilon_{min}) \frac{\rho_P - \rho_L}{\rho_L} \quad (22)$$

Pro práh úletu můžeme psát $\varepsilon_{max} = 1$, potom

$$w_{max}^2 - w_{min}^2 = \frac{2hg}{\zeta_R} (1 - \varepsilon_{min}) \frac{\rho_P - \rho_L}{\rho_L} \quad (23)$$

Vlastnosti roštu potřebné k tomu, aby kolísání nepřesáhlo určité meze, jsou dány součinitelem roštu ζ_R . Pro výpočet součinitele roštu ζ_R podle charakteristických vlastností lze využít řadu vztahů, které můžeme najít v různé literatuře.

Z uvedené rovnice (23) je patrné:

1. Zvýšení součinitele odporu roštu ζ_R způsobí snížení fluktuace rychlostí tekutiny.
2. Přesně opačný vliv má archimedův výraz $(\rho_P - \rho_L)/\rho_L$ jehož hodnota je řádově

1000 x větší než při fluidaci kapalinami, tím jsme si potvrdili závěry z kap.2.3., že nerovnoměrnost fluidní vrstvy bývá při fluidaci plyny mnohem větší, než při použití kapalin.

3. S rostoucí výškou vrstvy h stoupá i nerovnoměrnost vrstvy.

Při fluidaci požadujeme, aby maximální rychlost w_{max} byla nižší než úletová w_u a minimální w_{min} byla alespoň prahová w_F . Jinak nebude mít zařízení požadované vlastnosti.

Při sestavování rovnice (23) jsme použili některé zjednodušující představy. Rovnice neberou ohled na:

- viskozitu tekutiny
- rozložení otvorů v roštu
- rychlost pohybu oblastí se zvýšenou nebo sníženou koncentrací částic ve fluidní vrstvě
- rychlost šíření tlakové vlny
- odpor stěn kanálů, atd.

Praxe ukázala, že ve skutečnosti má výška vrstvy h menší vliv na kolísání rychlosti, než vyplývá z rovnice (23).

V této souvislosti si je třeba uvědomit, že nadměrné zvyšování odporu roštu ζ_R je velmi neekonomické. V praxi se často volí poměr

$$\frac{\Delta p_R}{\Delta p} = 0.5 \div 2 \quad (24)$$

2.9 Prahová rychlost fluidace

Důležitou veličinou charakterizující vznik fluidní vrstvy je *prahová rychlost fluidace*. V literatuře lze najít mnoho vztahů pro výpočet této rychlosti. Mají většinou teoreticko-experimentální charakter. Teoretickým rozbohem byla určena skladba těchto výrazů a experimentální výsledky byly vynášeny v závislosti $\log \Delta p = f(w_L)$ obr.6. V kap.2.7 byly rovněž uvedeny různé definice prahové rychlosti fluidace podle charakteristických bodů na křivce.

Při plynulém zmenšování rychlosti tekutiny ve fluidní vrstvě se zmenšuje výška vrstvy a při určité mezerovitosti a jí odpovídající rychlosti proudu v této oblasti se vrstva již nemění, čímž vzniká nehybná vrstva. Jestliže rychlost proudění opět zvýšíme nad prahovou rychlost fluidace, přechází vrstva do fluidovaného stavu bez expanze a na grafu nevzniká nepravidelný průběh $B - C - D - E$.

Pomocí tohoto poznatku lze dojít k závěru, že prahovou rychlost fluidace pokládáme do bodu O . Tato definice je tedy teoreticky správnější, než definice, která tuto prahovou rychlost fluidace pokládá do bodu B nebo C , jelikož poloha těchto bodů velmi ovlivňuje mezerovitost nehybné vrstvy, která není celá reprodukovatelná.

Prahovou rychlost fluidace lze určit ještě několika dalšími způsoby:

1. Někteří autoři doporučují určovat práh fluidace vizuálně, pomocí počátečního turbulentního pohybu částic ve vrstvě.
2. Další možnost je použít grafu pro přestup tepla ze stěny zařízení do fluidní vrstvy, při přechodu z nehybné vrstvy do fluidované má graf ostrý zlom.

Při teoretickém rozboru určování prahu fluidace lze postupovat v podstatě dvojím způsobem:

1. Prvý směr vychází z aerodynamiky jednotlivé částice. Pro soustavu diferenciálních rovnic charakterizující chování jednotlivé částice materiálu v tekutém prostředí je možno pomocí teorie podobnosti stanovit jejich integrál jako funkci kritérií podobnosti. Platnost této funkční závislosti je na základě některých předpokladů rozšířena na fluidovanou vrstvu. Tento způsob postupu je možno nalézt např. v pracích D.N.Ljachovského, I.M.Fedorova, E.J.Chodorova a zejména v pracích J.Beránka a D. Sokolova.
2. Druhý směr je založen na základech dynamiky proudění tekutiny nehybnou vrstvou zrnitého materiálu. Tento postup řešení použili zejména pracovníci M.Leva, A.G.Kasatkin, L.A. Akopjan, Wicke, C. Van Herden, A.P.Nobel, D.W. Van Krevelen a J.Beňa.

Experimentální zjišťování číselných konstant vyskytujících se v příslušných vztazích bylo prováděno s řadou materiálů mono i polydisperzních, s částicemi kulového i nepravidelného tvaru.

Většinu vztahů určující prahovou rychlost fluidace podle druhého z obou způsobů, uváděných v odborné literatuře lze vyjádřit ve tvaru závislosti

$$Re_F = f(Ar, \varepsilon, \psi) \quad (25)$$

kde Reynoldsovo číslo Re_F je určeno pro prahovou rychlost fluidace

$$Re_F = \frac{w_F d_{ef}}{\nu_L} \quad (26)$$

a Archimedovo kritérium Ar je

$$Ar = \frac{d_{ef}^3 g}{\nu_L^2} \left(\frac{\rho_P - \rho_L}{\rho_L} \right) \quad (27)$$

Přehled jednotlivých vztahů pro výpočet prahové rychlosti fluidace je uveden v příloze 5. Graficky byly tyto vztahy znázorněny v příloze 6. (pro $\varepsilon = 0.45$).

Z rozboru grafu v příloze 6. je patrný značný rozptyl jednotlivých závislostí, který je způsoben různou technikou a přesností experimentu, různými způsoby řešení prahové rychlosti fluidace a také proto, že někteří autoři nepopisují jednoznačně daný fyzikální jev (je zanedbán vliv polydisperzního materiálu, nepravidelných tvarů a řadu jiných veličin). Velmi malý rozptyl závislostí 1,7,9,8 zaručuje velmi přesné určení prahové rychlosti fluidace.

Do grafu nemohla být vynesena závislost podle Beránka a Sokola (vztah č.6 v příloze 5.) ,která je typickým představitelem kvantitativního popisu prahové rychlosti fluidace

$$\frac{w_F}{v_g} = f(B_O) \quad (28)$$

kde B_O je Beránkovo kritérium volného pádu kulové částice

$$B_O = \frac{Re_g^3}{Ar_M} \quad (29)$$

kde Re_g je Reynoldsovo číslo pro pádovou rychlost v_g

$$Re_g = \frac{v_g d_{ef}}{\nu_L} \quad (30)$$

Pro určování prahové rychlosti fluidace používá Beránek a Sokol modifikovaného Archimédova kritéria pro kulovou částici Ar_M .

Obecně platí pro $Ar_M \leq 4$

$$B_O = 6,494 \cdot 10^{-4} Ar_M^2 \quad (31)$$

$$4 \leq Ar_M \leq 10^7$$

$$\log B_O = -8,502 + \sqrt{211,350 - (\log Ar_M - 13,605)^2} \quad (32)$$

$$Ar_M \geq 10^{13}$$

$$B_O = 22,1 Ar_M^{0.5} \quad (33)$$

Závislost $Ar_M = f(B_O)$ pro různé geometrické tvary je naznačena v příloze 7.

Pro poměr w_F/v_g byly experimentálně nalezeny tyto vztahy

Pro laminární oblast, kde $B_O \leq 0.3$

$$\frac{w_F}{v_g} = 0.019 \quad (34)$$

Pro přechodovou oblast, kde $0.3 \leq B_O \leq 10^3$

$$\frac{w_F}{v_g} = 0.022 B_O^{0.2} \quad (35)$$

Pro turbulentní oblast, kde $B_O \geq 10^3$

$$\frac{w_F}{v_g} = 0.090 \quad (36)$$

Výpočet podle Beránka a Sokola má tu výhodu, že dynamické vlastnosti částic jsou charakterizovány jejich pádovou rychlostí , což je mnohem výstižnější, než popis pomocí ekvivalentního průměru, měrné váhy, případně součinitele kulovitosti.

Velikost prahové rychlosti fluidace může značně ovlivňovat vlhkost fluidovného materiálu. Tato vlhkost může měnit specifickou váhu částic nebo dokonce ovlivňovat povrchové vlastnosti částic (např. tendence slepování).

2.10 Prahová rychlost úletu

Rychlost průchodu tekutin ve fluidní vrstvě není omezena pouze prahovou rychlostí fluidace. Při větších rychlostech dochází k expanzi vrstvy a při určité mezní hodnotě (která závisí zejména na výšce zařízení) začnou částice ze zařízení uletovat. Rychlosti odpovídající tomuto stavu říkáme *prahová rychlost úletu* a úzce vymezený přechodový stav od fluidní vrstvy k úletovému mraku nazýváme *práh úletu*. Prahová rychlost úletu představuje horní hranici fluidní vrstvy.

Úloha stanovení rychlosti úletu pro daný materiál je často přibližně převáděna na stanovení *pádové rychlosti*, to znamená, že se předpokládá platnost rovnice

$$w_U = v_g \quad (37)$$

Za tohoto předpokladu platí, že k úletu všech částic stejného rozměru dochází tehdy, jestliže se rychlost tekutiny v zařízení rovná pádové rychlosti dané frakce nebo jí převyšuje

$$\frac{w_L}{v_g} \geq 1 \quad \text{při} \quad d = d_{\text{frakce}}$$

a k úletu veškerých částic dojde u

$$\frac{w_L}{v_g} \geq 1 \quad \text{při} \quad d = d_{\text{max}}$$

Důležitou veličinou se tedy jeví *pádová rychlost*. Je to vlastně rychlost jakou by padala částice v klidném viskózním prostředí působením síly tíže s uvážením odporu prostředí proti prohybu a vztlaku. Definici můžeme popsat rovnicí silové rovnováhy

$$\frac{\pi d_{ef}^3}{6} (\rho_P - \rho_L) g = \xi \frac{\pi d_{ef}^2}{4} \rho_L \frac{v_g^2}{2} \quad (38)$$

Kde aerodynamický součinitel odporu ξ je funkcí Reynoldsova čísla Re_g . V literatuře lze najít četné vztahy uvádějící hodnotu prahové rychlosti úletu. Všechny tyto vztahy je možno převést v případě kulových částic na kritériální funkční závislosti

$$Re_g = f(Ar) \quad (39)$$

Souhrn v literatuře uváděných vztahů pro výpočet prahové rychlosti úletu kulových částic je uveden v příloze 8. a graficky znázorněn v příloze 9.

V případě nekulových částic je nutno kritériální závislost modifikovat na tvar

$$Re_g = f(Ar, \psi) \quad (40)$$

kde hodnotu součinitele kulovitosti ψ pro isometrické tvary částic lze najít v tabulce viz. příloha 2. Pro tělesa neisometrických tvarů je nutno stanovit hodnotu kulovitosti měřením viz.

lit [2]. Souhrn v literatuře uváděných vztahů pro výpočet prahové rychlosti úletu nekulových částic je uveden v příloze 10.

Beránek navrhuje určovat dynamické vlastnosti nepravidelných částic zdánlivou hmotností a pádovou rychlostí viz kap.2.9. a charakterizuje pádovou rychlost funkční závislostí

$$Ar_M = f(B_o) \quad (41)$$

Vztah (41) je graficky znázorněn pro různé isometrické tvary v příloze 7.

O výhodnosti použití vztahu platí stejná úvaha jaká byla uvedena v kap.2.9

2.11. Výška fluidní vrstvy a její expanze

Důležitým charakteristickým údajem o fluidované vrstvě, nezbytným pro návrh technických zařízení pracujících na tomto principu, je její *expanze* (výška fluidní vrstvy).

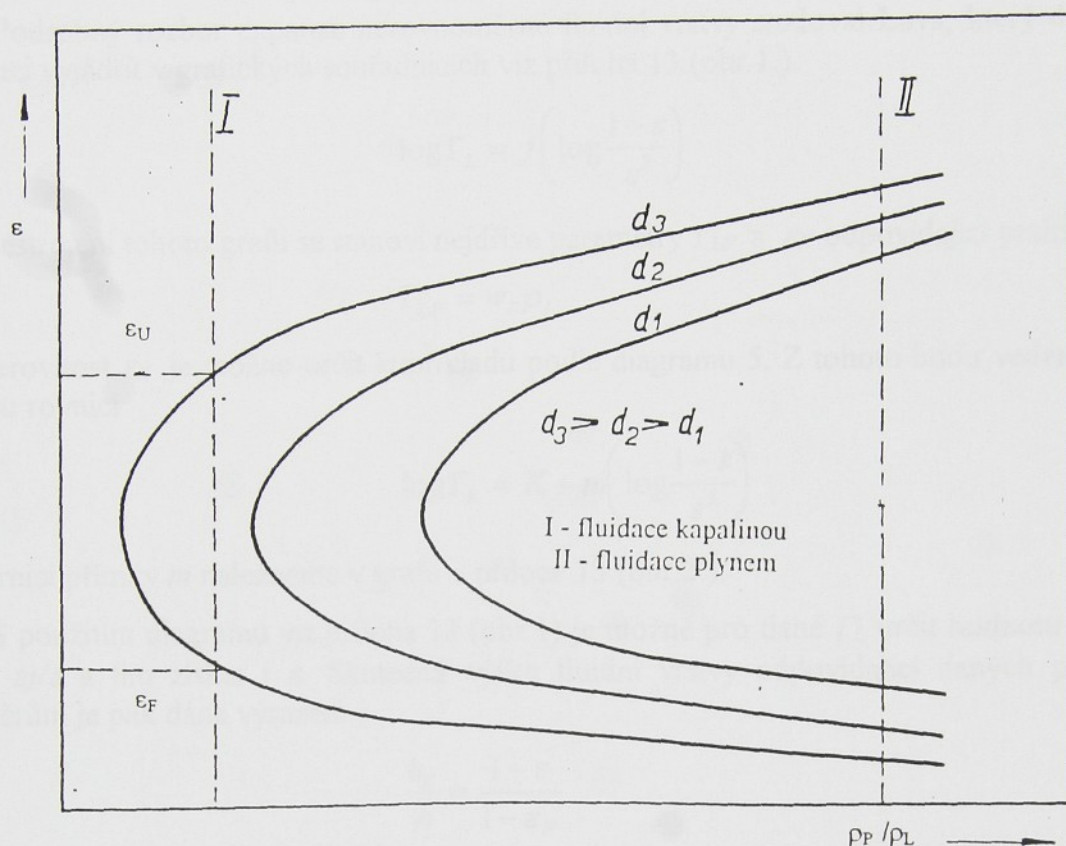
Ve většině případů, zejména jedná-li se o fluidaci plynem, však pouhý popis expanze fluidní vrstvy pevného materiálu nepostačuje pro určení výšky zařízení. Je to z toho důvodu, že horní hranice fluidované vrstvy může vykazovat poměrně značné fluktuace. Pro určení výšky zařízení musí být tyto fluktuace brány v úvahu, kromě dalších důležitých jevů vyskytujících se u fluidované vrstvy plynem, jako např. propírání.

V této souvislosti je nutno vysvětlit také některé strukturální nepravidelnosti fluidní vrstvy a vlivy některých parametrů na charakter fluidní vrstvy.

Charakteristické změny fluidní vrstvy byly popsány v kap.2.3. na obr.4. Velký vliv na tyto nepravidelnosti mají tyto příčiny:

1. Velký vliv má tvar částice, při fluidaci částic značně odlišujících se od kulovitěho tvaru je expanze vrstvy nezbytná, oproti fluidaci kulových částic za obdobných podmínek.
2. Expanze nehybné vrstvy při přechodu do fluidního stavu vzrůstá i při značné polydisperznosti materiálu (viz.třídící vrstva obr.4.).
3. Podstatný vliv na charakter fluidace má výška vrstvy (při zvyšování výšky vrstvy se bvykle zvyšuje jak rovnoměrnost fluidace tak i tlakový spád, který se blíží ideálnímu případu a naopak zmenšení vrstvy napomáhá vzniku strukturálních nepravidelností).
4. Velký vliv na vznik nepravidelností má také neisotermičnost procesu ve fluidované vrstvě (sdílení tepla a přenos hmoty ve vrstvě viz. kap.3.3.).
5. Na stabilitu se podílí také velkým významem konstrukce roštu viz. kap.2.8.

V současnosti existují údaje, které naznačují, že mez koncentrací, ve kterých existuje nehomogenní fluidovaná vrstva, závisí na rozměru částic a poměru hustot částic a plynu (ρ_P/ρ_L). Tato závislost je schématicky znázorněna na obr.8., kde je zakreslena závislost $\varepsilon=f(\rho_P/\rho_L)$ pro různé rozměry částic ve vrstvě.



obr.8

Při malých hodnotách poměru (ρ_p/ρ_L - fluidace kapalinou) částice o rozměru d_1 , d_2 vytváří homogenní fluidní vrstvu, zatímco ve vrstvě větších částic d_3 se v trubkách menších průměrů objevují bubliny plynu, případně písky v intervalu mezerovitosti mezi ε_1 a ε_2 . Při vysokých hodnotách poměru (ρ_p/ρ_L - fluidace plynem) bude vrstva částic ve všech třech sledovaných případech (d_1, d_2, d_3) nehomogenní.

Úvahy o charakteristických vlastnostech fluidní vrstvy byly často založeny na vztazích pro nehybnou vrstvu, což bylo blíže skutečnosti u rovnoměrné fluidace než u nerovnoměrné fluidace. Podle toho lze usuzovat, že je mnohem lépe propracovaná metodika výpočtu expanze vrstvy fluidované kapalinou než vrstvy fluidované plynem. Přestože nemají vztahy pro výpočet expanze rovnoměrné fluidní vrstvy v sušící technice praktický význam, bude z metodických důvodů uveden aspoň jejich souhrn v příloze 11.

Všechny vztahy nalezené v literatuře byly převedeny na jediný tvar kritériální funkční závislosti

$$Re = f(Ar, \varepsilon) \quad (42)$$

Graficky byly některé tyto závislosti vyneseny do grafu v příloze 12.

Mechanismus fluidace různých materiálů plynem není tak dobře prostudován jako tomu je u fluidace kapalinou. Důvodem k tomu je větší komplexnost a menší stabilita fyzikálního jevu fluidace plynem. Např., zatímco kapalinou fluidovanou vrstvu je možno expandovat téměř až

do mezerovitosti $\varepsilon = 1$, není možno provést totéž u vrstvy fluidované plynem. Při určité expanzi fluidní soustavy plyn - pevná částice dochází k mechanické nestabilitě, která stěžuje jakýkoli popis expanze.

Podrobný rozbor expanze nerovnoměrné fluidní vrstvy studoval Leva, který doporučuje expanzi vyjádřit v grafických souřadnicích viz.příloha 13.(obr.1.).

$$\log \Gamma_L = f\left(\log \frac{1-\varepsilon}{\varepsilon^3}\right) \quad (43)$$

Při sestrojení tohoto grafu se stanoví nejdříve parametry Γ_{LF} a ε_F odpovídající prahu fluidace

$$\Gamma_{LF} = w_F \rho_L \quad (44)$$

Mezerovitost ε_F je možno určit kupříkladu podle diagramu 5. Z tohoto bodu vedeme přímkou danou rovnicí

$$\log \Gamma_L = K + m \left(\log \frac{1-\varepsilon}{\varepsilon^3} \right) \quad (45)$$

Směrnici přímky m nalezneme v grafu v příloze 13.(obr.2.).

S použitím diagramu viz.příloha 13.(obr.1) je možné pro dané Γ_L určit hodnotu komplexu $(1 - \varepsilon)/\varepsilon$ a tím získat i ε . Skutečná výška fluidní vrstvy odpovídající daných proudovým poměrům je pak dána výrazem .

$$\frac{h_F}{h} = \frac{1 - \varepsilon}{1 - \varepsilon_F} \quad (46)$$

Zcela originální způsob popisu expanze rovnoměrné fluidní vrstvy uveřejnili Beránek a Sokol v literatuře[2]. Expanzi vyjadřuje pomocí bezrozměrné rychlosti

$$U = \frac{w - w_F}{v_g - w_F} \quad (47)$$

kde U nabývá hodnot: $U = 0$ na prahu fluidace

$U = 1$ na prahu úletu

V literatuře uváděné vztahy pro expanzi rovnoměrné fluidní vrstvy lze obvykle napsat obecnou funkcí

$$Re = K \varepsilon^Z \quad (48)$$

$$w = k \varepsilon^Z$$

kde konstanty K a k závisí na velikosti částic a fyzikálních vlastnostech částic a tekutiny. Rovnice (48) můžou přejít do vztahu, který popisuje extrémní stavy.

Na prahu fluidace $w_F = k \varepsilon_F^Z$

Při expanzi $w = k \varepsilon^Z$

Na prahu úletu $v_g = k$

Po dosazení do vztahu (47) je bezrozměrná rychlost U

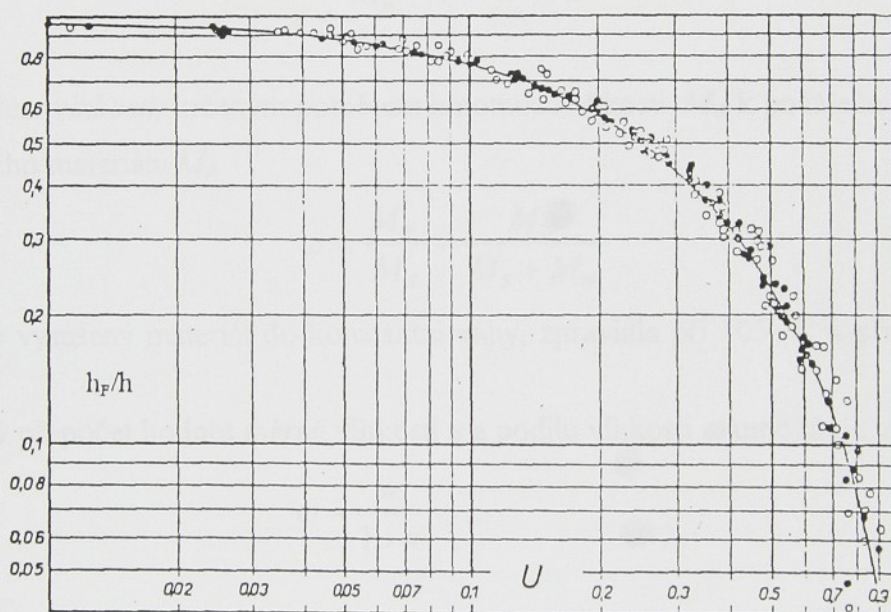
$$U = \frac{\varepsilon^Z - \varepsilon_F^Z}{1 - \varepsilon_F^Z} \quad (49)$$

Exponent Z můžeme najít v lit. [2]. U této veličiny je zahrnuta mezerovitost takovým způsobem, že platí pro libovolný tvar částice.

U může nabýt hodnot: $U = 0$ na prahu fluidace

$U = 1$ na prahu úletu

Pro praktický výpočet je vztah (49) nepohodlný, proto je mezerovitost ε možné vynést v závislosti na U viz. lit. [2], ovšem pro technický výpočet je výhodnější vyjádřit expanzi vrstvy poměrem (h_F/h) v závislosti na U viz. obr. 9.



obr. 9

3. CHARAKTER PROCESU SUŠENÍ VE FLUIDNÍ VRSTVĚ

3.1 Některé základní pojmy ze sušárenství

Sušením rozumíme odstraňování vlhkosti z vlhkých materiálů převedením vlhkosti do plynného stavu.

Známe tři druhy sušení:

1. *Konvekční sušení* - teplo potřebné přivádíme sušené látce pomocí sálání
2. *Sálavé sušení* - teplo přivádíme sušené látce sáláním
3. *Kontaktní sušení* - teplo přivádíme sušené látce vedením z ploch, které jsou se sušeným materiálem v přímém styku

Sušící prostředí procházející kolem sušené látky (vzduch, spaliny, atd.) nám zároveň slouží k odvádění par vlhkosti. Jsou-li páry převáděny z povrchu sušeného materiálu do sušících prostředí difusí, mluví o *odpařování vlhkosti*. Jsou-li páry odváděny z povrchu sušeného materiálu prouděním vyvolaným rozdílem absolutních tlaků vlhkosti nad sušeným materiálem a v sušícím prostředí jedná se o *vypařování*. Teplota odpařované kapaliny je nižší než bod varu, teplota vypařované vlhkosti je přibližně rovna bodu varu.

Podíl vlhkosti ve vlhkém materiálu vyjadřujeme:

- *měrnou vlhkostí*, která je definovaná poměrem hmotnostní vlhkosti M_W ku hmotnosti sušiny M_S

$$u = \frac{M_W}{M_S} \quad (50)$$

- *podílem vlhkosti*, určeným poměrem hmotnosti vlhkosti M_W k počáteční hmotnosti vlhkého materiálu M_A

$$\omega = \frac{M_W}{M_A} = \frac{M_W}{M_S + M_W} \quad (51)$$

kde sušina je vysušený materiál do konstantní váhy, zpravidla při 105 °C a při určité vlhkosti vzduchu.

Vzájemný přepočet hodnot měrné vlhkosti u a podílu vlhkosti ω umožňuje vztah

$$\omega = \frac{u}{1 + u} \quad (52)$$

3.2 Fluidní sušení

Fluidním sušením rozumíme takový sušící způsob, při němž sušení probíhá ve fluidní vrstvě, která je fluidována v sušícím prostředí.

Rozeznáváme dva případy fluidního sušení:

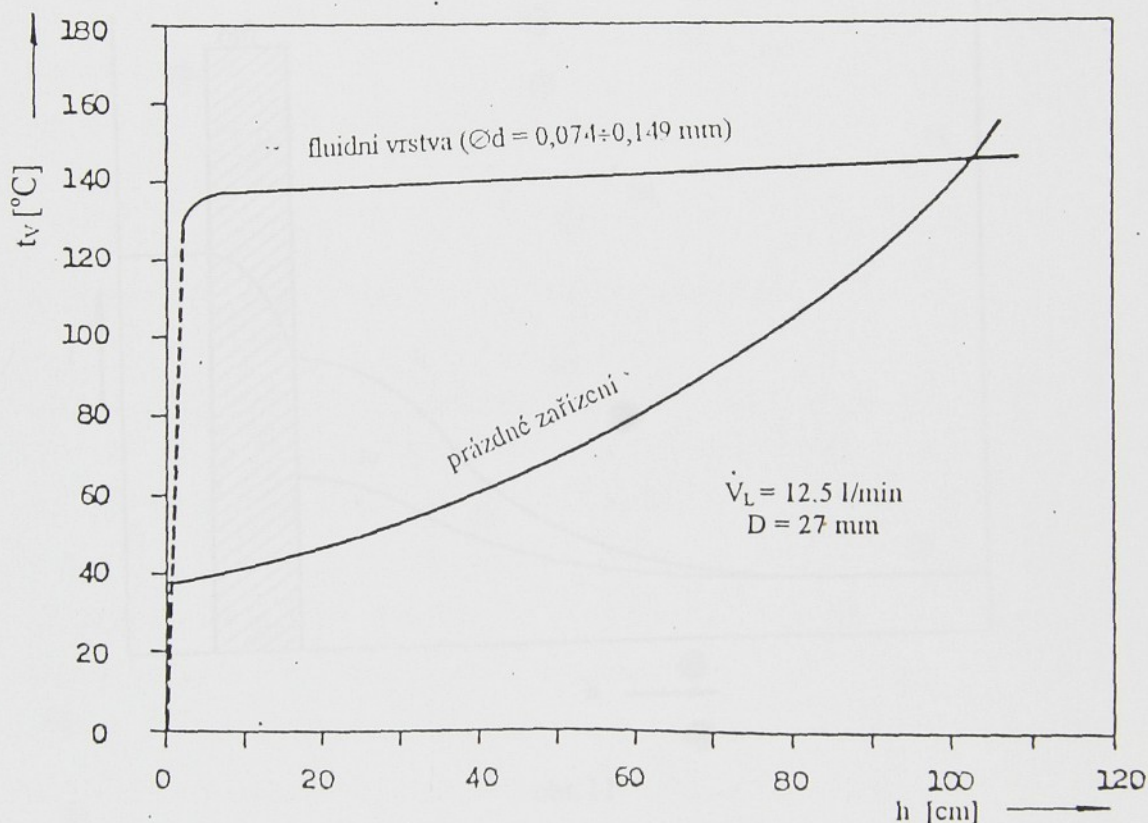
1. *Sušení v husté fázi*
2. *Sušení v řídké fázi*

Sušení v řídké fázi považujeme za pneumatický transport a je vytvářen úletovým mrakem. V této práci se budeme zabývat pouze sušením v husté fluidní fázi.

3.3 Přestup tepla a přenos hmoty ve fluidní vrstvě

3.3.1 Teplotní profily ve fluidní vrstvě

Jedním ze základních charakteristických rysů fluidní vrstvy je možnost udržovat téměř konstantní teplotu a koncentraci v celé vrstvě. Typický průběh teploty ve fluidní vrstvě při ohřevu vzduchu, měřeným v ose trubky je znázorněn na obr.10. a porovnáván s ohřevem vzduchu v prázdné trubce. Obrázek nám potvrzuje teoretické závěry.



obr.10

Při měření teploty fluidní vrstvy může vyvstat otázka, jakou skutečnou teplotu měří čidlo teploměru vloženého do fluidní vrstvy. Literatura o tomto problému pojednává jen velmi málo.

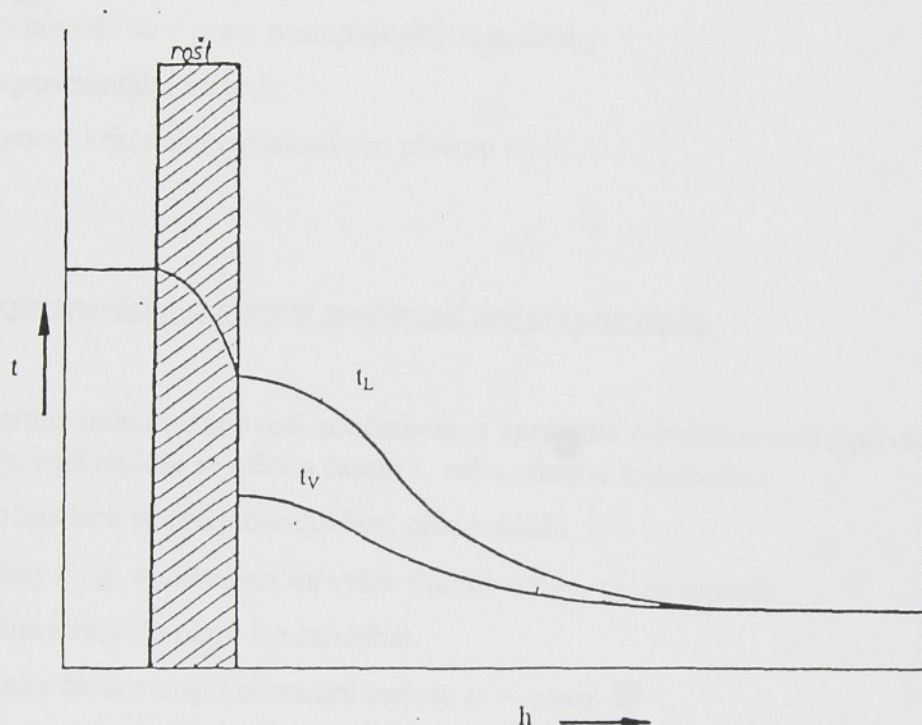
V Literatuře M.Levi je uveden experimentální případ, kdy do fluidní vrstvy byl vložen jeden teploměr s ochrannou drátěnou sítkou, zatímco druhý byl holý. Výsledek ukázal, že teploměr s ochrannou sítkou měřil teplotu fluidační tekutiny, zatímco holý teploměr měřil určitou hodnotu mezi teplotou částic a teplotou fluidačního prostředí, kterou můžeme považovat za *teplotu fluidní vrstvy*. Tato teplota je závislá na teplotě plynu, částic a pravděpodobně i na frekvenci dotyku částic na čidlo.

Správnou *teplotu fluidované látky* změříme nejlépe odběrem částic nebo přerušením fluidace a vložením teploměru do nehybné vrstvy.

Teploty částic a tekutiny se ve fluidní vrstvě velmi rychle vyrovnávají jak je patrné z obr.11., kde je teplota snímána těsně nad roštem. Teplotní profil v radiálním průřezu fluidní vrstvy v zařízeních s ohříváním pláště je uveden v příloze 14. na obr.1. Můžeme všimnout poměrně značného teplotního gradientu v těsné blízkosti pláště. Jinak je teplota fluidní vrstvy na poloměru zařízení téměř nezávislá.

V příloze 14.(obr.2.) je znázorněn teplotní profil ve fluidní vrstvě mezi ohřívanou a chlazenou stěnou. Průběh teplot je analogický, jako v případě obr.1.

Základní příčinou tohoto zmenšení gradientů teploty uvnitř fluidní vrstvy (kromě úzce vymezené oblasti nad roštem viz.obr.11. a u pláště viz.příloha 14.) je intenzivní cirkulace částic uvnitř vrstvy.



obr.11

3.3.2 Přestup tepla

Ve fluidní vrstvě rozeznáváme v podstatě tři základní případy přestupu tepla:

1. Mezi plynem a částicí.
2. Mezi stěnou zařízení a fluidní vrstvou.
3. Mezi fluidní vrstvou a ohříványými nebo chlazenými plochami ponořenými do této vrstvy.

Z hlediska rozsahu této práce se budeme zabývat pouze prvními dvěma případy.

3.3.2.1 Přestup tepla mezi fluidační tekutinou a částicemi

3.3.2.1.1 Základní úvahy

Předpokládáme-li, že částice mají v celém svém objemu stále stejnou teplotu, pak můžeme pro přestup tepla z fluidačního plynu na částici psát základní definiční rovnici

$$Q = \alpha A_{ef} \Delta t \quad (53)$$

kde narážíme na obtížnost stanovení veličiny Δt (středního tepelného rozdílu mezi teplotou tekutiny a povrchem částic) a také na stanovení efektivního povrchu částic A_{ef} .

Z tohoto důvodu se v praxi postupuje jinými způsoby:

1. Experimentální metody
2. Pomocí kriteriální závislosti pro přestup tepla

3.3.2.1.2 Experimentální stanovení součinitele pro přestup tepla

Při experimentálním stanovení součinitele α zpravidla odvádíme nebo přivádíme teplo do fluidní vrstvy, jejíž teplota se mění s časem τ , nebo zůstává konstantní.

V obou případech se pro jednoduchost předpokládá:

- veličiny c_L, ρ_L, w_L nezávisí na výšce fluidní vrstvy, t.j. na teplotě
- tepelné ztráty do okolí lze zanedbat
- všechny částice mají konstantní teplotu $t_p = konst$

Pro jednoduchost a názornost si uvedeme pouze druhý z obou způsobů určování součinitele α

Přívod tepla do fluidní vrstvy udržující si konstantní teplotu $t_p = konst$.

Teplota všech částic je stejná $t_p = konst$, zatímco teplota tekutiny t_L se mění s výškou dh . Pro diferenciální výšku vrstvy dh můžeme psát rovnici tepelné bilance

$$w_L \rho_L c_L dt_L + \alpha (t_L - t_p) dh = 0 \quad (54)$$

Integrací rovnice (54) v mezích $h = 0$ a $h = H$ dostaneme

$$\ln \frac{(t_L - t_p)_{h=0}}{(t_L - t_p)_{h=H}} = H \frac{\alpha}{w_L \rho_L c_L} \quad (55)$$

Vynesením tohoto vztahu v semilogaritmických souřadnicích dostaneme přímku, z jejíž směrnice dostaneme součinitel α .

3.3.2.1.3 Kriteriaální závislost pro přestup tepla

Podobně, jako tomu je v ostatních případech přestupu tepla, je i v případě fluidované vrstvy snaha vyjadřovat závislost součinitele přestupu tepla na ostatních zúčastněných proměnných pomocí funkční závislosti kritérií podobnosti. Tento postup na rozdíl od jiných základních případů přestupu tepla ještě není pro fluidní vrstvu zcela propracován. Proto i skladba jednotlivých kriteriaálních závislostí je v různých případech různá.

Nejobecnější tvar je dán kriteriaální závislostí

$$Nu = f\left(Re, Ar, Pr, \varepsilon, \frac{h}{d}, \frac{h}{h_F}, \frac{D}{d}\right) \quad (56)$$

kteřou můžeme v častých případech nahradit mocninovou závislostí

$$Nu = K Re^a Ar^b Pr^c \varepsilon \left(\frac{h}{d}\right)^d \left(\frac{h}{h_F}\right)^e \left(\frac{D}{d}\right)^f \quad (57)$$

Místo Nusseltova kritéria je často do vztahů (56) případně (57) zaváděno Stantonovo kritérium.

$$St = \frac{Nu}{Re Pr} = \frac{\alpha}{c_L \Gamma_L} \quad (58)$$

Vzhledem k tomu, že při prováděných experimentech nebývá vždy sledován vliv všech zúčastněných proměnných na přestup tepla, jsou někdy uváděny kriteriaální rovnice, v nichž vystupují pouze některá kritéria podobnosti.

$$Nu = f(Re, Ar, Pr) \quad (59)$$

resp.

$$Nu = Re^a Ar^b Pr^c \quad (60)$$

Nebo ještě jednodušší funkční závislost

$$Nu = f(Re, Pr) \quad (61)$$

resp.

$$Nu = Re^a Pr^c \quad (62)$$

Různí autoři odvodili řadu takových kriteriaálních závislostí, které bohužel sledují jenom některé proměnné. Všechny tyto závislosti ukazují, že zkoumaný fyzikální jev byl poznán pouze z části. Při jejich použití je nutno pečlivě zvážit podmínky, při jakých byly získány a porovnat je s podmínkami uvažovaného případu.

Celá řada experimentálních výsledků určování přestupu tepla ve fluidní vrstvě bývá znázorněna pouze graficky. O těchto grafech platí stejná úvaha jako byla uvedena v předchozím odstavci.

Souhrn v literatuře nalezených vztahů pro součinitel přestupu tepla α mezi tekutinou a částicí je zobrazen v příloze 15. Všechny vztahy byly pokud možno převedeny na tvar kriteriaální funkční závislosti (57) nebo jejich zjednodušených alternativ.

V těchto vztazích figuruje velký počet zúčastněných kritériálních proměnných, proto nemohlo být provedeno porovnání obecně. Porovnání bylo nutno provést na konkrétním případě ve tvaru závislosti viz.příloha 16.

$$\alpha = f(w_L) \quad (63)$$

Pro porovnání byla také vynesena závislost pro osamělou částici (křivka A).

Z grafu je patrný značný rozdíl pro jednotlivé závislosti a také to, že ve většině případů vychází součinitel přestupu tepla o hodně menší než v případě osamělé částice. Relativně největší vzájemné shody možno vysledovat u závislostí 2,4,5,6,9,10, zatímco křivky 8,11,12 a 13 mají průběh blízky křivce A (pro osamělou částici) a udávají hodnoty součinitele přestupu tepla α mezi tekutinou a částicí 10 - 100 násobně oproti první skupině závislostí.

Tento značný rozptyl si můžeme vysvětlit několika způsoby:

1. Experimentální určování součinitele přestupu tepla α bylo prováděno v různých fázích fluidní vrstvy.
2. Kritériální závislost nevystihuje dokonale mechanismus přestupu tepla.
3. Přesnost experimentů v různých případech byla různá a v jednotlivých případech nebyly vždy stejně přesně splněny předpoklady pro platnost základní výpočtové rovnice.
4. Ve vztazích, kde se vyskytuje mezerovitost expandované vrstvy ε , je velmi obtížné přesně stanovit tuto veličinu viz. kap.2.11., což může být zdrojem velkých chyb.

Závěrem můžeme říci, že určování součinitele přestupu tepla mezi tekutinou a částicí není ještě dokonale prostudováno a to i přes bohatost literálních údajů.

Budiž dodáno, že sdílení tepla pouhou konvekcí mezi plynem a částicí ve fluidní vrstvě lze těžko dosáhnout. Heertjes, de Boer a de Haasvan Dorser dokázali, že část tepla se přenáší roštem. Podíl tepla přivedeného fluidní vrstvě roštem je úměrný mocnině mimovrstvové rychlosti plynu $w^{-0.7}$ a je tím menší, čím je jemnější rošt.

3.3.2.2 Přestup tepla mezi fluidní vrstvou a stěnou zařízení

V průmyslu, kde je používáno fluidní techniky se často musí přivést nebo odvést větší množství tepla, a to i v případě, kdy fluidní tekutina není schopna požadované teplo dodat nebo odvést. V těchto případech se používá buď chlazeného nebo topného pláště ve fluidačním zařízení.

Při studiu přestupu tepla mezi fluidní vrstvou a teplosměnnou plochou musíme rozeznávat dva případy:

1. Přestup tepla mezi fluidní vrstvou a stěnou .
2. Přestup tepla mezi fluidní vrstvou a ponořeným povrchem.

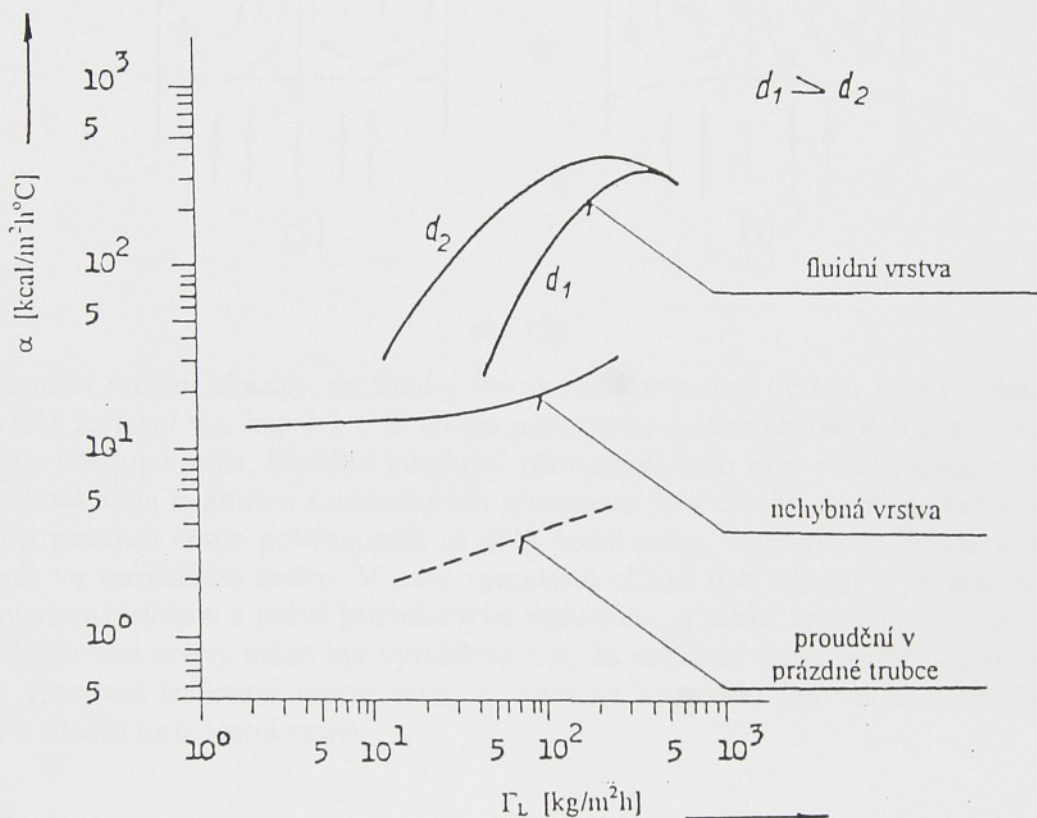
První případ bude popsán v následující kapitole a druhý v kap.3.3.2.3.

3.3.2.2.1 Základní ivahy

Pro lepší představu o intenzitě přestupu tepla mezi stěnou a fluidní vrstvou nám poslouží obr.12. Na obrázku je zakreslena závislost mimovrstvové rychlosti w_L na součiniteli přestupu tepla α pro tři případy:

1. Nehybná vrstva
2. Fluidovaná vrstva
3. Prázdné zařízení

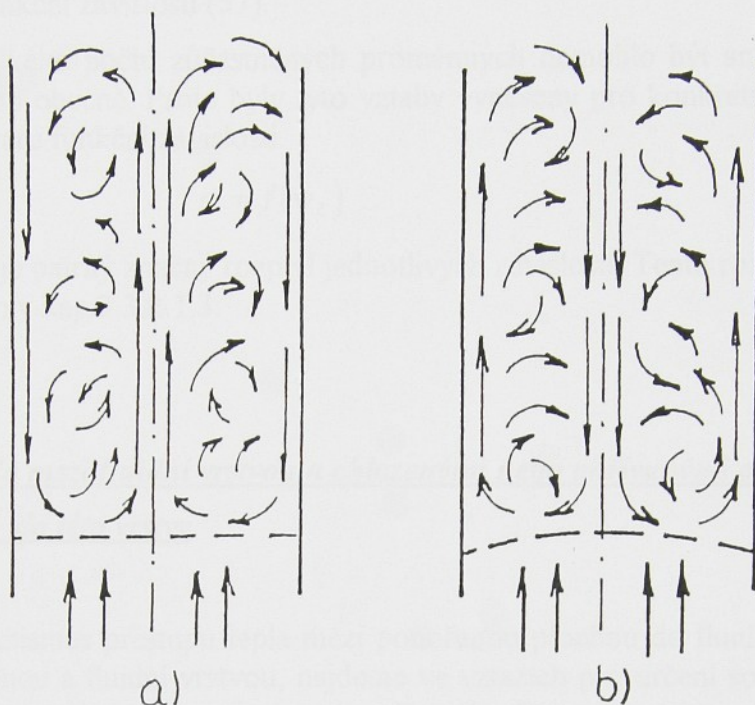
Podle různých autorů a také z obr.12. je patrné, že součinitel přestupu tepla α mezi fluidní vrstvou a stěnou je zhruba o řád vyšší než součinitel přestupu tepla α mezi nehybnou vrstvou a stěnou a zhruba o dva řády vyšší než součinitel přestupu tepla α v zařízení bez vrstvy.



obr.12

Jednu z nejobsáhlejších prací, která pojednává o tomto problému je teoreticko-experimentální studie Jakoba a Dowa, kteří prováděli kvalitativní pozorování soustav pevný materiál - vzduch ve skleněných trubkách. Mechanismus přestupu tepla může být nejlépe vysvětlen podle obr.13a., kde je zakreslen cirkulační pohyb částic.

Částice podél stěn neklesají volným pádem, ale vykazují nucený nepravidelný pohyb. Kromě oblasti u roštu a na hladině fluidní vrstvy nebyl pozorován výrazný horizontální pohyb částic. Velká intenzita přestupu tepla mezi fluidní vrstvou a stěnou zařízení nemůže být tedy vysvětlena mícháním a častým stykem částic se stěnou.



obr.13

Experimentální měření ukázaly, že fluidní vrstva má konstantní teplotu až na oblasti blízko roštu a u stěn zařízení viz. kap.3.3.1. Z těchto pozorování odvozuje Jakob a Dowe vysvětlení mechanismu přestupu tepla. Radiální kondukcí přestupuje teplo přes vzduchovou vrstvičku o tloušťce několik setin milimetru s následujícím přestupem do vzduchu, který proudí kolem této vrstvy a do pevných částic pohybujících se dolů podél stěny. Fluidované částice slouží jako nositel tepla ve vertikálním směru. V úzce vymezené oblasti nad roštem je dosaženo tepelné rovnováhy mezi částicemi a právě přicházejícím vzduchem. Vysoká intenzita přestupu tepla ze stěny do fluidované vrstvy může být vysvětlena tím, že narážení fluidovaných částic na stěnu zabráňuje vytváření laminární mezní vrstvy a dovoluje vytvoření jen velmi tenké laminární podvrstvy a silnější turbulentní vrstvy.

3.3.2.2.2 Kriteriační závislost pro přestup tepla mezi fluidní vrstvou a stěnou zařízení

Pro určení součinitele přestupu tepla mezi fluidní vrstvou a stěnou byly použity stejné kriteriační závislosti jako v kap.3.3.2.1.3. viz.vztah (56) případně (57 až 62).

$$Nu = K Re^a Ar^b Pr^c \varepsilon \left(\frac{h}{d}\right)^d \left(\frac{h}{h_F}\right)^e \left(\frac{D}{d}\right)^f \quad (57)$$

Některé vztahy však ukazují na určité odlišnosti, které jsou způsobeny různým mechanismem přestupu tepla mezi oběma případy.

Soubor v literatuře nalezených vztahů pro součinitele přestupu tepla α mezi stěnou a fluidní vrstvou je uveden v příloze 17. Pokud to literární podklady dovozovali byli vztahy převedeny na tvar kritériální funkční závislosti (57).

V důsledku velkého počtu zúčastněných proměnných nemohlo být ani v tomto případě porovnání provedeno obecně. Proto byly tyto vztahy vyneseny pro konkrétní případ do grafu viz. příloha 18. ve tvaru funkční závislosti.

$$\alpha = f(w_L) \quad (63)$$

Z rozboru grafu je patrný značný rozptyl jednotlivých závislostí. Tento rozptyl může být vysvětlen stejně jako v kap.3.3.2.1.3.

3.3.2.3 Přestup tepla mezi fluidní vrstvou a chlazenými nebo ohříványmi plochami ponořenými do této vrstvy

Přestože mechanismus přestupu tepla mezi ponořenou plochou do fluidní vrstvy je skoro stejný jako mezi stěnou a fluidní vrstvou, najdeme ve vztazích pro určení součinitele přestupu tepla α pro oba tyto případy značné rozdíly. To si můžeme vysvětlit především různým vzájemným geometrickým uspořádáním ploch, na kterých probíhá přestup tepla.

Experimenty ukázali, že hodnoty součinitele přestupu tepla α mezi stěnou a fluidní vrstvou bývají o něco větší, než hodnoty součinitele přestupu tepla α mezi ponořeným povrchem a fluidní vrstvou. Tento rozdíl hodnot si můžeme vysvětlit tím, že u stěn fluidačního zařízení se může cirkulace částic plně uplatnit, kdežto ponořené plochy cirkulaci ve fluidní vrstvě omezují.

Jelikož tento problém není náplní uvedené práce nebudeme se jím dále zabývat.

3.3.3 Přenos hmoty

3.3.3.1 Základní úvahy

Stanovení obecných zákonitostí popisujících fyzikální děje současné výměny tepla a hmoty ve dvoufázových soustavách plyn pevná částice má velký praktický i teoretický význam. Při řešení tohoto problému se většinou využívá analogie mezi zúčastněnými jevy.

Zatímco binární analogie mezi přestupem tepla a přenosem hmoty (která přibližně platí, pokud se přestup tepla a přenos hmoty navzájem neovlivňují) je v současné době často používána při určování součinitelů přestupu tepla α a přenosu hmoty β ve dvoufázových soustavách, nenalézáme v dostupné literatuře použití ternární analogie přestupu tepla a přenosu hmoty (stanovování součinitele přestupu tepla a přenosu hmoty ze znalosti součinitele tření f). Nalezení této analogie při proudění tekutiny vrstvou částic je daleko těžší než při proudění tekutiny v kanálech a to z toho důvodu, že se této problematice věnovalo dosud málo prací.

K velmi názornému srovnání ternární analogie mezi přestupem tepla a hmoty lze použít faktorů j_α a j_β , které zavedli CHilton a Colburn

$$j_{\alpha} = \frac{Nu}{Re Pr^{1/3}} \quad (64)$$

$$j_{\beta} = \frac{Sh}{Re Sc^{1/3}} \quad (65)$$

Carman zavedl součinitel tření pro proudění tekutiny ve vrstvě granulovaného materiálu

$$f = \frac{\Delta p g d_{ef} \rho_L}{2 \Gamma_L^2 H} \frac{\varepsilon^3}{1 - \varepsilon} \quad (66)$$

V případě turbulentního proudění v trubce nebo podél desky je možno tuto analogii podle Chiltona a Colburna popsat vztahem

$$j_{\alpha} = j_{\beta} = \frac{f}{2} \quad (67)$$

jehož platnost někteří autoři rozšiřují (s určitou přibližností) i pro případ fluidní vrstvy.

Gamson odvodil pro vzájemný vztah mezi j_{α} a j_{β} výraz

$$\frac{j_{\alpha}}{j_{\beta}} = 1.076 \quad (68)$$

Poměry (67) a (68) není možno považovat za obecné zákonitosti, oba vztahy byly získány rozбором experimentů s omezeným rozsahem platnosti.

3.3.3.2 Kriteriaální závislosti pro přenos hmoty

Ve většině případů byly součinitele přenosu hmoty β mezi částicí a plynem stanoveny přímo. Experimenty byly v mnohých případech prováděny se sublimujícími částicemi naftalenu, při sušení různých materiálů v úseku stálé rychlosti sušení nebo při rozpouštění různých materiálů v tekutinách.

Získané výsledky byly většinou zpracovány ve tvaru kriteriaální funkční závislosti

$$j_{\beta} = f(Re, Sc, Ar, \varepsilon, \dots) \quad (69)$$

kterou je možno v mnohých případech nahradit mocninovou závislostí.

$$j_{\beta} = K Re^a Sc^b Ar^c \varepsilon^d \quad (70)$$

Soubor v literatuře nalezených vztahů pro součinitele přenosu hmoty β mezi tekutinou a částicí je znázorněn v příloze 19. Pokud to literatura dovozovala, byly tyto vztahy převedeny na tvar kriteriaální funkční závislosti (70) příp. jednodušší závislosti.

V důsledku velkého počtu zúčastněných kriteriaálních proměnných nemohlo být porovnání těchto vztahů provedeno obecně. Bylo tudíž nutno provést jejich porovnání ve tvaru závislosti na konkrétním případě na grafu viz. příloha 19., kde je uvedena též specifikace zvoleného případu.

$$\beta = f(w_L) \quad (71)$$

Rovněž v tomto případě, podobně jako u přestupu tepla můžeme pozorovat značný rozptyl jednotlivých závislostí, který si můžeme vysvětlit podobným způsobem jako v kap.3.3.2.1.3.

Křivka 3, u které literární podklad neudává obor platnosti leží zcela mimo oblast ostatních křivek, což může být způsobeno tím, že platí pouze v oblasti vyšších Reynoldsových čísel.

3.4 Pohyb částic a fluidačního prostředí ve fluidní vrstvě

Podle všech pozorování je míchání materiálů ve fluidní vrstvě vyvoláno průtokem prostředí. Protože pohyb částic tuhého materiálu probíhá ve fluidním prostředí, je tím vyvoláno i míchání prostředí.

Toto míchání může být dost intenzivní, záleží na tom, zda částice tuhého materiálu jsou ve vrstvě rozmístěny jako samostatné jednotky (rovnoměrná fluidace) nebo ve shlucích (nerovnoměrná fluidace). V prvním případě bude míchání tekutiny relativně mírné, kdežto ve druhém případě může mít značný význam.

Jak míchání tuhého materiálu, tak míchání tekutiny ovlivňuje některé charakteristické vlastnosti fluidní vrstvy:

1. Homogenizuje fluidní vrstvu.
2. Zmenšuje gradient teploty ve fluidní vrstvě.
3. Značně zvyšuje intenzitu přestupu tepla mezi fluidní vrstvou a stěnou zařízení.
4. Způsobuje otěr materiálu.
5. Vede k erozi stěn u abrazivních materiálů.

3.4.1 Pohyb pevného materiálu ve fluidní vrstvě

Abychom si přiblížili pohyb částic fluidní vrstvou, je na obr.13a. naznačen obvyklý proudový obraz částic.

Pohyb zrnité látky ve fluidní vrstvě úzce souvisí s pohybem fluidačního plynu viz. obr.14. Osou fluidní vrstvy stoupají částice k hladině vrstvy a podél stěn klesají zpět k roštu, při čemž také vykazují nucený nepravidelný pohyb. Kromě oblastí na hladině fluidní vrstvy a těsně nad roštem nebyl pozorován výrazný horizontální pohyb částic, přesto se vzestupný a sestupný proud občas smísí a dochází tak k velmi dokonalé homogenizaci.

Je jasné, že uvedený mechanismus pohybu částic není univerzální a může vykazovat v určitých případech různé nepravidelnosti, které jsou způsobeny řadou příčin (poloha kolony, tj. odchylka od vertikální osy, vliv fluidačního roštu obr.13b, atd.).

Při studiu pohybu pevného materiálu ve fluidní vrstvě se postupuje podle některého z následujících způsobů:

1. Sledování pohybu jednotlivých částic ve vrstvě.
2. Použití difuzního modelu.

K tomuto modelu musí být dodrženo několik podmínek:

- mimovrstvová rychlost musí být stanovena těsně nad prahem fluidace
- zpravidla se pozoruje: - míchání dvou vrstev materiálu odlišné barvy
 - rozmíchání malého množství označeného materiálu

3. Použití distribuční funkce na prodlení částic v zařízení, viz. lit [1].

Výsledky zpracované metodou 1, a 2, ukázali u různých autorů takové odlišnosti, že jsou v praxi téměř nepoužitelné.

Chceme-li dosáhnout ve fluidní vrstvě dobrého promíchávání, doporučuje se zvolit $w/w_F > 2 \div 3$. Je zajímavé, že promíchávání zrn je intenzivnější při větších částicích, zatímco promíchávání plynu s rostoucí velikostí zrn klesá.

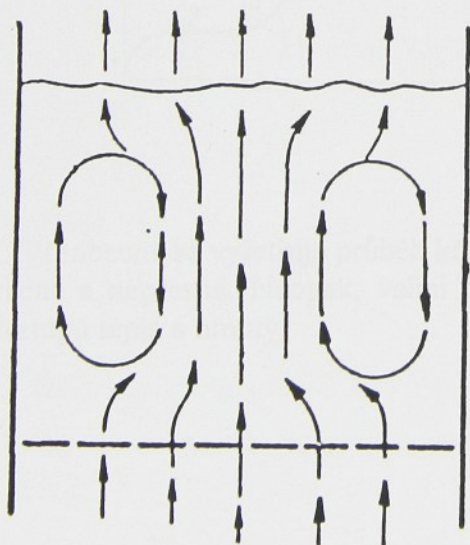
3.4.2 Pohyb fluidační tekutiny fluidní vrstvou

Pohyb fluidační tekutiny ve fluidní vrstvě je dosud velmi málo prozkoumán. Studie, které se věnují tomuto problému jsou ještě omezeny jen na určité případy, zejména na fluidované vrstvy bez fyzikálních nebo chemických reakcí.

Potíže při sledování pohybu tkví hlavně v nesnadném "značkování" plynu. Poslední dobou se sledují proudnice pomocí:

1. Radioaktivních isotopů.
2. Vpouštění značkovací tekutiny do fluidní vrstvy (její fyzikální vlastnosti se liší jen velmi málo od vlastností fluidačního prostředí).

Obvyklý proudnicový obraz tekutého prostředí ve fluidní vrstvě je uveden na obr.14.



obr.14

Fluidační tekutina, která vstupuje přes rošt do fluidní vrstvy má tendenci neproudit přes obvodové partie fluidní vrstvy. Větší část plynu proudí přes osu zařízení a rovněž většina plynu vrstvu opouští v této oblasti. Část plynu je také strhávána částicemi dolů podél stěn k roštu, kde se obrací a mísí se s hlavním proudem.

Můžeme si všimnout podobnosti proudění s prouděním pevného materiálu na obr.13a, což je pochopitelné, uvědomíme-li si, že proudění tekutiny a materiálu spolu úzce souvisí. Musíme ovšem poznamenat, že proudnicový obraz na obr.14 je velmi zjednodušen.

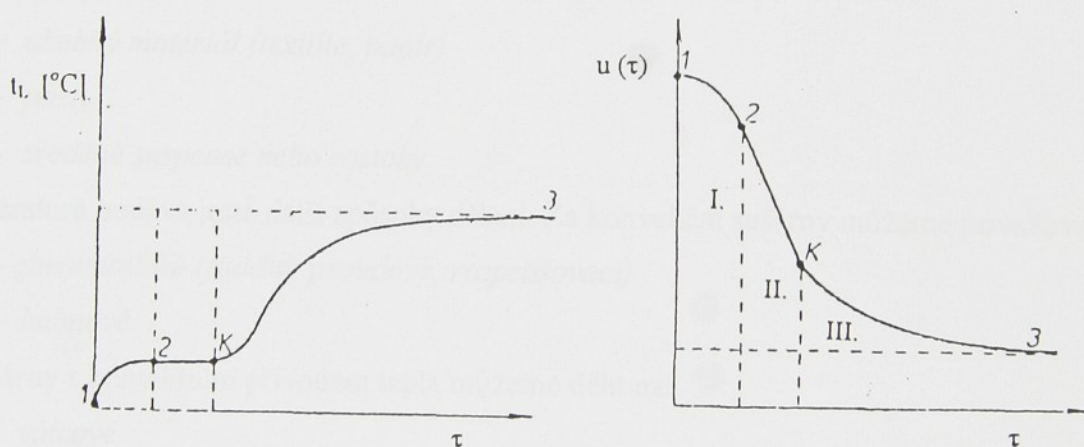
Ve skutečnosti se budou v centrálním proudu vyskytovat lokální víry a horizontální složky rychlosti mezi obvodovým sestupným a centrálním vzestupným proudem. Kromě toho se může část plynu pohybovat rychleji ve formě bublin.

Gilliand studoval průtok vzduchu s příměsí *He*, *Br* nebo *NO* fluidní vrstvou o průměru $\varnothing D$ až 76 mm a při $h/D = 7.8 \div 23.3$. Výsledky zpracované metodou 1, a 2 ukázali, že ideální míšení nastává při nízkých hodnotách h/D zatímco u vysokých hodnot h/D nastává pístový tok.

Různí autoři zabývající se tímto problémem soudí, že při $d > 0.1$ mm lze již těžko počítat s ideálním promícháváním plynné fáze ve fluidní vrstvě a také, že rychlost plynu na to nemá skoro žádný vliv.

3.5 Sušení zrnitých látek ve fluidní vrstvě

Současný přestup tepla a hmoty mezi sušenou látkou a sušicím prostředím se v sušárenské technice zpravidla popisuje *křivkou sušení* obr.15., která udává závislost obsahu vlhkosti sušené látky na čase $u = f(\tau)$, derivaci $du(\tau)/d\tau$ pak nazýváme *rychlostí sušení*.



obr.15

Všeobecně se vyšetřuje průběh křivky sušení experimentálně. Teoretické výpočty jsou velmi pracné a nepřesné. Naopak, velmi často se z pokusných křivek dělají závěry o zákonitosti přestupu tepla a hmoty.

4. SUŠÁRENSKÁ TECHNIKA

4.1 Sušárny

Zařízení v nichž se vlhký materiál zbavuje své vlhkosti nazýváme sušárny.

Z hlediska výpočtů budeme dělit sušárny na:

1. *Přetržitě pracující sušárny (diskontuální).*
2. *Nepřetržitě pracující sušárny (kontinuální).*

Podle způsobů přiváděného tepla do sušeného materiálu je můžeme dále dělit na:

1. *Konvekční sušárny*, kde je teplo dodáváno proudícímu plynu a ten se stýká s vlhkým materiálem.
2. *Kontaktní sušárny*, kde se sušený materiál zahřívá přímým dotykem s vytápěnými plochami.

Jiný způsob dělení se nabízí podle povahy sušícího materiálu. Může to být:

- *zrnitý materiál*
- *ohybný materiál (textilie, papír)*
- *pasty*
- *zředěné suspence nebo roztoky*

Literatura podává ještě další způsoby dělení. Za konvekční sušárny můžeme považovat:

- *pneumatické (fluidní, proudové, rozprašovací)*
- *bubnové*

Sušárny s kontaktním přívodem tepla můžeme dělit na:

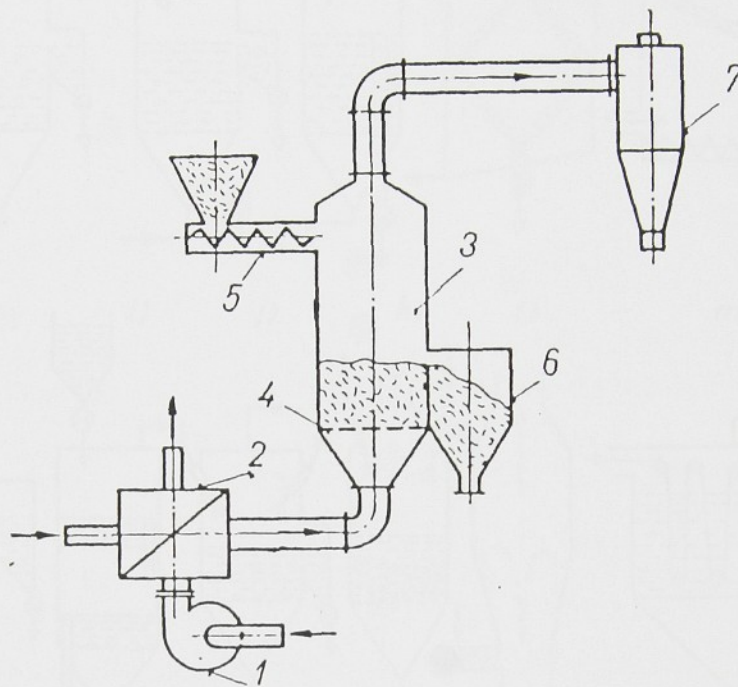
- *válcové*
- *talířové*
- *žlabové*
- *trubkové*
- *vákuové*

Vzláštím případem pneumatického sušení je *vibrační sušárna*.

V této kap. bude blíže pojednáno pouze o fluidních sušárnách. Údaje o ostatních sušárnách podává např. lit [3].

4.1.1 Fluidní sušárny

Při fluidním sušení vytvářejí částice zrnitého materiálu v sušárně vrstvu, která je aerodynamickým účinkem proudu sušícího prostředí udržována ve fluidním stavu. V literatuře je popsána celá řada fluidních sušáren. Typické schéma fluidní sušárny s roštem je znázorněno na obr. 16.



obr. 16

1-ventilátor, 2-výměník tepla, 3-kolona, 4-rošť, 5-dávkovač, 6-přepadový sběrač, 7-lapač

Podle zařazení fluidní sušárny do technologické výrobní linky rozeznáváme sušárny *periodické* (s přetržitým provozem, vsádkové, diskontuální) a *kontinuální* (s nepřetržitým provozem, plynulé). Tlak sušícího prostředí v sušárnách se zpravidla moc neliší od tlaku atmosférického. Jednotlivá uspořádání však dovolují pracovat jak:

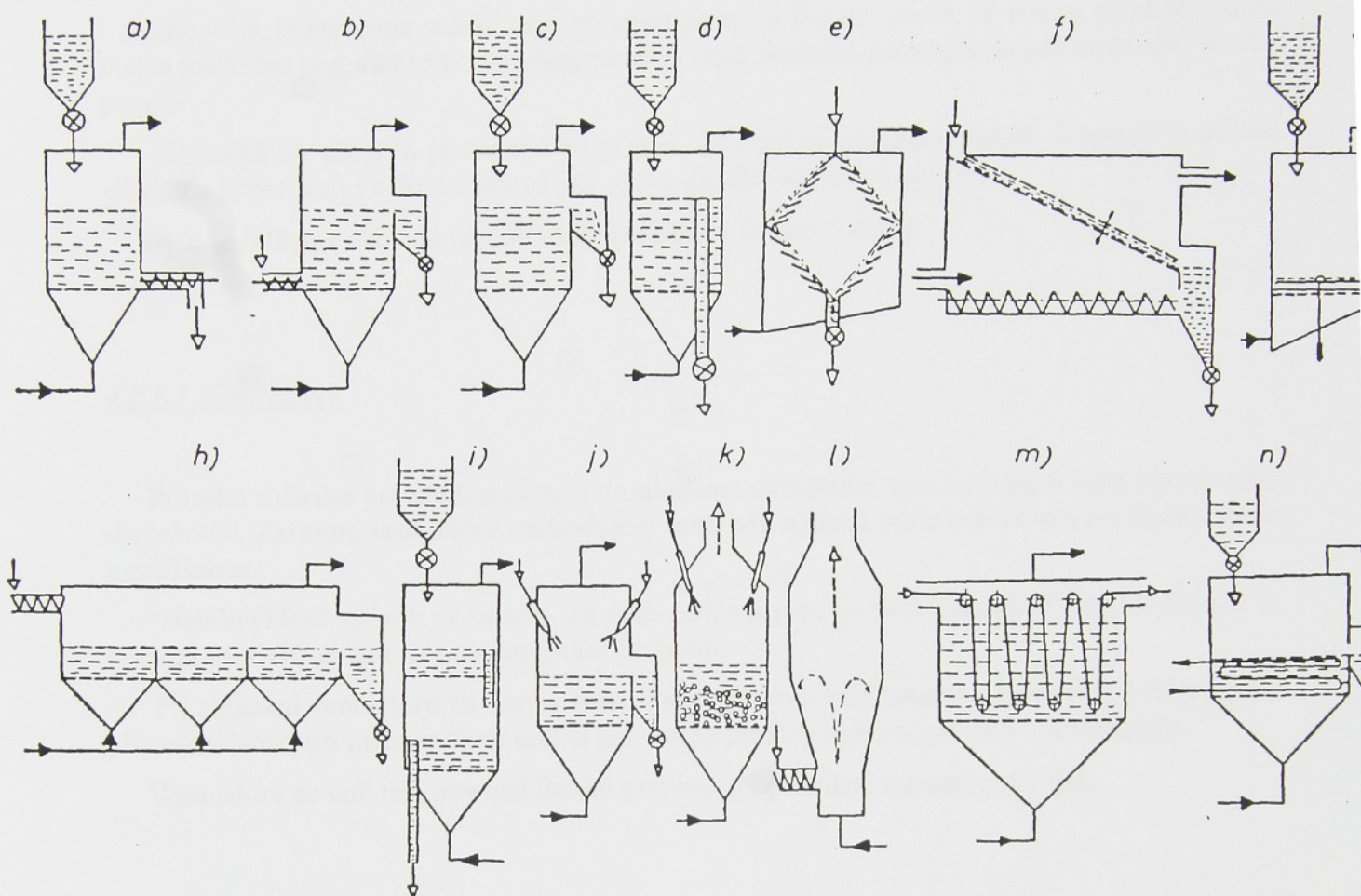
- s přetlakem
- s podtlakem
- s atmosférickým tlakem

Vlhký materiál se může zpracovávat v sušárně s jednou nebo s několika fluidními vrstvami. Vícevrstvé sušárny mohou být *víceetážové* viz. obr. 17i. (fluidní vrstvy jsou řazeny nad sebou a sušící prostředí prochází z jedné vrstvy do druhé) nebo *vícestupňové* viz. obr. 17h (fluidní vrstvy jsou uspořádány nad sebou nebo za sebou, kde každá sekce má vlastní přívod čerstvého sušícího prostředí).

Podle druhu použitého sušícího prostředí jsou fluidní sušárny děleny na:

- spalínové
- horkovzdušné
- pracující s inertním plynem

Fluidní sušárny jsou vhodné především pro sypké zrnité materiály (v literatuře [3] je popisováno možné využití fluidní sušárny i pro jiné materiály).



obr.17

Základní uspořádání fluidních sušáren z hlediska způsobů dávkování, odběru materiálu, vzájemného pohybu materiálu a prostředí jsou uvedeny na obr.17. Na schématu obr.17a,b je znázorněná fluidní sušárna, u níž je přívod a odvod materiálu protisměrný. Podle literatury[3] se uvádí, že schéma na obr.17b je výhodnější, protože nejvlhčí materiál přijde do styku se sušícím prostředím o nejvyšší teplotě.

Provedení podle obr.17c se liší od předchozího tím, že přívod i odvod materiálu se děje nad fluidní vrstvou. Tohoto uspořádání se používá pouze u rozměrných fluidních sušáren.

Podobně je tomu na obr.17d, kde je materiál vypouštěn přepadovou trubkou. To se hlavně využívá při konstrukci vícestupňových fluidních sušáren, kde jsou stupně řazeny nad sebou.

Na obr.17e,f jsou zobrazeny fluidní sušárny, kde se používá menší rychlosti, než je prahová rychlost fluidace. Na obr.17f je použito k míchání vrstvy kromě proudu sušícího prostředí také vibrace roštu.

Další využití mechanického čerení fluidní vrstvy je patrné z obr.17g. Čerení je jednak zajištěno mechanickými míchadly rotujícími nad roštem tak profukováním od sušícího prostředí.

Vícestupňová zařízení, u nichž jsou stupně řazeny pod sebou, resp. vedle sebe můžeme spatřit na schématech obr.17h,i.

Obr.17l ukazuje bezroštovou fluidní sušárnu.

Uspořádání podle obr.17j, a 17k umožňuje použít fluidního sušení i pro roztoky, suspenze, pasty apod.

Obr.17m představuje sušení nekonečného pásu ve fluidní vrstvě. V tomto případě fluidní vrstva inertního materiálu zintenzivňuje přestup tepla sušícího prostředí na pás materiálů (textil, papír).

Konečně na obr.17n je znázorněn případ, kdy sušící prostředí nestačí dostatečně odvést vlhkost a proto jsou ve fluidní vrstvě ponořeny doplňkové topné plochy.

Nyní se budeme zabývat nejdůležitějšími částmi fluidní sušárny.

4.1.1.1 Ventilátory

Průtok sušícího prostředí sušárnou dosahujeme zařazením vysokotlakých *ventilátorů* nebo *dmýchadel*. Zařazení ventilátoru rozhoduje o tom, zda sušárna bude pracovat s *přetlakem* nebo s *podtlakem*.

Nejobvyklejší způsob je takový, že celé zařízení pracuje pod tlakem. V tomto případě je nejnižší spotřeba el. energie na dmýchání vzduchu.

Při zařazení ventilátoru na konec sušící linky pracuje celý systém v podtlaku, což je nutné při sušení látek, při nichž mohou unikat jedovaté zplodiny nebo organická rozpouštědla.

Ventilátory se volí tak, aby nad fluidní vrstvou byl přibližně atmosférický tlak.

4.1.1.2 Zdroje tepla

Pro předávání tepla sušícímu prostředí se užívá dvou způsobů:

1. *Nepřímý ohřev* (kalolifer, výměník tepla, u malých zařízení el. ohřívák). Tohoto způsobu se používá při sušení za nízkých teplot a při zvýšených požadavcích na čistotu sušícího prostředí.
2. *Směšování vzduchu se spalinami*. Místo spalin lze užít i odpadních kouřových plynů po jejich očištění od prachu.

Zdrojem spalin jsou *spalovací komory*, v nichž se zároveň spaliny směšují se vzduchem na směs o požadované teplotě.

Může se stát, že spalovací komory nestačí dodat potřebné množství tepla sušícímu prostředí, pak se používá doplňkový ohřev pomocí ponořených topných těles nebo přes stěnu sušárny.

4.1.1.3 Fluidní sušárna

Fluidní sušárny jsou tvořeny ocelovým pláštěm kruhového nebo pravoúhlého průřezu, uvnitř i vně tepelně izolovaného. Sušárna je rozdělena roštem na dvě části. Existují však také sušárny bezroštové viz. obr.4. kap.2.3.

Spodní část sušárny je opatřena z boku nebo ze spodu otvorem pro přívod sušícího prostředí. Horní část může být kónického tvaru, což je hlavně využíváno při fluidaci polydisperzního materiálu. Dále se zde mohou nacházet průzory a otvory pro čištění.

Při návrhu druhu sušárny rozhoduje v každém jednotlivém případě technicko-ekonomický rozbor.

4.1.1.4 Rošt

Rošt je umístěn ve spodní části sušárny a slouží k rovnoměrnému rozdělení sušícího prostředí po průřezu sušárny. Je to jeden z nejdůležitějších dílů celé sušárny.

Nejjednodušší rošt je zhotoven z plechu o síle několika milimetrů a je opatřen otvory. Přes svoji jednoduchost se tento rošt poměrně špatně vyrábí a při vyšších teplotách sušícího prostředí se snadno deformuje.

Vhodnější rošt je tvořen z jednotlivých roštnic, které jsou staženy šrouby a mezi nimiž je udržována mezera distančními vložkami.

Kvůli dobrému rozdělení vzduchu bývají rošty někdy konstruovány na způsob kloboučkových pater destilačních kolon.

Při konstrukci roštu a následné montáži je třeba dbát na to, aby rošt byl v horizontální poloze, protože i malé odchylky mohou způsobovat nerovnoměrnou fluidaci.

5. EKONOMICKÝ ROZBOR FLUIDNÍHO SUŠENÍ

Ceny chemických zařízení bývají vyjadřovány jako funkce vhodného charakteristického parametru vystihujícího velikost nebo výkon zařízení. Zařízení téhož druhu, ale s různou hodnotou charakteristického parametru, nebývají přesně geometricky podobná, ale zpravidla tvoří tzv. typové řady.

Pro typovou řadu a pro nepříliš velké rozpětí charakteristického parametru platí s dostatečnou přesností

$$\frac{C_A}{C_B} = \left(\frac{P_A}{P_B} \right)^n \quad (72)$$

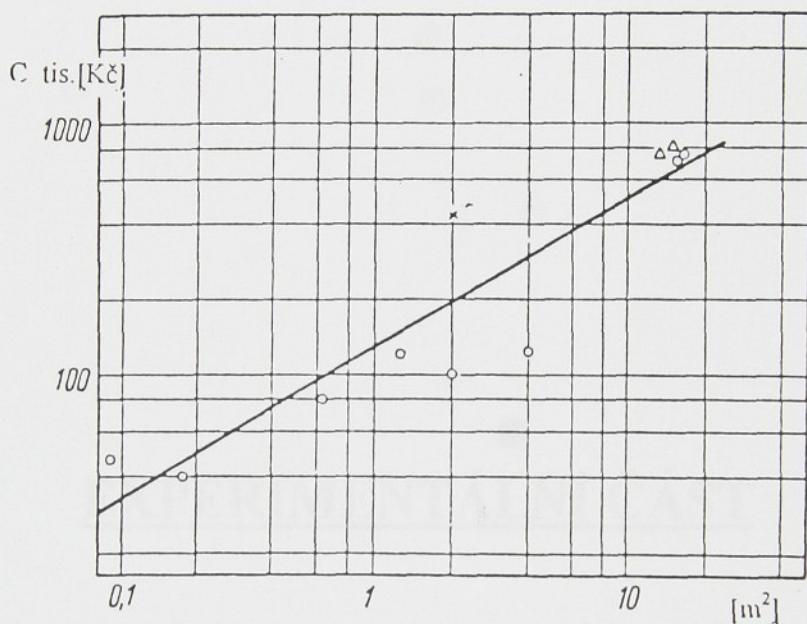
kde C_A, C_B je váha nebo cena typového zařízení

P_A, P_B je hodnota charakteristického parametru pro zařízení A a B

n je konstantní exponent

Tento vztah platí s menší přesností i pro jednotlivé členy netypizovaných, ale srovnatelných zařízení. Často se rovnice znázorňuje graficky v logaritmických souřadnicích.

Vztah mezi cenou a parametrem je patrný z pokusně sestavených dat na obr.18. Všem údajům byla přisouzena stejná váha a přímka byla proložena metodou nejmenších čtverců. Značný rozptyl bodů, okolo přímky je způsoben nejednotností dat.



obr.18

Odvozený vztah mezi cenou a průřezem fluidní sušárny může sloužit jako vodítko po dobu než bude vyvinuta typová řada fluidních sušáren.

6. EXPERIMENTÁLNÍ ČÁST

6.1. Úvod

Úvodní část práce je věnována teoretickým úvahám o fyzikálních procesech, které se odehrávají v daném systému. V této části jsou uvedeny základní rovnice a vztahy, které budou použity při výpočtech a interpretaci výsledků. Dále jsou popsány metody měření a experimentální postupy, které byly použity k získání dat. Tato část je důležitá pro pochopení kontextu experimentu a pro ověření platnosti teoretických předpokladů.

EXPERIMENTÁLNÍ ČÁST

6.1. Úvod

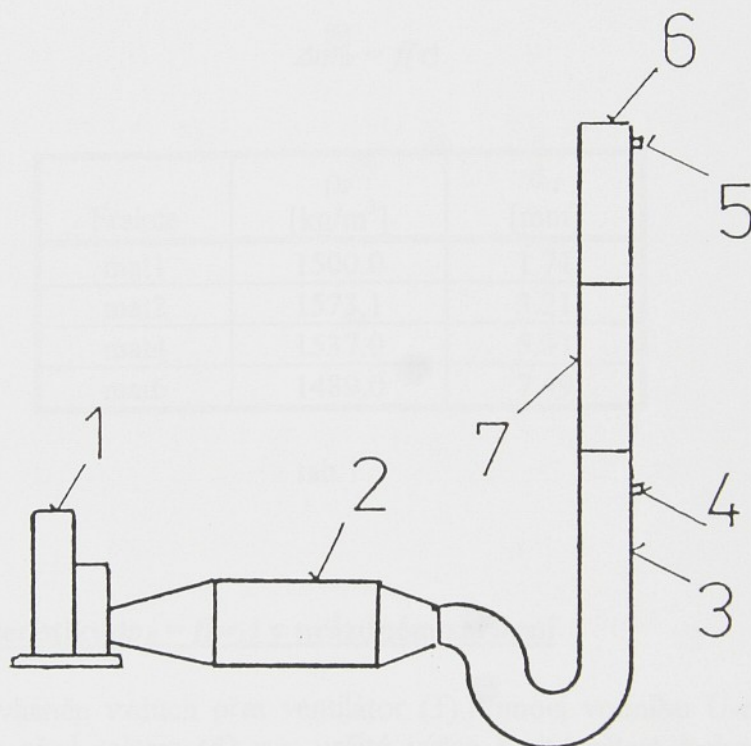
Úvodní část této kapitoly je věnována teoretickým úvahám o fyzikálních procesech, které se odehrávají v daném systému. V této části jsou uvedeny základní rovnice a vztahy, které budou použity při výpočtech a interpretaci výsledků. Dále jsou popsány metody měření a experimentální postupy, které byly použity k získání dat. Tato část je důležitá pro pochopení kontextu experimentu a pro ověření platnosti teoretických předpokladů.

První část této kapitoly je věnována teoretickým úvahám o fyzikálních procesech, které se odehrávají v daném systému. V této části jsou uvedeny základní rovnice a vztahy, které budou použity při výpočtech a interpretaci výsledků. Dále jsou popsány metody měření a experimentální postupy, které byly použity k získání dat. Tato část je důležitá pro pochopení kontextu experimentu a pro ověření platnosti teoretických předpokladů.

6. EXPERIMENTÁLNÍ ČÁST

6.1 Popis zařízení

Na měření jsme použili zařízení, které je znázorněno na obr.19. Vzduch byl vháněn ventilátorem (1) do topného tělesa (2), kde se ohříval na určitou teplotu a přes saxofon proudil do kolony (3). Saxofon byl opatřen pomocnými lamelami pro rovnoměrnější rozdělení rychlostního profilu v průřezu trubky. Rošt byl vyroben pomocí sít o různé zrnitosti (viz.kap.6.2.1). Tlak v koloně se měřil na dvou různých místech (4) a (5) pomocí U-manometru. Průtok vzduchu byl měřen v místě (6). Vlhkost byla měřena z míst (4) a (5).



obr.19

1-ventilátor,2-topné těleso,3-kolona4-snímač pod roštem,5-snímač nad roštem
6-snímač rychlosti,7-snímač rychlosti

6.2 Popis měření

Na měření jsme použili síťové frakce částic nepravidelného tvaru. Přehled vlastností použitých frakcí je uveden v tab.1,kde efektivní průměr d_{ef} byl spočítán pomocí rovnice (2) a ρ_p pomocí rovnice

$$\rho_p = \frac{m_p}{V_p} \quad (73)$$

Prahovou rychlost fluidace určité frakce jsme zjistili pomocí : a) naměřených hodnot
b) vztahů viz.kap.2.9.

Prahová rychlost úletu byla zjištěna pomocí : a) naměřených hodnot
b) vztahů viz.kap.2.10.

Součinitel přestupu tepla byl zjištěn pomocí vztahů viz.kap.3.3.2.1.

Na zařízení jsme měřili charektiristiky popisující chování fluidní vrstvy, které můžeme rozdělit na :

1. Charakteristiku vyjadřující vliv tlakové ztráty roštu v závislosti na rychlosti proudu zduchu v prázdném zařízení, do kterého byly vkládány síta o různé zrnitosti

$$\Delta p_R = f(w_L)$$

2. Funkční závislost popisující vliv rychlosti proudění vzduchu na tlakovou ztrátu fluidní vrstvy a síta při různorodosti jednotlivých frakcí

$$\Delta p_C = f(w_L)$$

3. Křivku sušení vybraných frakcí ,popisující úbytek vody v proudu vzduchu za jednotku času

$$\Delta m_W = f(\tau)$$

Frakce	ρ_P [kg/m ³]	d_{ef} [mm]
mat1	1500.0	1.71
mat2	1573.1	3.21
mat4	1537.9	5.31
mat6	1489.0	7.49

tab.1

6.2.1 Měření charakteristiky $\Delta p_R = f(w_L)$ v prázdném zařízení

Do zařízení byl vháněn vzduch přes ventilátor (1).Pomocí vodního U-manometru byla měřena tlaková ztráta před roštem (4) a v určité výšce h za roštem kolony (5).Množství vzduchu vháněného do aparátu bylo regulováno přímo na ventilátoru (1).Snímač rychlosti jsme umístili ve výstupu kolony (6).

Postupným zvyšováním rychlosti se nám měnila tlaková ztráta na roštu,čímž jsme dostali funkční závislost

$$\Delta p_R = f(w_L) \quad (74)$$

Tento způsob měření jsme uplatnili pro některé druhy sít : a) o zrnitosti Ø2 mm - *síto 1*

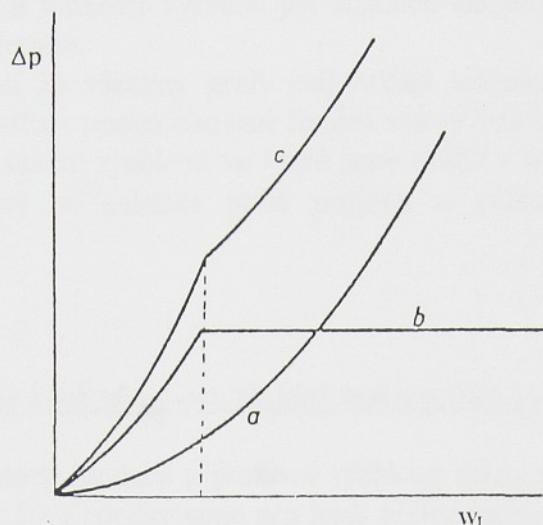
b) o zrnitosti Ø1 mm - *síto 2*

c) o zrnitosti Ø0.4 mm - *síto 3*

Tabulky naměřených hodnot a grafy pro různá síta můžete najít v příloze 21,22 a 23.

V příloze 21. je vyneseno srovnání vztahu (74) pro jednotlivá síta.Z grafu je patrné, že jednotlivé křivky odpovídají teoretickému průběhu, který je znázorněn na obr.20 (křivka a).

Můžeme si všimnout ,že hodnota tlakové ztráty *síta2* je čtyřnásobně větší než je tlaková ztráta *síta1*, která má zrnitost dvakrát větší než *síto1*.



obr.20

Průběh tlakové ztráty u *síta3* se o moc neliší od tlakové ztráty *síta2*, přestože zrnitost *síta3* je víc než dvakrát větší než u *síta2*. Závěrem bychom mohli říci, že změna zrnitosti roštu lineárně nezávisí na tlakové ztrátě roštu.

Na grafu v příloze 22 jsme se snažili porovnat vliv vzájemné záměny *sít 1-2* a *2-1* na tlakovou ztrátu. Z grafu vyplývá, že oba dva průběhy jsou si téměř rovny a tudíž nezáleží v jakém pořadí se rovnají *síta* do kolony.

Stojí také za povšimnutí velikost tlakové ztráty u *síta2* a u *síta1-2* ve stejném okamžiku proudění, jak je naznačeno na obou grafech viz. příloha 21 a 22. Hodnota tlakové ztráty *síta1-2* se téměř nezměnila oproti *sítu2*. Tento poznatek vede k závěru, že o velikosti tlakové ztráty rozhoduje především *síto* o menší zrnitosti, *síto* s větší zrnitostí má na velikost tlakové ztráty nepatrný vliv.

Na grafu v příloze 23 je patrný značný nárůst tlakové ztráty u spojených *sít* oproti *sítu1*. Zatímco průběh *síta2-3* se oproti *sítu1-2* stává strmějším, průběh *síta1-2-3* se oproti *sítu2-3* téměř nemění. O zdůvodnění tohoto jevu platí stejná úvaha, jako v předešlém odstavci.

6.2.2 Měření charakteristiky $\Delta p_C = f(w_L)$ fluidní vrstvy a roštu

Do aparátu byl vsypána frakce suchého písku. Přes ventilátor byl vháněn do vrstvy vzduch. Ta se při určité rychlosti začala vznášet a navzájem se mísit. Tuto rychlost jsme označili jako *práh fluidace*. Tlakovou ztrátu fluidní vrstvy a roštu jsme měřili v místech jako u předcházející kap. O snímání rychlosti platí tatáž úvaha. Pro dané frakce jsme použili *síto1* a *síto2*.

Tabulky naměřených hodnot a grafy pro různá *síta* můžete najít v příloze 24 až 27.

Z grafů v přílohách 24 a 25 je možno poměrně přesně určit prahovou rychlost fluidace. Tuto rychlost můžeme poznat podle ostrého zlomu křivky a téměř konstantní tlakové ztráty na obou grafech. Pro lepší orientaci byly tyto hodnoty zakresleny vedle daného místa a proloženy přímkou.

Na grafu v příloze 26 jsme *práh fluidace* položili do hodnoty $w_F = 1,34 \text{ m/s}$ i když průběh má ještě jeden zlom. Tento jev si zřejmě můžeme vysvětlit značnou polydisperzitou materiálu. Tj., rychlost u materiálu s větší hmotností nepřestoupila jeho prahové hodnoty, zatímco materiál s menší hmotností je již ve vznosu, blíže v lit[2].

Na grafu 27. si můžeme všimnout značné kolísavosti tlakového spádu v blízkosti prahové rychlosti fluidace. Tento jev si můžeme vysvětlit jak značnou nestálostí procesu fluidace ,tak i vlivem polydispérznosti materiálu.

Závěrem si můžeme říci, že všechny grafy odpovídají teoretickému průběhu na obr.20 (křivce b), která ovšem vyjadřuje pouze chování fluidní vrstvy bez roštu. Tento jev si můžeme zdůvodnit velmi malým rozsahem rychlosti ve které jsme měřili a tudíž i nepatrným nárůstem tlakového spádu roštu, který se nemůže příliš projevit u celkově měřené ztráty Δp_C viz.příloha21.

6.2.2.1 Určení charakteristických vlastností fluidní vrstvy podle dostupných vztahů

K určení prahové rychlosti fluidace a prahové rychlosti úletu, resp pádové rychlosti jsme použili vztahy z kap.2.9 a 2.10. Výsledky jsme pro lepší přehlednost zaznamenali do tabulky 3. Pro porovnání o kolik se vypočtené vztahy liší od skutečně naměřených byly do tabulky vyneseny i hodnoty z kap.6.2.2.

Veličiny ρ_L a ν_L byly určeny pro teplotu $t_{L, stř} = 40\text{ }^{\circ}\text{C}$.
Hodnoty byly vypočteny za předpokladu : ρ_P - z tab. 1
 $\rho_L = 1.045\text{ kg/m}^3$
 d_{ef} - z tab. 1
 $\nu_L = 16.97\text{ }10^{-6}\text{ m}^2/\text{s}$
 $\psi = 0.67$ (obr.5)
 $\epsilon_F = 0.4$ (viz. kap.2.6)

Prahová rychlost fluidace w_F [m/s]					
Autor	číslo vztahu	mat1	mat2	mat4	mat6
Goroško	[1]	0.60	1.09	1.52	1.84
Aliev	[2]	4.04	14.96	40.03	77.11
Fedorov	[3]	0.69	1.01		
Akopjan	[5]	1.31	2.10	2.97	3.72
Beránek	[6]	0.45	1.09	1.45	1.71
Beňa	[7]	0.64	1.07	1.46	1.75
Miller	[10]	1.4	5.38	14.44	27.92
Wicke	[12]	0.86	1.68	2.74	3.78
graficky		0.89	0.91	1.34	1.92

tab.2a.

Prahová rychlost úletu v_g [m/s]					
Autor	číslo vztahu	mat1	mat2	mat4	mat6
Gumz- Fossling	[6]	9.91			
	[7]		12.11	15.40	18.00
Beránek		5.52	12.11	16.13	19.08
Goroško	[8]	7.58	11.03	14.19	16.65
graficky					

tab.2b.

Při srovnání velikostí prahové rychlosti fluidace podle různých autorů v tab2a. je jednoznačně patrný značný rozptyl hodnot. Z tabulky je nápadný celkem dobrý souhlas vztahů [1],[3],[6] a [7]. Je tudíž možné očekávat, že tyto vztahy budou určovat prahovou rychlost fluidace nejpřesněji. Pro vztahy [2],[5] a [10], které mají diferenci od optimální hodnoty největší můžeme říci, že tyto rozdíly jsou zřejmě způsobeny různou technikou a přesností experimentů, různými způsoby stanovení prahové rychlosti fluidace a v neposlední řadě i tím, že rovnice zanedbávají vliv polydispérnosti materiálu, nepravidelnost tvaru, atd...

Rovnice [12] nám ukazuje vcelku malý rozdíl od optimálních hodnot u *mat1* a *mat2*, což může být způsobeno odvozením vzorce ze zákonů proudění v nehybné vrstvě, které nevyjadřují přesné chování částic ve fluidní vrstvě.

Hodnoty [12] u *mat4* a *mat6* se značně liší od optimálních hodnot [1],[3],[6] a [7]. To si můžeme vysvětlit, při absenci oboru platnosti tím, že tento vztah platí pouze v okruhu nízkých Reynoldsových čísel.

V tab.2b jsou vyneseny různé hodnoty pro prahovou rychlost úletu. Hodnoty nám ukazují rozptyl několika procent, což je velmi dobrá shoda a potvrzuje nám, že tito autoři našli rovnice, které nám popisují daný fyzikální jev. Do tabulky jsme nemohli vynést naměřené hodnoty prahové rychlosti úletu, jelikož jak v grafech, tak vizuálně nebylo možno rozpoznat přesnou hranici prahu úletu a to díky značné polydispérnosti,

Při srovnání vypočtených a naměřených hodnot můžeme říci, že naměřené hodnoty u *mat2,4,6* poměrně dobře odpovídají vypočteným hodnotám ve vztazích [1],[3],[6] a [7]. U *mat1* je nejbližší naměřené hodnotě vztah [12], což nám potvrzuje domněnku, že tento vztah je určen pouze pro nízká Reynoldsova čísla.

6.2.3 Stanovení křivky sušení na daném zařízení

Suchý písek jsme navlhčili ve vodě. Takto navlhčený písek jsme zvážili na vahách. Rozdíl původní váhy Δm_{SI} a po zvlhčení Δm_{VI} nám určil hmotnost vody v písku Δm_{Wz} *naměřené*, která by měla při fluidaci odcházet z fluidní vrstvy ve formě vlhkosti. Rozdíl vlhkosti jsme zaznamenávali na dvou místech (4) a (5), v těchto dvou místech byla také měřena teplota vstupujícího média t_{LI} a ve výšce h teplota vystupujícího média t_{L2} . Všechny údaje byly zaznamenávány s odstupem 30 sec.

Vlhký písek jsme vsypali do kolony a pomocí ventilátoru jsme vháněli určité množství vzduchu. Rychlost vzduchu přesahovala prahovou rychlost fluidace suchého materiálu.

Pomocí vztahů z lit.[4] bylo možno sestavit funkční závislost

$$\Delta m_W = f(\tau) \tag{75}$$

Tabulka naměřených a vypočtených hodnot pro materiál 1

Pro výpočet bylo nutné zavést zjednodušení: - veličina ρ_{sv} byla určena pro $t_{L1stř} = 78,5\text{ }^{\circ}\text{C}$

Hodnoty byly vypočteny za podmínek : $p_B = 967\,800\text{ Pa}$

$$t_o = 25\text{ }^{\circ}\text{C}$$

$$\varphi_o = \varphi_1 = 25.5\text{ \%}$$

$$\rho_{sv} = 0.960\text{ kg/m}^3$$

$$w_L = 7.59\text{ m/s}$$

$$D = 0.054\text{ m}$$

$$m_{v1} = 149.9\text{ g}$$

$$\} \Delta m_{Wzměřené} = 26.4\text{ g}$$

$$m_{s1} = 126.6\text{ g}$$

Hodnoty byly vypočteny nebo získány podle rovnic:

$$\Delta x = (x_1 - x_2)_\tau \quad [\text{g/kg}_{s.v.}]$$

$$x = 0.622 \frac{\varphi p_D''}{p - \varphi p_D''} \quad [\text{g/kg}_{s.v.}]$$

$$\Delta \dot{m}_W = \Delta x \cdot \dot{m}_{sv} \quad [\text{g/s}]$$

$$\dot{m}_{sv} = \rho_{sv} \dot{V} \quad [\text{g/s}]$$

$$\dot{V} = \frac{\pi D^4}{4} w_L \quad [\text{m}^3/\text{s}]$$

$$\Delta m_W = \tau \Delta \dot{m}_W \quad [\text{g}]$$

τ [s]	t_{L1} [$^{\circ}\text{C}$]	t_{L2} [$^{\circ}\text{C}$]	φ_2 [%]	Δx [g/kg _{s.v.}]	$\Delta \dot{m}_W$ [g/s]	Δm_W [g]
30	72.0	50.7	26.6	43.6	0.7273	21.81
60	73.6	51.9	29.7	40.0	0.6671	20.01
90	76.1	53.6	34.0	39.1	0.6521	19.56
120	77.9	54.1	39.2	38.8	0.6471	19.41
150	79.9	57.6	45.5	30.7	0.5120	15.36
180	81.7	58.8	49.7	28.4	0.4736	14.21
210	82.5	60.9	49.1	25.7	0.4286	12.85
240	84.4	66.2	44.0	24.7	0.4119	12.35
270	85.1	69.5	38.2	24.7	0.4119	12.35

tab.3

Tabulka naměřených a vypočtených hodnot pro materiál 2

Pro výpočet bylo nutné zavést zjednodušení: - veličina ρ_{sv} byla určena pro $t_{L1stř} = 85,5\text{ }^{\circ}\text{C}$
Hodnoty byly vypočteny za podmínek : $p_B = 967\,800\text{ Pa}$

$t_o = 25\text{ }^{\circ}\text{C}$

$\varphi_o = \varphi_1 = 25.5\text{ }\%$

$\rho_{sv} = 0.935\text{ kg/m}^3$

$w_L = 4.72\text{ m/s}$

$D = 0.054\text{ m}$

$m_{v1} = 291.8\text{ g}$

} $\Delta m_{wzměřené} = 27.1\text{ g}$

$m_{s1} = 264.7\text{ g}$

τ [s]	t_1 [$^{\circ}\text{C}$]	t_2 [$^{\circ}\text{C}$]	φ_2 [%]	Δx [g/kg _{s.v.}]	Δm_w [g/s]	Δm_w [g]
0	80.2	28.9	28.5	79.9	0.8071	24.20
30	84.5	42.8	31.2	87.7	0.8859	26.57
60	86.0	54.5	33.3	78.5	0.7930	23.79
90	88.5	61.5	35.4	74.1	0.7485	22.40
120	90.7	65.6	36.9	73.1	0.7384	22.10

tab.4

V příloze 28 grafu 1 si můžeme všimnout typického průběhu křivky sušení zrnitých látek.Průběh vcelku odpovídá teoretickému průběhu, který je znázorněn na obr.15b v kap.3.2.Počáteční úsek sušení označený jako I. nám probíhá do 120 sec a poté přechází do období konstantní rychlosti sušení, který je označen II.Tento úsek nám trvá do 210 sec a poté nastává úsek III. v němž sušení přestává prakticky existovat a materiál je skoro vysušen.

U mat2 v příloze 29 graf 1. je možno zaznamenat pouze dva úseky sušení II. a III.Období II. konstantní rychlosti sušení nám trvá od 30 sec do 90 sec,poté následuje úsek dosušování III.Úsek do 30 sec nemůžeme považovat za první úsek sušení,jelikož velikost Δm_w v čase 0 sec neodpovídá danému úseku.Tuto naměřenou hodnotu si můžeme vysvětlit:

- 1. Nepřesností měřicího zařízení.
- 2. Měření probíhalo při neustáleném stavu fluidace.
- 3. Chybě při odečítání z přístrojů.
- 4. Lidskému faktoru.

V přílohách 28 a 29 na grafech 2 jsme se snažili vynést teplotu vystupujícího plynu v závislosti na čase.Při porovnání s teoretickým průběhem na obr.15a si můžeme všimnout značného rozdílu od teoretického průběhu, což si můžeme vysvětlit:

- 1. Nepřesností měřicího zařízení.
- 2. Chybě při odečítání z přístrojů.
- 3. Měřením ne daného fyzikálního jevu.
- 4. lidskému faktoru.

6.2.4 Stanovení součinitele přestupu tepla α mezi částicí a plynem

Stanovení součinitele přestupu tepla mezi částicí a plynem bylo stanoveno za stejných podmínek jako u kap.6.2.3. Vztahy byly převzaty z kap.3.3.2.1.3 ve formě kritériálních rovnic popisujících daný fyzikální jev. Jednotlivé výsledky byly pro přehlednost vyneseny do tab.5 a 6.

Tabulka naměřených a vypočtených hodnot mat1

Pro výpočet součinitele α bylo nutné zavést některá zjednodušení:

- přestup tepla probíhal při jediné teplotě plynu vstupujícího do vrstvy $t_{L1stř} = 80\text{ }^{\circ}\text{C}$
- teplota plynu je $t_{L1stř} = konst$
- veličiny μ_L, ν_L, λ_L a ρ_L byly určeny pro tuto teplotu $t_{L1stř}$

Hodnoty byly vypočteny pro parametry: $\mu_L = 16,8 \cdot 10^{-6} \text{ N/m}^2\text{s}$

$$\nu_L = 21,69 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$$

$$\lambda_L = 2,91 \cdot 10^{-2} \text{ W/mK}$$

$$\rho_L = 0,723 \text{ kg/m}^3$$

$$c_L = 1086,8 \text{ J/KgK}$$

$$h_F = 0,035 \text{ m}$$

$$\Gamma_L = 5,89 \text{ kg/m}^2\text{s}$$

$$\varepsilon = 0,4$$

Autor	Kettering	Fedorov	Šarlovskaja	Gamson
č. vztahu	[1]	[6]	[10]	[12]
Velikost Nu(St)	55.01	7.47	6.01	0.1140
Velikost α [W/mK]	935.1	127.1	102.3	729.8

tab.5

Tabulka naměřených a vypočtených hodnot mat2

Pro výpočet součinitele α bylo nutné zavést některá zjednodušení:

- přestup tepla probíhal při jediné teplotě plynu vstupujícího do vrstvy $t_{L1stř} = 85,5^{\circ}\text{C}$
- teplota plynu je $t_{L1stř} = konst$
- veličiny μ_L, ν_L, λ_L a ρ_L byly určeny pro tuto teplotu $t_{L1stř}$

Hodnoty byly vypočteny pro parametry: $\mu_L = 16,10 \cdot 10^{-6} \text{ N/m}^2\text{s}$

$$\nu_L = 22,272 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$$

$$\lambda_L = 2,96 \cdot 10^{-2} \text{ W/mK}$$

$$c_L = 1104,6 \text{ J/KgK}$$

$$\rho_L = 0,723 \text{ kg/m}^3$$

$$h_F = 0,075 \text{ m}$$

$$\Gamma_L = 3,41 \text{ kg/m}^2\text{s}$$

$$\varepsilon = 0,4$$

Autor	Kettering	Fedorov	Šarlovskaja	Gamson
č.vztahu	[1]	[7]	[10]	[12]
Velikost Nu(St)	64.98	12.29	8.86	0.1113
Velikost α [W/mK]	599.2	113.4	81.7	419.3

tab.6

Hodnoty vypočtené podle příslušných vztahů ukazují značný rozptyl, což si můžeme vysvětlit několika způsoby:

1. Kriteriaální závislosti nevyjadřují mechanismus přesupu tepla mezi částicí a plynem.
2. Experimentální určování součinitele přesupu tepla mezi částicí a plynem bylo prováděno v různých fázích fluidní vrstvy.
3. Ve vztazích kde se vykytuje mezerovitost vrstvy ϵ , je velmi obtížné přesně stanvit tuto veličinu.
4. Přesnost experimentů byla v různých případech různá.

Velikost součinitele přestupu tepla mezi částicí a plynem u mat1 nám vyšla o něco větší než u mat2, což si můžeme vysvětlit vyšší rychlostí plynu u mat1 při níž probíhá přestup tepla.

Hodnotu součinitele přestupu tepla mezi částicí a plynem jsme nemohli určit experimentální metodou podle kap.3.3.2.1.2., protože jsme neměli měřící zařízení, které by bylo schopno měřit určité veličiny potřebné pro výpočet.

7. Závěr

Uvedená práce se zabývá rozбором současného stavu fluidní vrstvy s ohledem na oblast fluidního sušení.

V první části jsou uvedeny základní pojmy vysvětlující všeobecnou fluidní techniku. Také byl v této části proveden kritický rozbor některých literárních údajů o aerodynamice fluidní vrstvy (tlaková ztráta, práh fluidace, atd...).

V druhé části práce je proveden rozbor přenosu tepla a hmoty ve fluidní vrstvě s ohledem na fluidní sušení zrnitých látek. Teoretické porovnání nám ukázalo, že přestup tepla a hmoty ve fluidní vrstvě není dosud prostudován natolik, aby bylo možno v daných případech spolehlivě určovat součinitele přestupu tepla a hmoty. V závěrečné části této kapitoly jsou uvedeny souhrnné poznatky o pohybu fluidačního plynu a částic ve fluidní vrstvě.

Třetí část je věnována sušárenské technice, kde jsou popsány základní typy fluidní sušárny s ohledem na dávkování, odběr materiálu, vzájemný pohyb materiálu a fluidačního prostředí.

V následující kapitole je uveden ekonomický rozbor fluidního sušení. Na závěr je ukázána závislost mezi cenou fluidní sušárny a jejím parametrem (ϕ sušárny, hmotnost, atd...).

Poslední část práce byla věnována experimentálnímu měření na předem připraveném zařízení. V této části jsme se snažili porovnat teoretické poznatky různých autorů s přímým měřením.

V kap.6.2.1. jsou popsány a sestaveny závislosti tlakové ztráty na mimovrstvové rychlosti v prázdném zařízení pro několik druhů sít. Grafy v přílohách 21 až 23. ukázaly velice slušnou shodu s teoretickým průběhem viz. obr.20 (křivka a). Při porovnání tlakové ztráty roštu u jednotlivých a spojených sít jsme dospěli k závěru, že o velikosti tlakové ztráty roštu u

spojených sít rozhoduje především síto s menší zrnitostí a také, že změna zrnitosti síta lineárně nezávisí na tlakové ztrátě roštu.

V kap.6.2.2. jsou popsány grafy vyjadřující vliv mimovrstvové rychlosti na tlakovou ztrátu fluidní vrstvy. Z uvedených grafů jsme určili prahovou rychlost fluidace a porovnali s vypočtenými hodnotami z kap.6.2.3. Grafy jsou v souladu s teoretickým průběhem, který je zobrazen na obr.20 (křivka b). Vysvětlení tohoto jevu je v závěrečné části kap.6.2.2.

V následující kap.6.2.2.1. jsme se snažili porovnat vztahy pro práh fluidace a práh úletu z kap.2.9. a 2.10. Do tab.2a jsme vynesli i hodnoty naměřené z kap.6.2.2. Největší shody s naměřenými hodnotami prahové rychlosti fluidace u mat2,4,6 ukázaly vztahy [1],[3],[6] a [7]. U mat1 se nejvíce blíží naměřené hodnotě prahové rychlosti fluidace vztah [12]. Vysvětlení lze nalézt na konci této kapitoly. Hodnoty prahové rychlosti úletu v tab.2b se velmi dobře shodují a tudíž je možné říci, že autoři našli rovnice, které popisují daný fyzikální jev.

V kap.6.2.3. byla sestrojena a popsána z naměřených hodnot křivka sušení pro mat1 a mat2. Křivka u mat1 je v dobrém souladu s teoretickým průběhem na obr.15b, což už nemůžeme říci o průběhu u mat2. Tento rozdíl od teoretické křivky lze vysvětlit několika způsoby:

1. Nepřesností měřících zařízení.
2. Chybě při odečítání z přístrojů.
3. Měřením při neustáleném stavu fluidace.
4. Lidskému faktoru.

V přílohách 28 a 29. (graf 2) jsou sestrojeny charakteristiky popisující vliv teploty vystupujícího plynu z vrstvy na čas. Oba dva průběhy se značně odlišují od teoretického průběhu viz. obr.15a, což si můžeme vysvětlit několika způsoby:

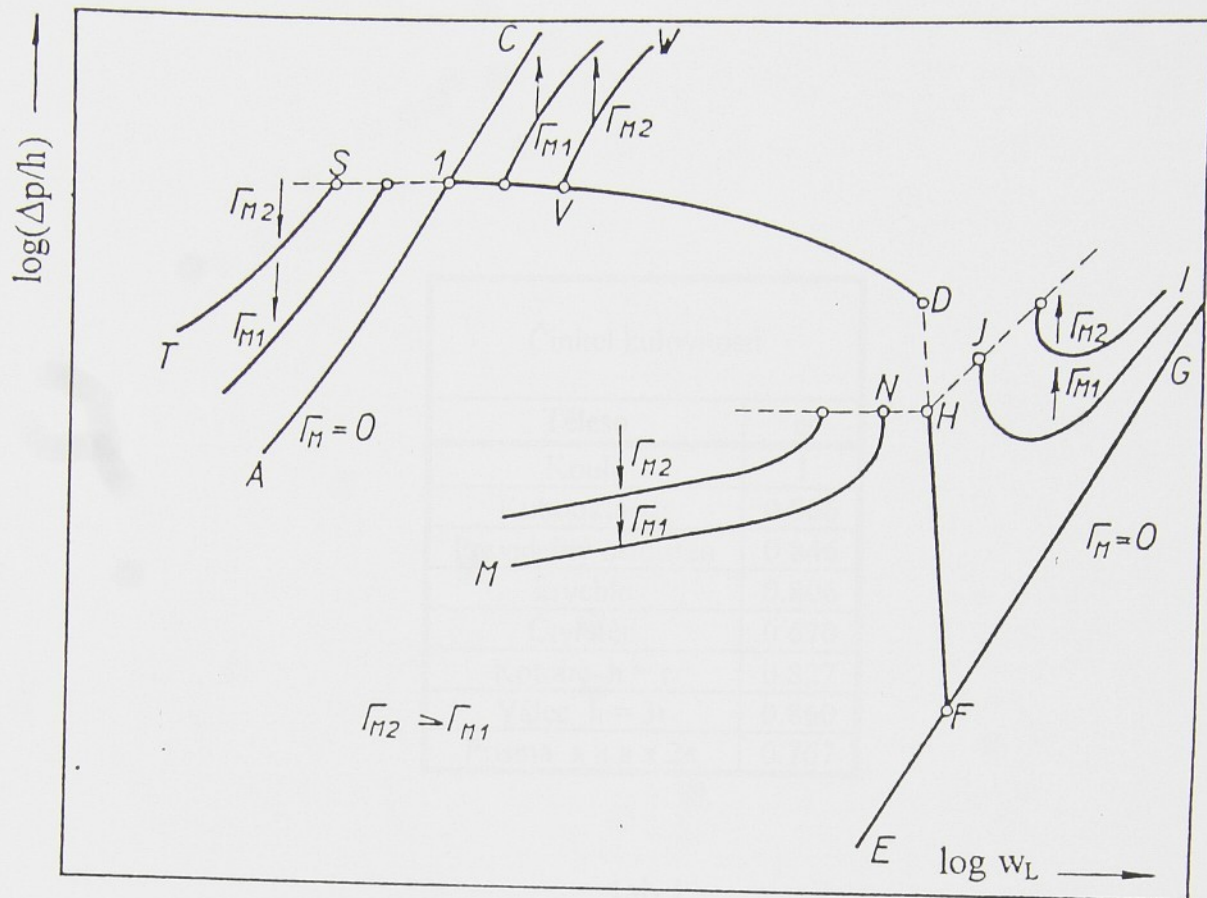
1. Nepřesností měřících zařízení.
2. Měřením ne daného fyzikálního jevu.
3. Měřením při neustáleném stavu fluidace.
4. Lidskému faktoru.

V poslední kap.6.2.4. je uveden výpočet součinitele přestupu tepla mezi částicí a plynem. Pro výpočet jsme museli použít některá zjednodušení, která jsou uvedena v dané kap. Z vypočtených hodnot je patrné, že výpočet součinitele přestupu tepla mezi částicí a plynem není zdaleka tak prostudován, aby bylo možné přesně určit danou hodnotu. Důvody značného rozpětí vypočtených hodnot lze shrnout do několika bodů:

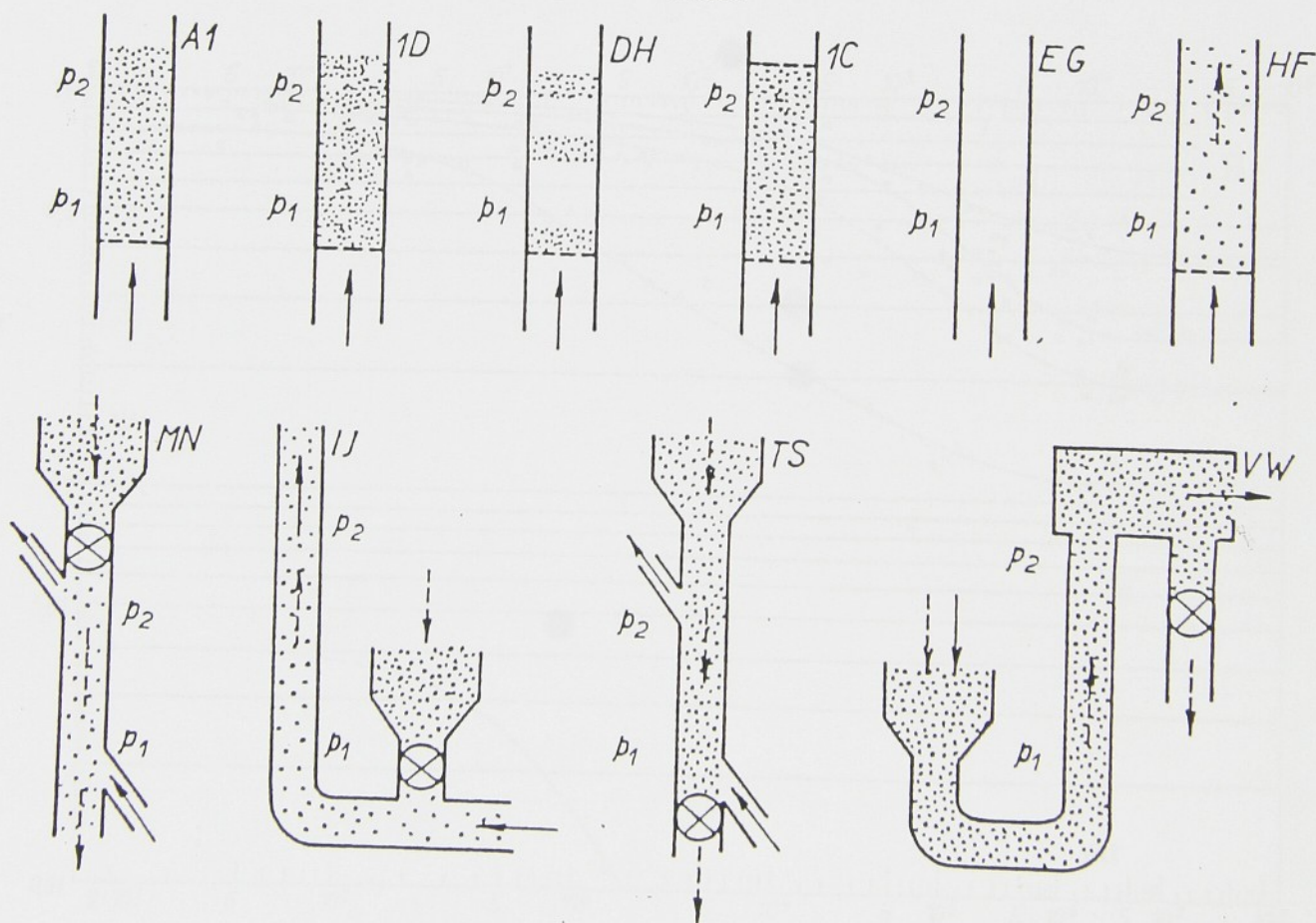
1. Kriteriační závislosti nevyjadřují mechanismus přestupu tepla mezi částicí a plynem.
2. Experimentální určování součinitele přestupu tepla mezi částicí a plynem bylo prováděno v různých fázích fluidní vrstvy.
3. Ve vztazích kde se vykytuje mezerovitost vrstvy ϵ , je velmi obtížné přesně stanovit tuto veličinu.
4. Přesnost experimentů byla v různých případech různá.

Závěrem bychom mohli říci, že souhrn teoretických poznatků od různých autorů, které jsou uvedeny v teoretické části vcelku odpovídají naměřeným hodnotám v experimentální části.

SEZNAM PŘÍLOH



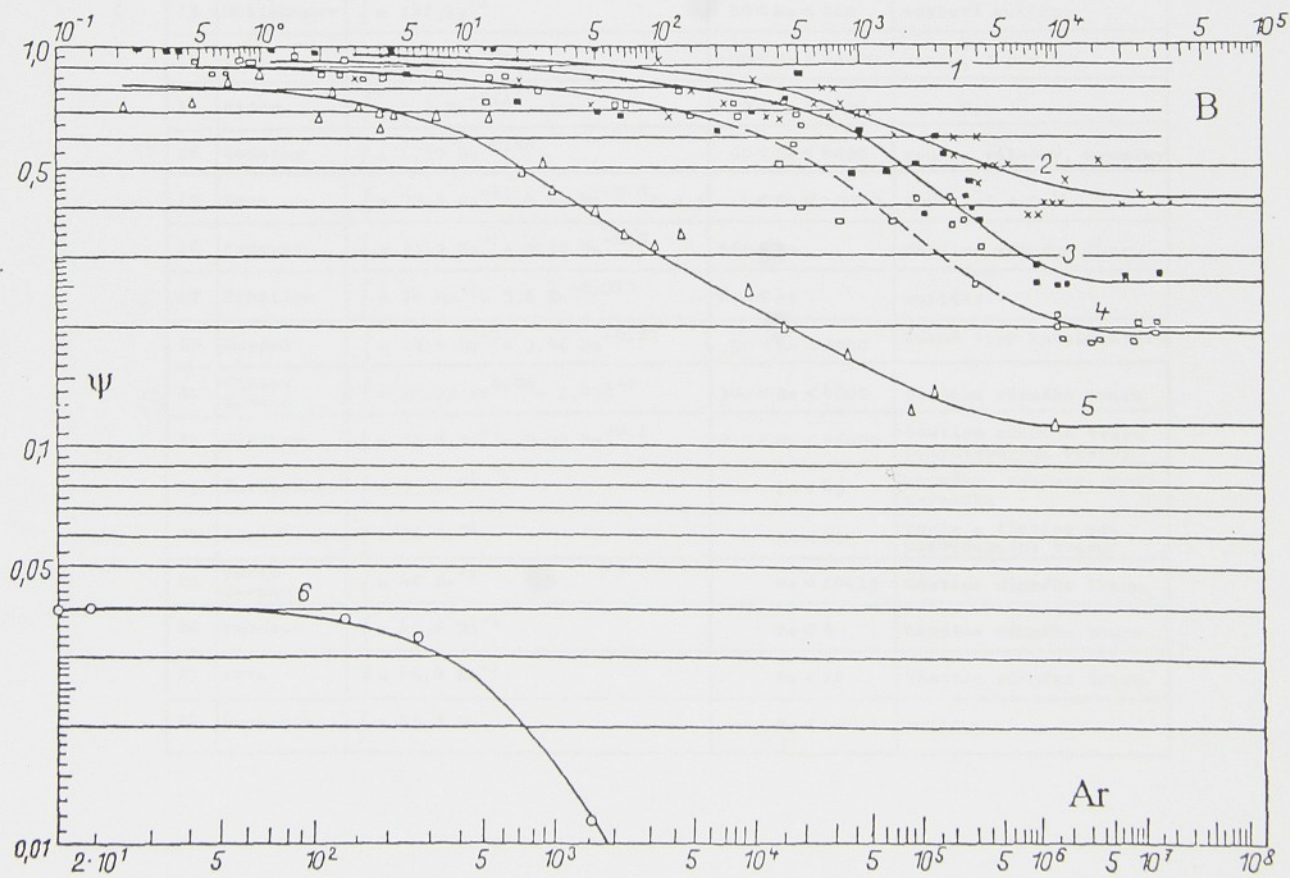
obr.1



obr.2

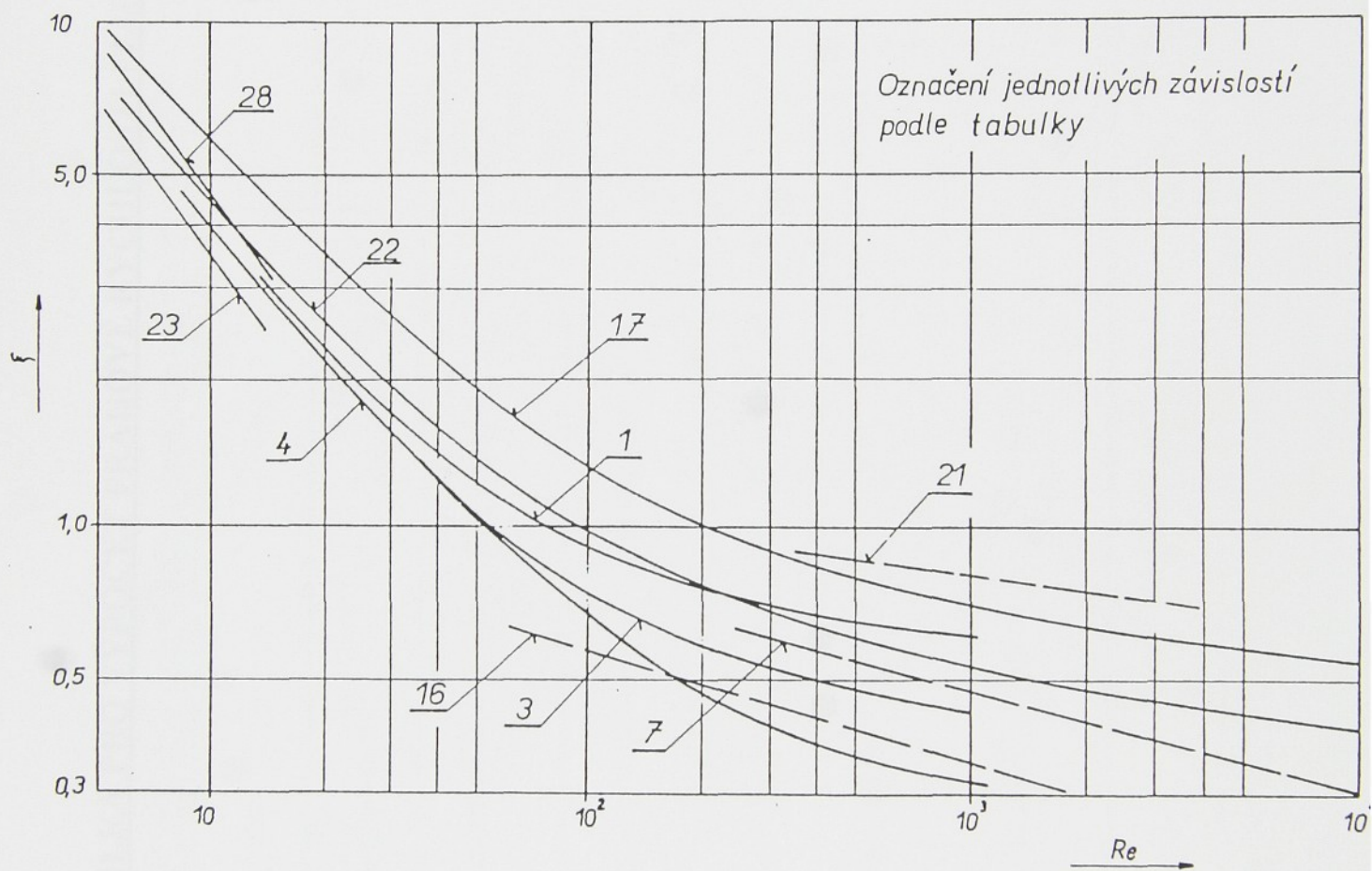
Činitel kulovitosti	
Těleso	ψ
Koule	1
Kubooktaedr	0.906
Pravidelný osmistěn	0.846
krychle	0.806
Čtyřstěn	0.670
Kotouč $h = r$	0.827
Válec $h = 3r$	0.860
Prisma $a \times a \times 2a$	0.767

tab.1



obr.1

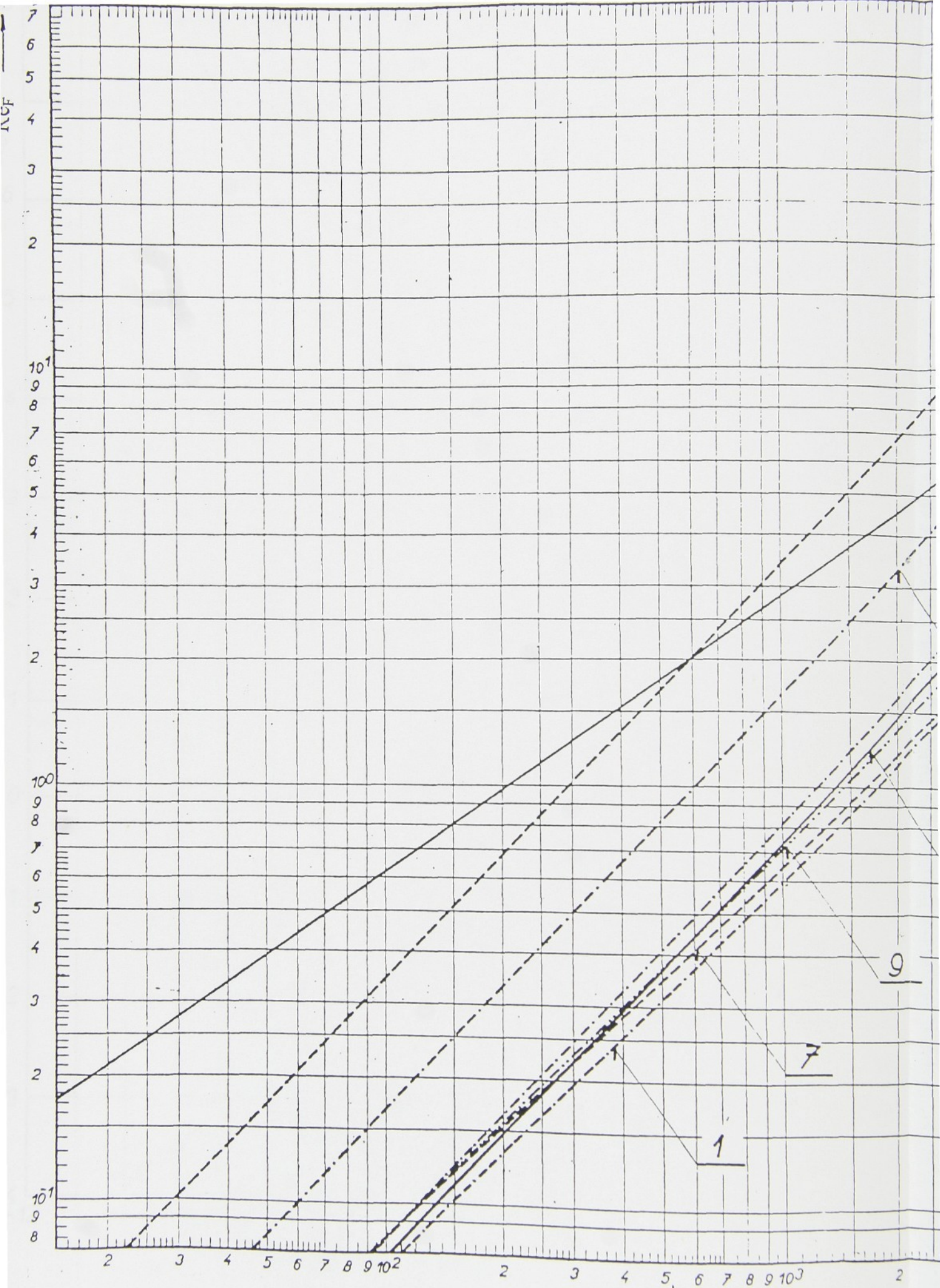
Čís.	Autor	Vztah pro součinitele hydraulických odporů	Rozsah platnosti	Charakteristika částic, doplňující poznámky
1	Ergun	$\xi = 33,3 \text{ Re}^{-1} + 0,583$	$1 < \text{Re} < 1000$	různý tvar částic
2	Aerov	$\xi = 36,3 \text{ Re}^{-1} + 0,4$	$2 < \text{Re} < 800$	koule, tablety, katalyzátor
3	Lebeděv	$\xi = 36 \text{ Re}^{-1} + 0,4$	$2 < \text{Re} < 1000$	částice pravidelného geometrického tvaru
4	Susskind Becker	$\xi = 37,1 \text{ Re}^{-1} + 0,28$	$1 < \text{Re} < 20000$	pravidelně uspořádané koule
5	Doering	$\xi = \frac{Z}{4} (\bar{O} + 64 \text{ Re}^{-1})$	$10 < \text{Re} < 10000$	částice různého tvaru $\bar{O} \pm 0,8 \pm 1,6$ $Z \pm 1,8 \pm 2,5$
6	Dul	$\xi = 36 \text{ Re}^{-1} + 0,29$	$100 < \text{Re} < 1300$	kuličky Al_2O_3
7	Baumeister Bonett	$\xi = 1,9 \text{ Re}^{-0,2}$	$220 < \text{Re} < 12000$	ocelové kuličky
8	Žavoronkov	$\xi = 2,22 \text{ Re}^{-0,2}$	$100 < \text{Re} < 5500$	koule, sedělka
9	Čuchanov	$\xi = 2,46 \text{ Re}^{-0,2}$	$15 < \text{Re}$	kuličky
10	Žavoronkov	$\xi = 4 \text{ Re}^{-0,2}$	$45 < \text{Re} < 5500$	kroužky
11	Barth	$\xi = 1,88 \text{ Re}^{-0,16}$	$300 < \text{Re}$	kuličky, karborundum
12	Mullakanov	$\xi = 3,23 \text{ Re}^{-0,25}$	$220 < \text{Re} < 3300$	ocelové kuličky
13	Mullakanov	$\xi = 142 \text{ Re}^{-1}$	$80 < \text{Re} < 220$	ocelové kuličky
14	Leva	$\xi = 1,18 \text{ Re}^{-0,1}$	$100 < \text{Re} < 22000$	koule, $C = 0,4$
15	Kling	$\xi = 1,7 \text{ Re}^{-0,16}$	$50 < \text{Re} < 6000$	$C = 0,4$
16	Sonntag	$\xi = 1,57 \text{ Re}^{-0,22}$	$60 < \text{Re} < 4000$	koule, válečky, kroužky
17	Rose	$\xi = 39,5 \text{ Re}^{-1} + 4,68 \text{ Re}^{-0,5} \pm 0,5$	$1 < \text{Re} < 10000$	koule, $C = 0,4$
18	Fedorov	$\xi = 35,5 \text{ Re}^{-1} + 0,82 \text{ Re}^{-0,8}$	$560 < \text{Re}$	částice různého tvaru
19	Schiller	$\xi = 24 \text{ Re}^{-1} + 3,6 \text{ Re}^{-0,313}$	$800 < \text{Re}$	kuličky
20	Happel	$\xi = 28,4 \text{ Re}^{-1} + 3,46 \text{ Re}^{-0,22}$	$50 < \text{Re} < 2000$	různé typy katalyzátoru
21	Glaser Thodos	$\xi = (1,93 \text{ Re}^{0,05} - 1,49)^{-1}$	$300 < \text{Re} < 4000$	částice různého tvaru
22	Jeschke	$\xi = 35,6 \text{ Re}^{-1} + 0,99 \text{ Re}^{-0,1}$	$0,5 < \text{Re} < 26000$	částice různého tvaru polydisperzní vrstvy
23	Žavoronkov	$\xi = 35 \text{ Re}^{-1}$	$\text{Re} < 45$	kroužky, tablety, kov, keramika
24	Aerov	$\xi = 36 \text{ Re}^{-1}$	$\text{Re} < 45$	koule a částice nepravidelného tvaru
25	Barth Carman	$\xi = 40 \text{ Re}^{-1}$	$\text{Re} < 10 \pm 15$	částice různého tvaru
26	Fedorov	$\xi = 40,6 \text{ Re}^{-1}$	$\text{Re} < 8$	částice různého tvaru
27	Leva	$\xi = 44,4 \text{ Re}^{-1}$	$\text{Re} < 10$	částice různého tvaru
28	Čuchanov	$\xi = 45,3 \text{ Re}^{-1}$	$\text{Re} < 10 \pm 15$	kuličky



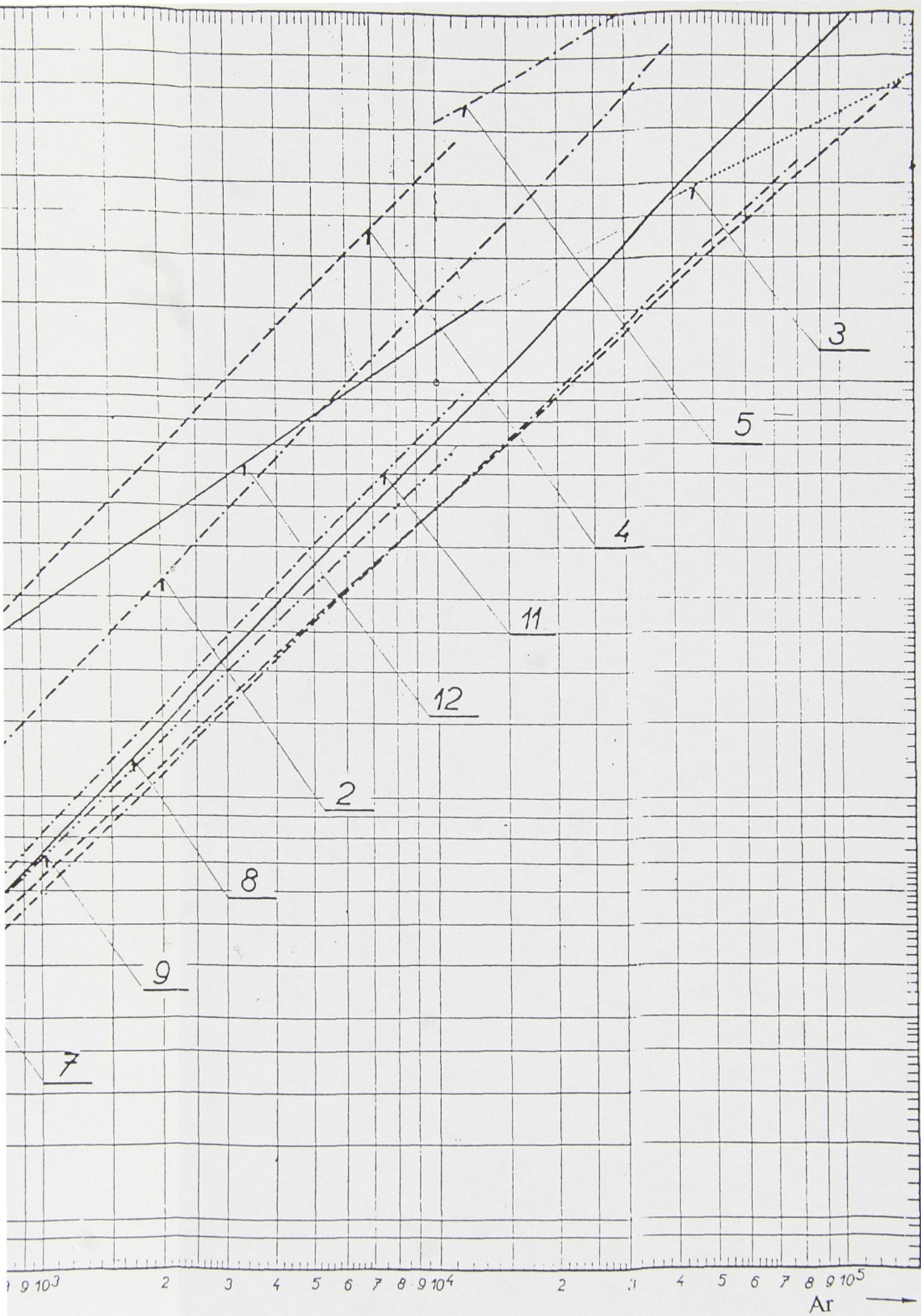
TABULKA PRO VÝPOČET PRAHOVÉ RYCHLOSTI FLUIDACE

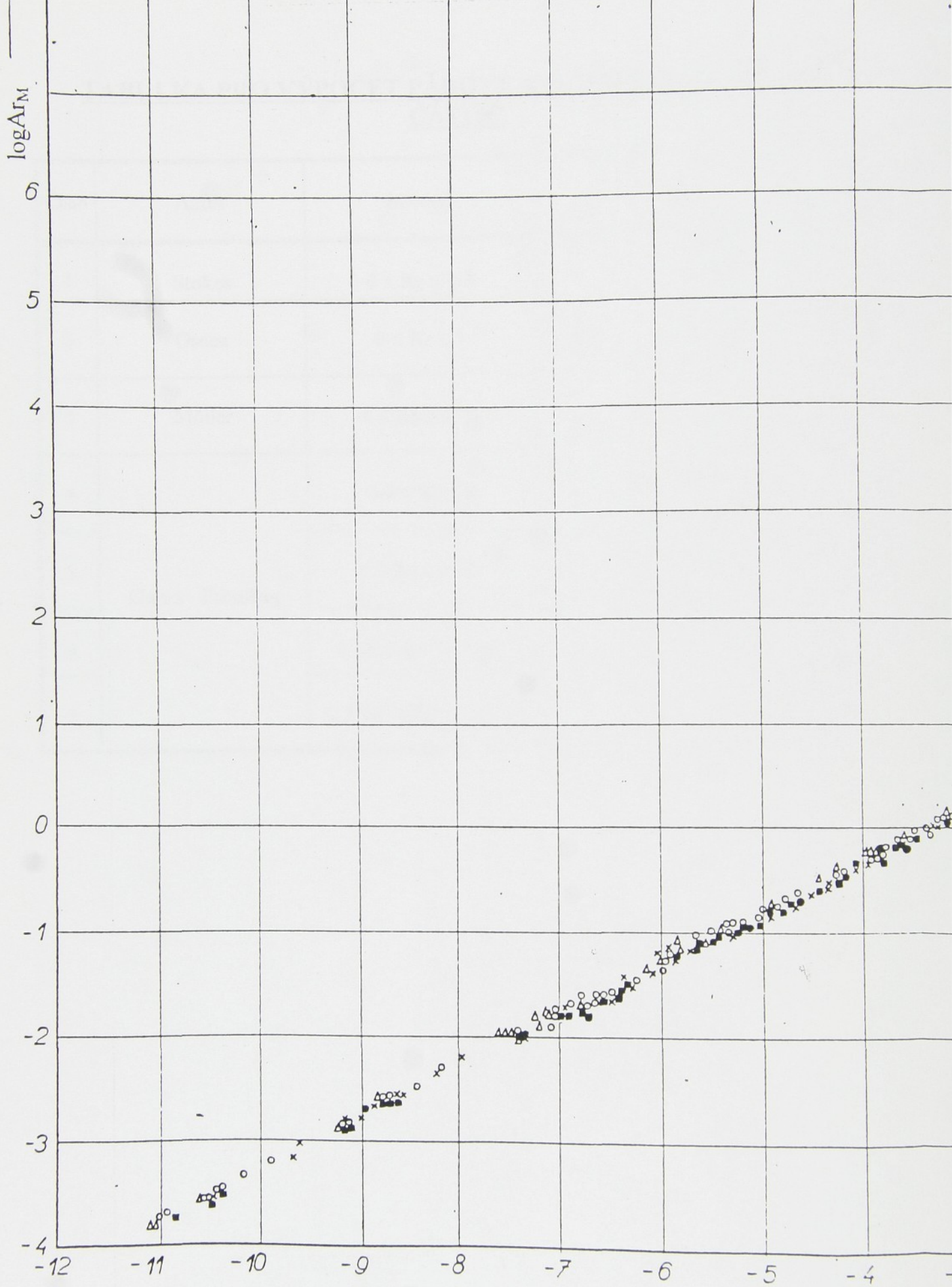
Číslo	Autor	Obor platnosti	Vzorec	Způsob odvození
1	V.D.Goroško R.Rozenbaum M.Todes	literatura neudává	$Re_F = \frac{Ar}{1400 + 5.22\sqrt{Ar}}$	
2	V.S.Aliev N.M.Indjukov M.I.Rystamov	literatura neudává	$Re_F = 0.00167Ar$	Tvar rovnice získán pomocí dimensionální analýzy zúčastněných veličin,hodnota konstant zjištěna pomocí experimentů s různými frakcemi koksu
3	I.Fedorov	$4.8 \cdot 10^4 \leq Ar \leq 6 \cdot 10^6$	$Re_F = 0.1105Ar^{0.52}$	Tvar rovnice získán dimensionální analýzou s uvážením zákonů obtékání jednotlivých částic, číselné konstanty zjištěny z experimentů s řadou různých materiálů
4	L.Akopjan A.G.Kasatkin	$Re \leq 35$	$Re_F = 0.009 \frac{\psi^2 \varepsilon_F^2}{1 - \varepsilon_F} Ar$	Teoretické , ze zákonů proudění v nehybné vrstvě
5		$70 \leq Re \leq 7000$	$Re_F = 0.376 \left(\frac{\psi^2 \varepsilon_F^2}{1 - \varepsilon_F} Ar \right)^{0.57}$	
6	J.Beránek D.Sokol	$0.3 \leq B_0 \leq 10^3$	$\frac{w_F}{v_g} = 0.022B_0^{0.2}$	Tvar rovnice získán pomocí podobnostní analýzy, jako integrál diferenciálních rovnic popisujících chování jednotlivé částice, číselné konstanty zjištěny z experimentů (bliže vysvětleno v kap.2.8.)
7	J.Beňa J.Havský E.Kasacký	$Ar \leq 10^5$	$Re_F = \frac{Ar}{1020 + 5.6\sqrt{Ar}}$	Tvar rovnice získán pomocí podobnostní analýzy s použitím vztahů pro proudění nehybnou vrstvou, číselné konstanty zjištěny z experimentů
8	C.van Herden A.P.Nobel D.van Krevelen	$Re \leq 5$	$Re_F = 0.00073Ar$	Teoretické, ze zákonů proudění v nehybné vrstvě, číselné konstanty zjištěné z experimentů
9	M.Leva	$Re \leq 5$	$Re_F = 0.00107Ar^{0.9412}$	Teoretické, ze zákonů proudění v nehybné vrstvě

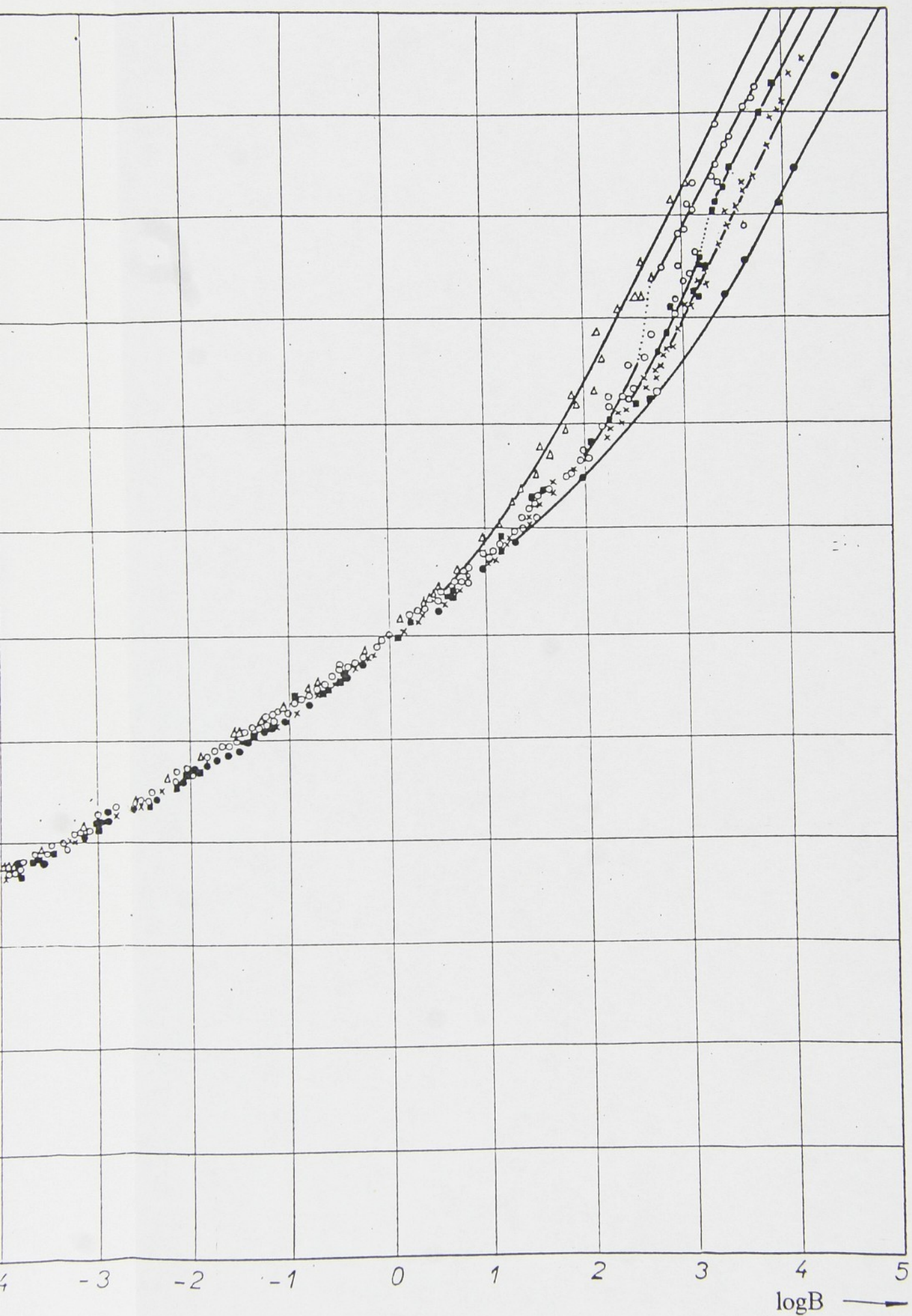
6	J.Beránek D.Sokol	$0.3 \leq B_0 \leq 10^3$	$\frac{w_F}{v_g} = 0.022 B_0^{0.2}$	Ivar rovnice získan pomocí podobnostní analýzy, jako integrál diferenciálních rovnic popisujících chování jednotlivé částice, číselné konstanty zjištěny z experimentů (bliže vysvětleno v kap.2.8.)
7	J.Beňa J.Havský E.Kasacký	$Ar \leq 10^5$	$Re_F = \frac{Ar}{1020 + 5.6\sqrt{Ar}}$	Tvar rovnice získán pomocí podobnostní analýzy s použitím vztahů pro proudění nehybnou vrstvou, číselné konstanty zjištěny z experimentů
8	C.van Herden A.P.Nobel D.van Krevelen	$Re \leq 5$	$Re_F = 0.00073 Ar$	Teoretické, ze zákonů proudění v nehybné vrstvě, číselné konstanty zjištěné z experimentů
9	M.Leva	$Re \leq 5$	$Re_F = 0.00107 Ar^{0.9412}$	Teoretické, ze zákonů proudění v nehybné vrstvě
10	C.O.Miller A.K.Logwinuk	neudán	$Re_F = 0.00125 Ar \left(\frac{\rho_L}{\rho_P - \rho_L} \right)^{0.1}$	
11	E.Johnson	$Re \leq 2$	$Re_F = \frac{1}{18} Ar \frac{\psi^2 \varepsilon_F^5}{1 + 0.5(1 - \varepsilon_F)}$	
12	Wicke	neudán	$Re_F = 0.14 Ar^{2/3} \varepsilon_F^2$	Teoretické, ze zákonů proudění v nehybné vrstvě



Příloha 6

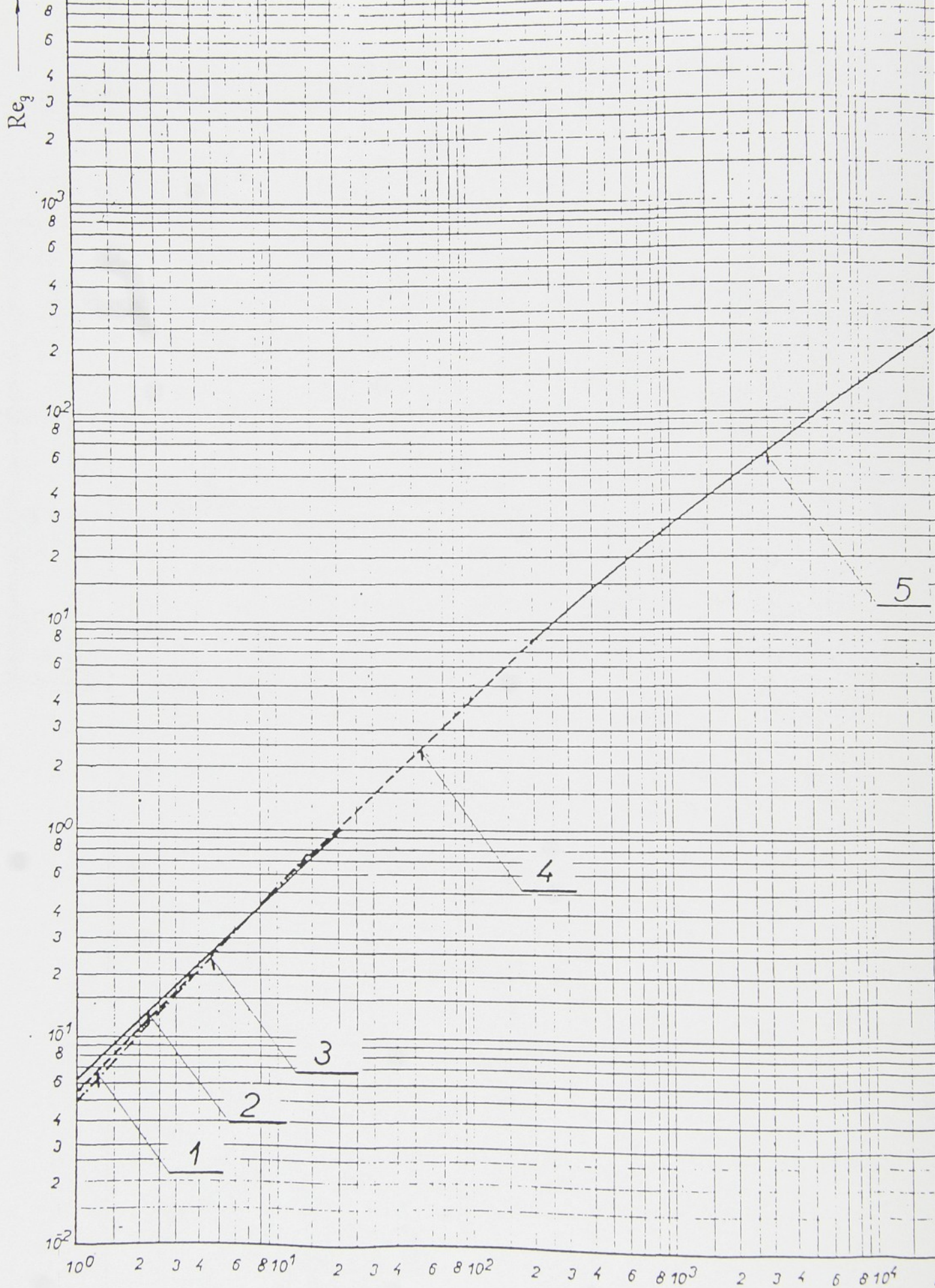


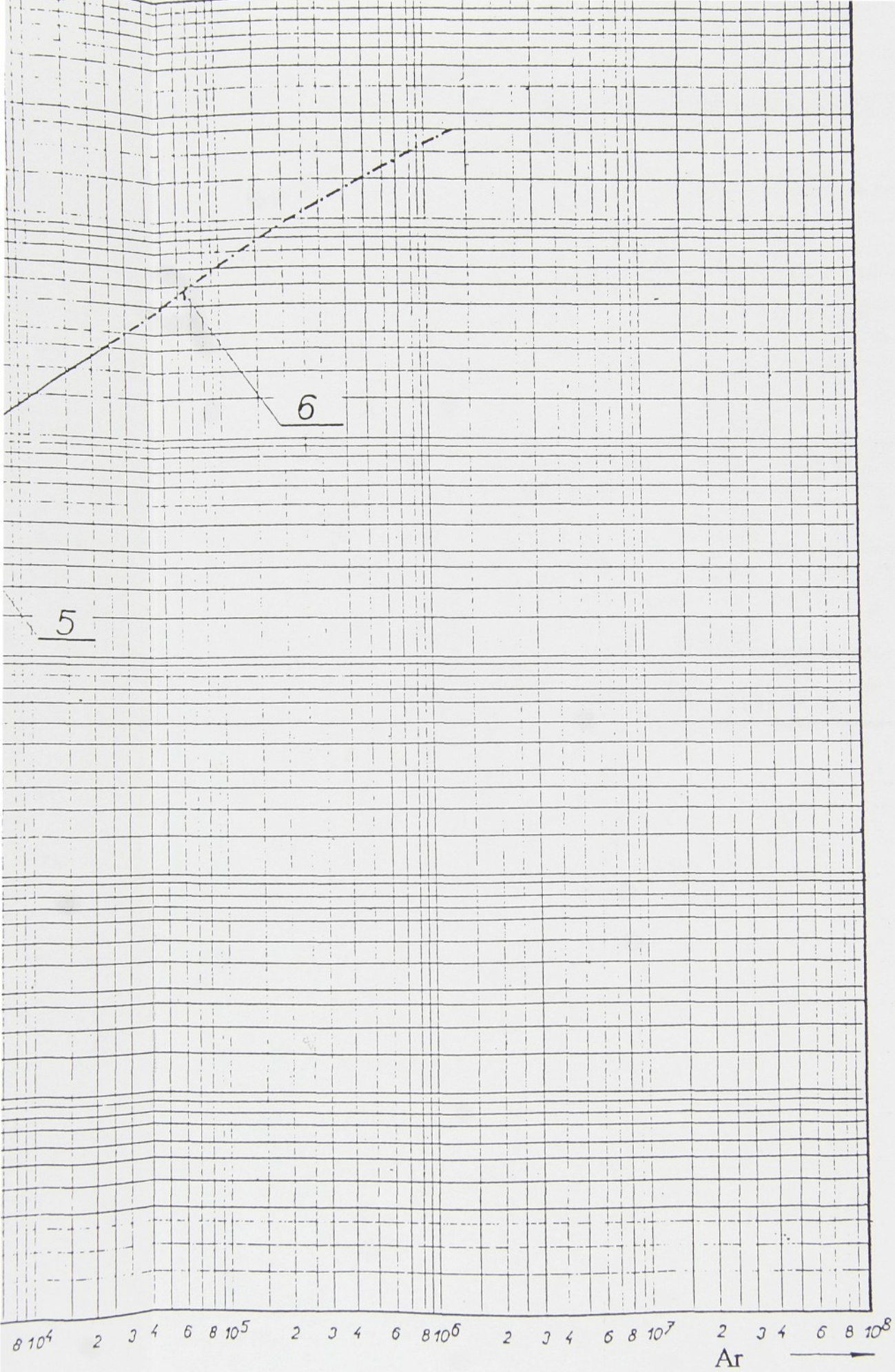




TABULKA PRO VÝPOČET PÁDOVÉ RYCHLOSTI KULOVÝCH ČÁSTIC

Číslo	Autor	Interval	Vzorec
1	Stokes	$0 \leq Re \leq 0.2$	$Re_g = \frac{Ar}{18}$
2	Oseen	$0 \leq Re \leq 1$	$Re_g = -2.66 + \sqrt{7.1 + 0.296Ar}$
3	Möller	$0 \leq Re \leq 0.75$	$Re_g = -3.6 + \sqrt{12.96 + 0.4Ar}$
4	Gumz - Frössling	$0.6 \leq Re \leq 8$	$\frac{1}{Re_g} = \frac{18}{Ar} + \frac{0.3362}{\sqrt[5]{Ar^2}}$
5		$8 \leq Re \leq 3 \cdot 10^2$	$\frac{1}{Re_g} = \frac{18}{Ar} + \frac{0.4743}{\sqrt{Ar}}$
6		$3 \cdot 10^2 \leq Re \leq 2.5 \cdot 10^3$	$\frac{1}{Re_g} = \frac{18}{Ar} + \frac{0.4583}{\sqrt{Ar}}$
7		$2.5 \cdot 10^3 \leq Re \leq 1.5 \cdot 10^5$	$Re_g = 1.76\sqrt{Ar}$



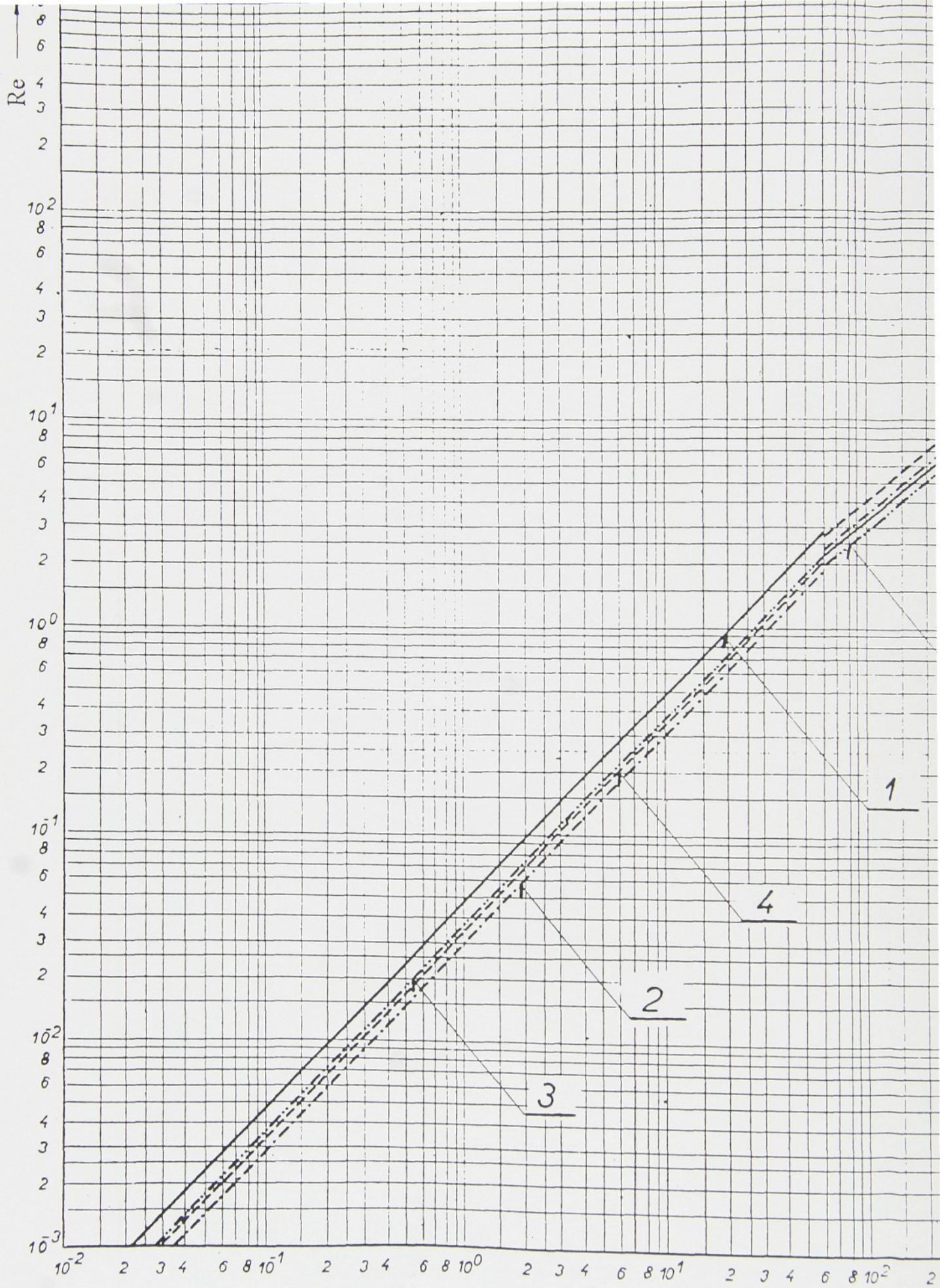


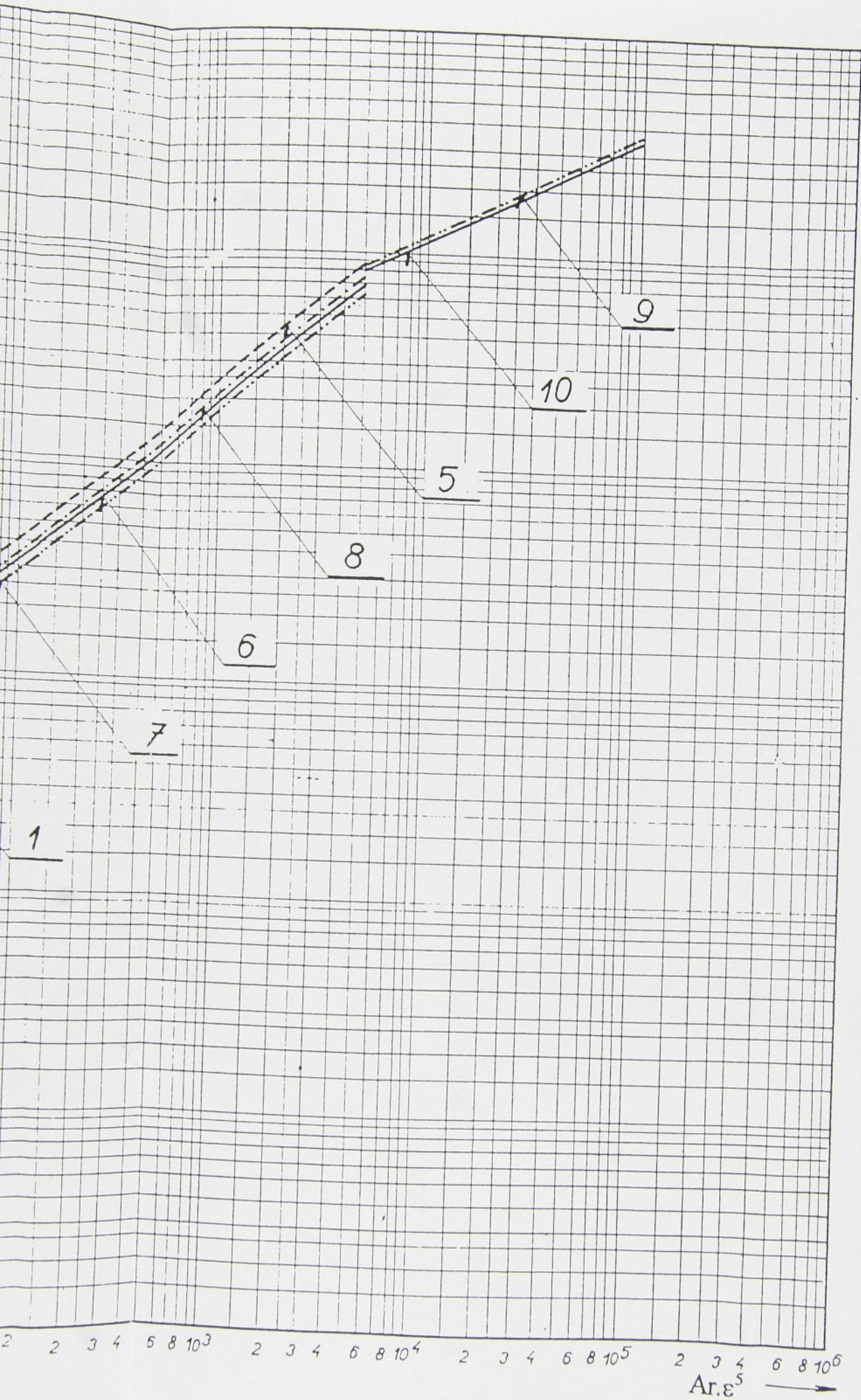
TABULKA PRO VÝPOČET PÁDOVÉ RYCHLOSTI NEKULOVÝCH ČÁSTIC

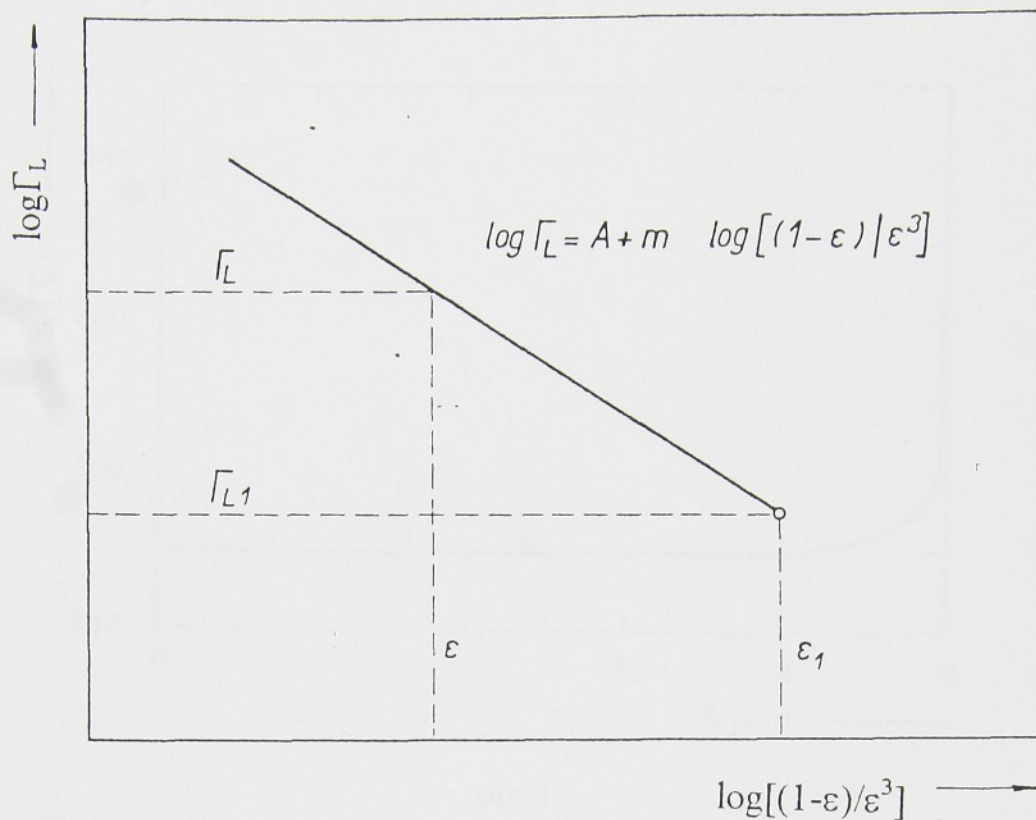
Číslo	Autor	Interval	Vzorec
1	Stokes	$0 \leq Re \leq 0.2$	$Re_g = 0.0468 \log \frac{\psi}{0.065} Ar$
2	Gumz - Frössling	$0.6 \leq Re \leq 8$	$\frac{1}{Re_g} = \frac{1}{Ar} \frac{2135}{\log \frac{\psi}{0.065}} + \sqrt{\frac{(0.81 - 0.769\psi)^2}{Ar^2}}$
3		$8 \leq Re \leq 3 \cdot 10^2$	$\frac{1}{Re_g} = \frac{1}{Ar} \frac{2135}{\log \frac{\psi}{0.065}} + \sqrt{\frac{(2.780 - 2.556\psi)}{Ar}}$
4		$3 \cdot 10^2 \leq Re \leq 2.5 \cdot 10^3$	$\frac{1}{Re_g} = \frac{1}{Ar} \frac{2135}{\log \frac{\psi}{0.065}} + \sqrt{\frac{(2.593 - 2.382\psi)}{Ar}}$
5		$2.5 \cdot 10^3 \leq Re \leq 1.5 \cdot 10^5$	$Re_g = \sqrt{\frac{1333}{5.31 - 4.88\psi}} Ar$

TABULKA PRO VÝPOČET EXPANZE ROVNOMĚRNÉ FLUIDNÍ VRSTVY

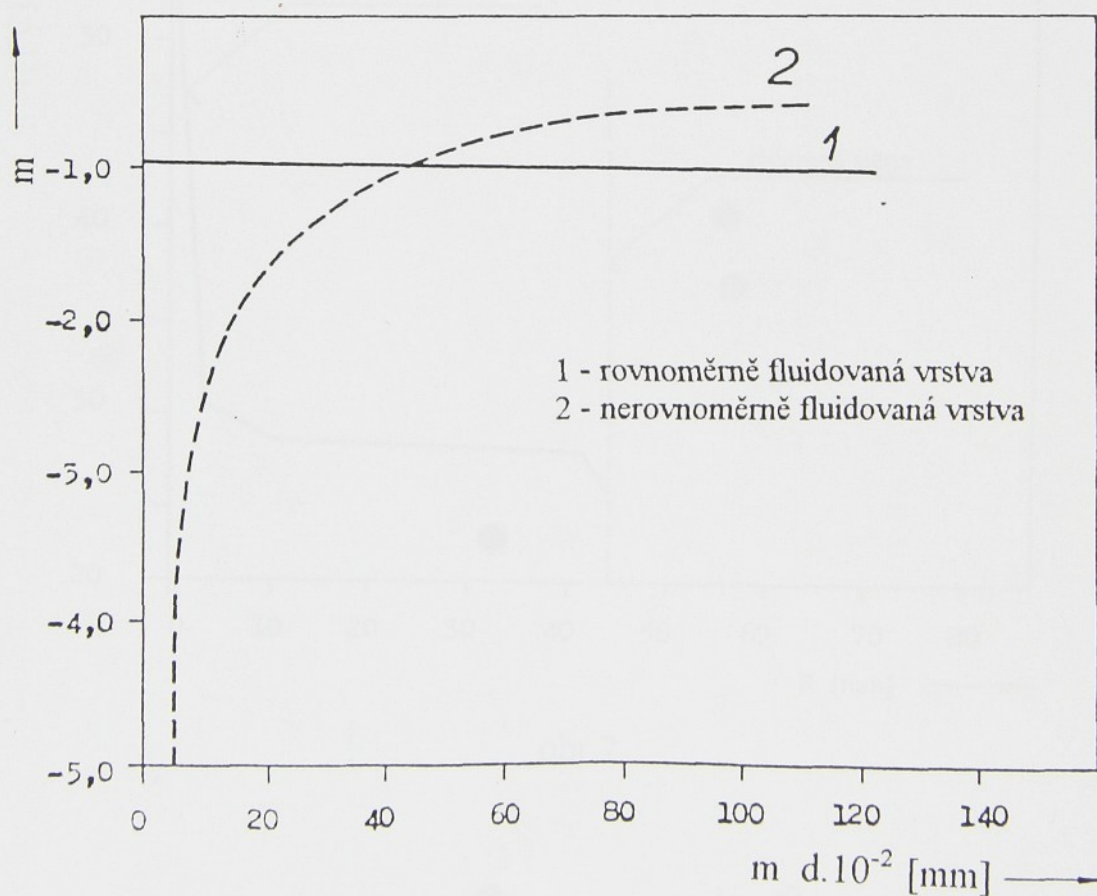
Číslo	Autor	Interval	Vzorec	Způsob odvození
1	L.N.Jerkova N.J.Smirnov	$Ar.\varepsilon^5 \leq 60$ kuličky	$Re = 0.0472Ar\varepsilon^5$	Tvar rovnice získán pomocí podobnostní analýzy, jako integrál diferenciálních rovnic popisujících expanzi fluidní vrstvy, číselné konstanty byly zjištěny z experimentů
2		$Ar.\varepsilon^5 \leq 60$ krychličky	$Re = 0.0292Ar\varepsilon^5$	
3		$Ar.\varepsilon^5 \leq 60$ válečky	$Re = 0.0336Ar\varepsilon^5$	
4		$Ar.\varepsilon^5 \leq 60$ nepravidelné částice	$Re = 0.0330Ar\varepsilon^5$	
5		$60 \leq Ar.\varepsilon^5 \leq 5000$ kuličky	$Re = 0.110(Ar.\varepsilon^5)^{0.78}$	
6		$60 \leq Ar.\varepsilon^5 \leq 5000$ krychličky	$Rc = 0.0881(Ar.\varepsilon^5)^{0.78}$	
7		$60 \leq Ar.\varepsilon^5 \leq 5000$ válečky	$Rc = 0.0800(Ar.\varepsilon^5)^{0.78}$	
8		$60 \leq Ar.\varepsilon^5 \leq 5000$ nepravidelné částice	$Rc = 0.0916(Ar.\varepsilon^5)^{0.78}$	
9		$Ar.\varepsilon^5 \geq 5000$ kuličky	$Re = 1.15(Ar.\varepsilon^5)^{0.5}$	
10		$Ar.\varepsilon^5 \geq 5000$ nepravidelné částice	$Re = 1.13(Ar.\varepsilon^5)^{0.5}$	
11	Richardson Zaki	$0.2 \leq Re \leq 1$ $1 \leq Re \leq 200$	$n = \left(4.35 + 17.5 \frac{d}{D}\right) Re^{-0.03}$ $n = \left(4.45 + 18 \frac{d}{D}\right) Re^{-0.1}$ $\frac{w_L}{v_g} = \varepsilon^n$	Tvar rovnice získán pomocí podobnostní analýzy z rovnic vyjadřujících dynamickou rovnováhu částic jako funkci hlavních parametrů fluidní vrstvy a vlastnosti zařízení, číselné konstanty byly získány experimentů
12		$200 \leq Re \leq 500$ $500 \leq Re$	$n = 4.45 Re^{-0.1}$ $n = 2.39$	
13	Lewis Bowerman	$Re \leq 2$	$Re = 0.0654Ar\varepsilon^{8.34}$	experimentální
14		$2 \leq Re \leq 500$	$Re = 0.14Ar^{0.71}\varepsilon^{2.94}$	
15		$Re \geq 500$	$Re = 1.263Ar^{0.5}\varepsilon^{2.33}$	
16	Leva	$Re \leq 0.2$	$\frac{w_L}{v_g} = 0.09 \frac{\varepsilon^3}{1-\varepsilon}$	Teoretické, současným řešením Stokesova vztahu pro pádovou rychlost a vztahu pro proudění kanálkovitého typu ve vrstvě
17		$Re \geq 0.2$	$\frac{w_L}{v_g} = f\left(\frac{\varepsilon^3}{1-\varepsilon}\right)$	



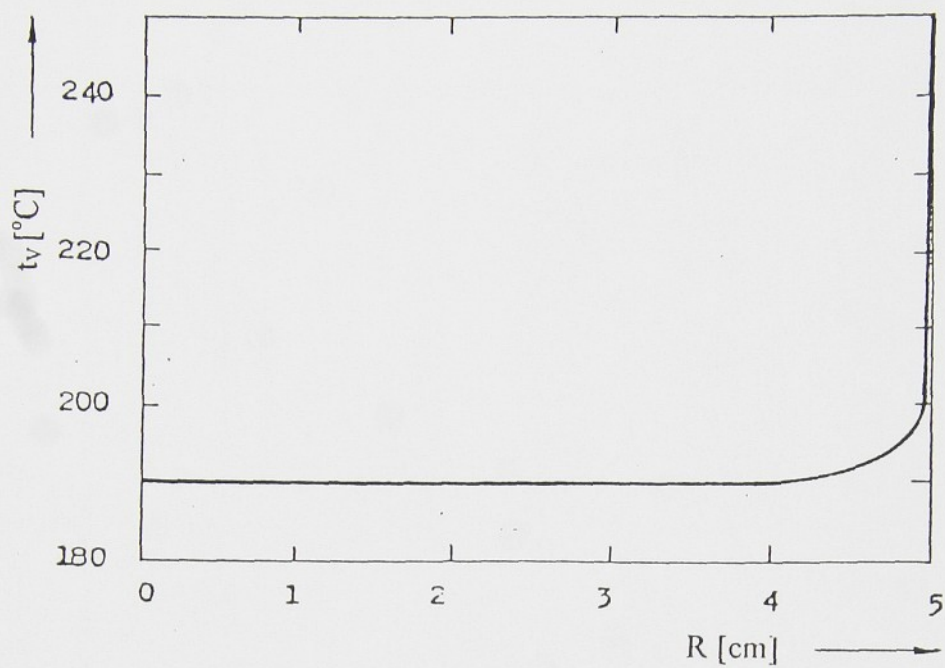




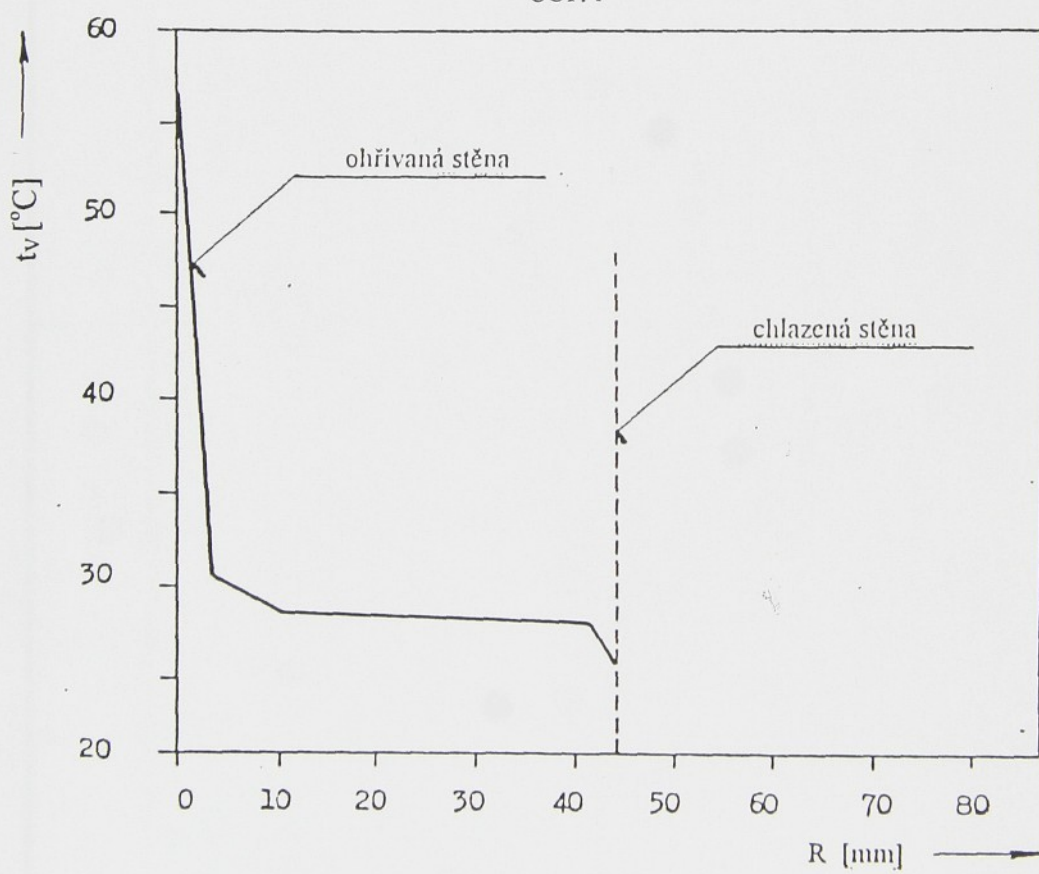
obr.1



obr.2



obr.1

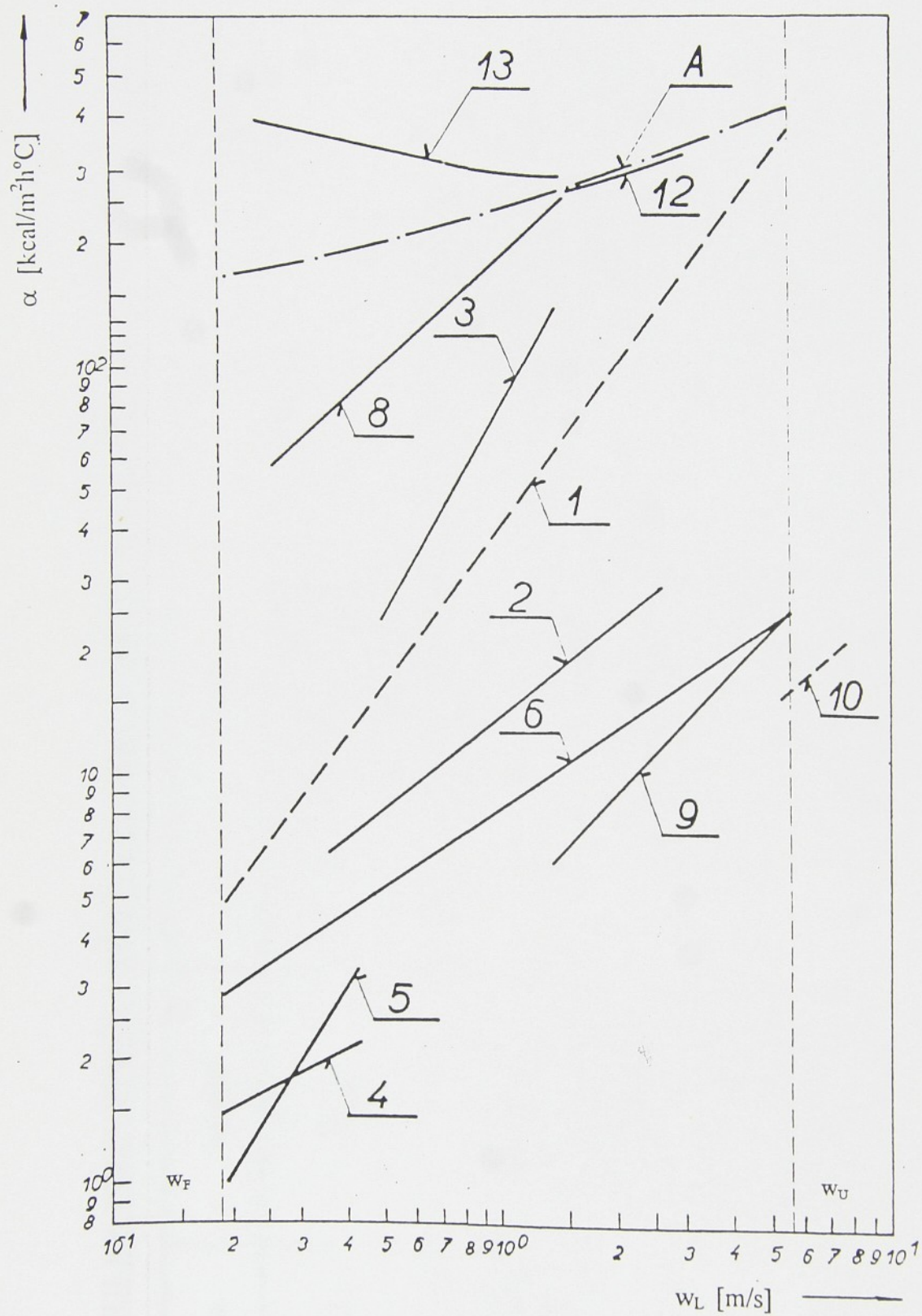


obr.2

TABULKA PRO VÝPOČET PŘESTUPU TEPLA MEZI ČÁSTICÍ A PLYNEM VE FLUIDNÍ VRSTVĚ

Číslo	Autor	Interval	Vzorec	Způsob odvození
1	Kettering Manderfield Smith	neudán	$Nu = 0.0135 Re^{13}$	Eperimentální
2	Heertjens Kibbins	$8 \leq Re \leq 60$	$\alpha = 1.31 Re^{0.76}$	Experimentální, odpařování vody z částic aluminátu a silikagelu
3	Walton Olson Levenspiel	$100 \leq Re^{1.7} \left(\frac{d}{D}\right)^{-0.2} \leq 2000$	$Nu = 0.0028 Re^{1.7} \left(\frac{d}{D}\right)^{-0.2}$	Experimentální, sušení silikagelu v úseku stálé rychlosti sušení
4	Šachova	$1.38 \leq Re \leq 9.55$	$Nu = 0.00353 \frac{Ar}{1400 + 5.22 \sqrt{Ar}} Re^{0.55}$	Experimentální, fluidní vrstva z částic křemičitého písku
5		$1.38 \leq Re \leq 9.55$ (Re/Re_F) = 2	$Nu = 0.0018 Re^{1.55}$	
6	Fedorov	$6.75 \cdot 10^3 \leq Ar \leq 7.5 \cdot 10^5$	$Nu = 0.0162 Ar^{0.246} Re^{0.65} \left(\frac{h_F}{d}\right)^{-0.34}$	Experimentální, fluidní vrstva z částic podmoskevského uhlí, karton, aktivní uhlí
7		$7.5 \cdot 10^5 \leq Ar \leq 6 \cdot 10^6$	$Nu = 0.03 Ar^{0.201} Re^{0.65} \left(\frac{h_F}{d}\right)^{-0.34}$	
8		$20 \leq Re \leq 500$	$Nu = 0.23 Re^{0.863}$	
9	Šarlovskaja	$30 \leq Re \leq 120$	$Nu = 0.01026 Ar^{0.176} Re \left(\frac{h_F}{d}\right)^{-0.45}$	Experimentální, fluidní vrstv z částic křemičitého písku, mramoru a kameniny
10		$120 \leq Re \leq 2500$	$Nu = 0.01586 Ar^{0.176} Re^{0.805} \left(\frac{h_F}{d}\right)^{-0.45}$	
11		$Re_M \leq 10$	$St = 18.3 Pr^{-2/3} Re_M^{-1} (1 - \varepsilon)^{0.2}$	

10		$120 \leq Re \leq 2500$		(d)	
11	Gamson	$Re_M \leq 10$		$St = 18.3 Pr^{-2/3} Re_M^{-1} (1 - \varepsilon)^{0.2}$	Experimentální, s použitím vlastních experimentů i experimentů převzatých z literatury
12		$Re_M \geq 100 \left(Re_M = \frac{w_L d}{\nu (1 - \varepsilon)} \right)$		$St = 1.57 Pr^{-2/3} Re_M^{0.41} (1 - \varepsilon)^{0.2}$	
13		$10 \leq Re_M \leq 100$		$St = Pr^{-2/3} f \left(\frac{Re_M}{(1 - \varepsilon)^{0.2}} \right)$	



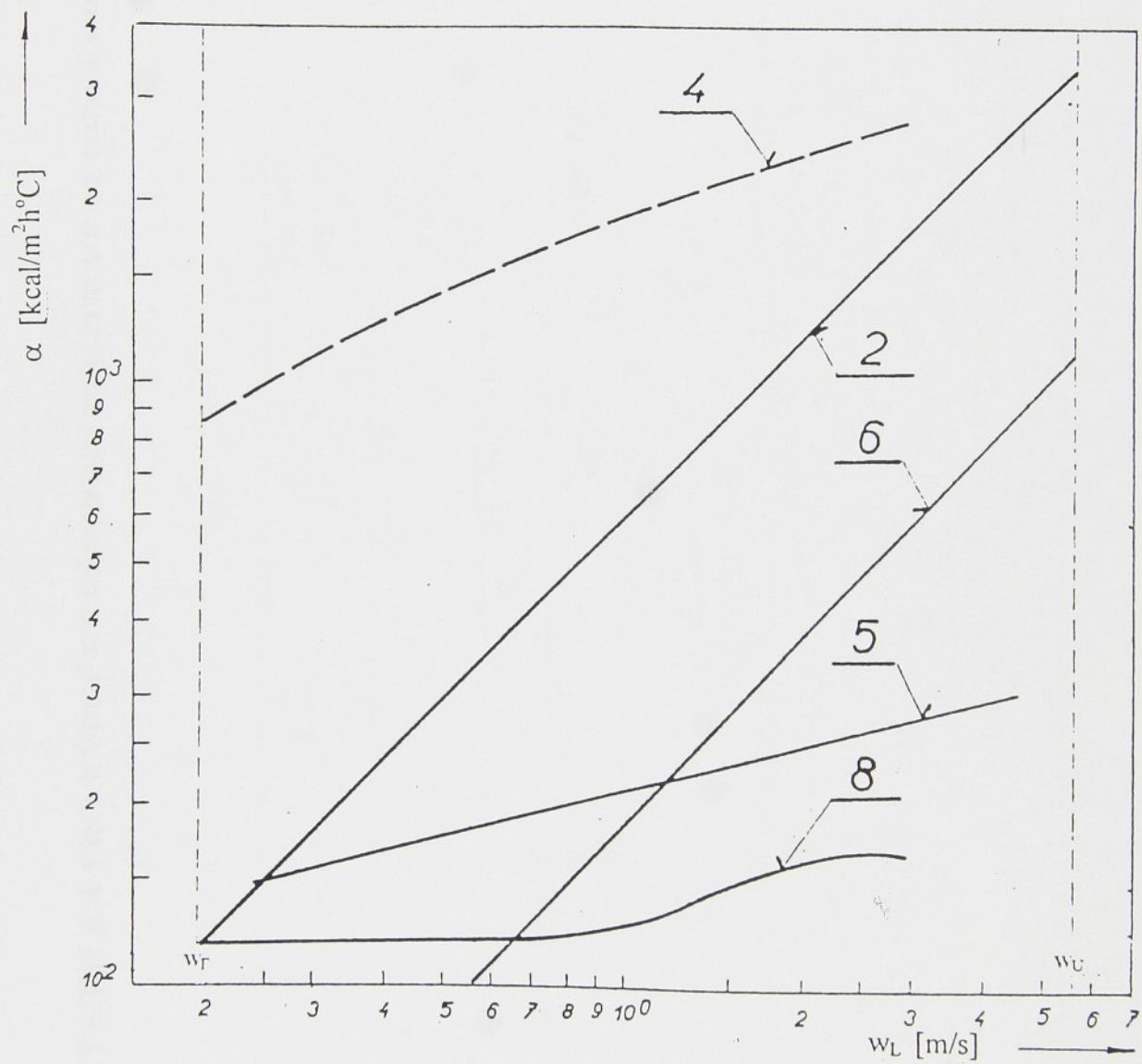
- 1) Pořadová čísla jednotlivých závislostí $\alpha = f(w_L)$ odpovídají pořadovým číslům příslušných vzorců v příloze 15
- 2) Výpočet závislostí $\alpha = f(w_L)$ byl proveden pro parametry:
 - Fluidační prostředí - vzduch
 - Střední teplota fluidačního prostředí - $t_L = 90\text{ °C}$
 - Materiál - křemičitý písek
 - Hustota - $\rho_P = 2640\text{ kg/m}^3$
 - Měrné teplo materiálu - $c_P = 0.19\text{ kcal/kg°C}$
 - Průměr částice - $d_{ef} = 0.5\text{ mm}$
 - Průměr kolony - $D = 60\text{ mm}$
 - Výška klidné fluidní vrstvy - $h = 150\text{ mm}$
- 3) Výpočet prahové rychlosti fluidace byl proveden podle vztahu č.9 příloha 5
- 4) Výpočet prahové rychlosti úletu byl proveden podle vztahu č.5 příloha 8
- 5) Výpočet expanse fluidní vrstvy byl proveden podle vztahu č.2-10 a grafů uvedených v příloze
- 6) Závislost 4 vyznačená čárkovaně v uvažovaném oboru hodnot použitých pro výpočet neplatí

TABULKA PRO VÝPOČET PŘESTUPU TEPLA MEZI VNĚJŠÍ STĚNOU A FLUIDNÍ VRSTVOU

Číslo	Autor	Interval	Vzorec	Způsob odvození
1	Lewa	neudán	$Nu = 0.64 Re \frac{\Gamma_L - \Gamma_{LE}}{\Gamma_L}$ $\Gamma_{LE} = \left[\frac{(1 - \varepsilon_F) \varepsilon^3}{(1 - \varepsilon) \varepsilon_F^3} \right] \Gamma_{LF}$	
2	Weintraub Gruzmer	$1.2 \leq \alpha \leq 390$ [kcal/m ² h°C]	$Nu = 0.5 Re$	Experimentální, vrstvy katalyzátoru a železného katalyzátoru fluidovými CO ₂ , H ₂ a vzduchem
3	Levenspiel Walton	$200 \leq Re \leq 1000$	$St = 0.6 Re^{-0.7}$	Experimentální, vrstvy skleněných kuliček, uhlí, katalyzátoru fluidované vzduchem
4	Dow Jakob	$200 \leq Re \leq 900$ $2.5 \leq D/d \leq 3$ $1000 \leq \left(\frac{\rho_P c_P}{\rho_L c_L} \right) \leq 3000$	$Nu = 0.55 \left(\frac{D}{H} \right)^{0.65} \left(\frac{D}{d} \right)^{0.17} \left[\frac{(1 - \varepsilon) \rho_P c_P}{\varepsilon \rho_L c_L} \right]^{0.25} Re^{0.8}$	Experimentální, vrstvy aerocatu, koksu a železných pilin fluidované vzduchem
5	Mickley Trilling	$25 \leq D \leq 100$ [mm] $0.07 \leq d \leq 0.45$ [mm] $0.24 \leq w_L \leq 4.5$ [m/s]	$\alpha = 0.0194 \left(\frac{\rho_P w_L \rho_L}{d^3} \right)^{0.263}$	Experimentální, vrstva skleněných částic fluidovaným vzduchem
6	Bartholomew Katz	$50 \leq \alpha \leq 320$ [kcal/m ² h°C]	$St = \left[\frac{1.56 + Pr(Re Ar^{-0.66} - 0.012)}{0.227 Pr^{0.66} Ar^{0.42}} \right]$	
7	Heerden Nobel	$1 \leq w_L/w_F \leq 30$	$St = Pr^{0.5} Ar_M^{0.45} \left(\frac{\rho_P}{\rho_L} \right)^{0.18} \left(\frac{c_P}{c_L} \right)^{0.36} 0.035 \left(\frac{w_L}{w_{LF}} - 1 \right)^{0.36}$	Experimentální, na základě obsáhlého vlastního a cizího experimentálního materiálu
8	Gamson	$2 \leq Re_M \leq 4000$	$St = 2.18 Re_M^{-0.72} Pr^{-2/3} (1 - \varepsilon)^{-0.3}$	Experimentální, s použitím vlastních i cizích experimentálních materiálů

TABULKA PRO VÝPOČET PŘESTUPU TEPLA MEZI VNĚJŠÍ STĚNOU A FLUIDNÍ VRSTVOU

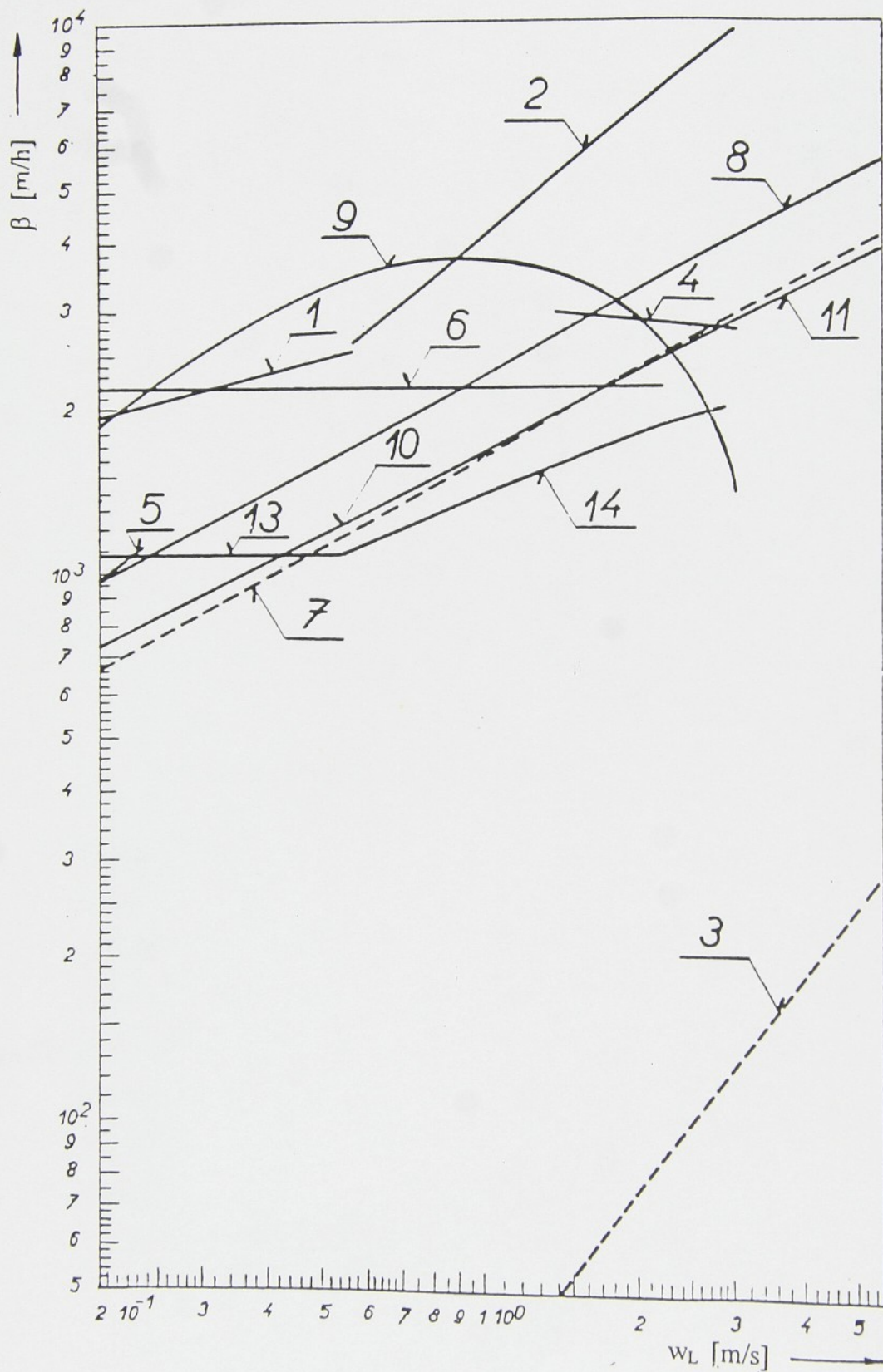
Číslo	Autor	Interval	Vzorec	Způsob odvození
1	Lewa	neudán	$Nu = 0.64 Re \frac{\Gamma_L - \Gamma_{LE}}{\Gamma_L}$ $\Gamma_{LE} = \left[\frac{(1 - \varepsilon_F) \varepsilon^3}{(1 - \varepsilon) \varepsilon_F^3} \right] \Gamma_{LF}$	
2	Weintraub Gruzmer	$1.2 \leq \alpha \leq 390$ [kcal/m ² h°C]	$Nu = 0.5 Re$	Experimentální, vrstvy katalyzátoru a železného katalyzátoru fluidov CO ₂ , H ₂ a vzduchem
3	Levenspiel Walton	$200 \leq Re \leq 1000$ $200 \leq Re \leq 900$ $2.5 \leq D/d \leq 3$	$St = 0.6 Re^{-0.7}$	Experimentální, vrstvy skleněných kuliček, uhlí, katalyzátoru fluidované vzduchem
4	Dow Jakob	$1000 \leq \left(\frac{\rho_P c_P}{\rho_L c_L} \right) \leq 3000$	$Nu = 0.55 \left(\frac{D}{H} \right)^{0.65} \left(\frac{D}{d} \right)^{0.17} \left[\frac{(1 - \varepsilon) \rho_P c_P}{\varepsilon \rho_L c_L} \right]^{0.25} Re^{0.8}$	Experimentální, vrstvy aerocatu, koksu a železných pilin fluidované vzduchem
5	Mickley Trilling	$25 \leq D \leq 100$ [mm] $0.07 \leq d \leq 0.45$ [mm] $0.24 \leq w_L \leq 4.5$ [m/s]	$\alpha = 0.0194 \left(\frac{\rho_P w_L \rho_L}{d^3} \right)^{0.263}$	Experimentální, vrstva skleněných částic fluidov vzduchem
6	Bartholomew Katz	$50 \leq \alpha \leq 320$ [kcal/m ² h°C]	$St = \left[\frac{1.56 + Pr (Re Ar^{-0.66} - 0.012)}{0.227 Pr^{0.66} Ar^{0.42}} \right]$	
7	Heerden Nobel	$1 \leq w_L/w_F \leq 30$	$St = Pr^{0.5} Ar_M^{0.45} \left(\frac{\rho_P}{\rho_L} \right)^{0.18} \left(\frac{c_P}{c_L} \right)^{0.36} 0.035 \left(\frac{w_L}{w_{LF}} - 1 \right)^{0.36}$	Experimentální, na základě obsáhleho vlastních cizího experimentálního materiálu
8	Gamson	$2 \leq Re_M \leq 4000$	$St = 2.18 Re_M^{-0.72} Pr^{-2/3} (1 - \varepsilon)^{-0.3}$	Experimentální, s použitím vlastních i experimentálních materiálů



TABULKA PRO VÝPOČET PŘENOSU HMOTY VE FLUIDNÍ VRSTVĚ

Číslo	Autor	Interval	Vzorec	Způsob odvození
1	Chu	$1 \leq Re_M \leq 30$	$j_\beta = 5.7 Re_M^{-0.78}$	Experimenty s nehybnou a fluidní vrstvou(naftalen-vzduch, voda-vzduch, naftol-voda, kyselina salycolová-benzen, isobutyl-alkohol-voda,kyselina siciinová-n-butyl alkohol, methyletyl-keton-voda , kyselinná sucinonová-voda)
2	Kalil Wetteroth	$30 \leq Re_M \leq 10000$	$j_\beta = 1.77 Re_M^{-0.44}$	
3	Kettring	neudán	$j_\beta = 0.0018 Re^{0.3} Sc^{-0.66}$	
4	Gamson	$Re_M \leq 10$	$j_\beta = 1.7 Re_M^{-1} (1 - \varepsilon)^{0.2}$	Experimenty s nehybnou a fluidní vrstvou,částice různých tvarů (kuličky, valečky, vločky,rashigovy kroužky)
5		$Re_M \geq 100$	$j_\beta = 1.46 Re_M^{0.41} (1 - \varepsilon)^{0.2}$	
6	Hobson Thodos	$Re_M \leq 50$	$j_\beta = 10 Re^{-1}$	Experimenty s nehybnou vrstvou porovitých kuliček , odpařování vody , n-butanolu, toulenu n-oktanu a dodekanu do vzduchu,Ne,CO ₂ ,H ₂
7		$Re_M \geq 150$	$j_\beta = 1.3 Re^{0.45}$	
8	Resnick White	$0.5 \leq Re_M \leq 500$	$j_\beta = Sc^{-0.57} f\left(\frac{Re}{Ar}\right)$	Experimenty s fluidní vrstvou granulovaného naftalenu do vzduchu,CO ₂ a H ₂
9	Evans Gerald	$1 \leq Re_M \leq 400$	$j_\beta = 5.02.10^{-12} d^{-2.6} Ar Re^{-0.67} (1 - \varepsilon)^{1.33}$	Experimenty s fluidní vrstvou,rozpouštění granulí kyseliny benzeové ve vodě
10	Cune	$Re_M \leq 120$	$j_\beta = 1.625 Re^{-0.507}$	Experimenty s nehybnou vrstvou , přenos naftolu do vody
11		$Re_M \geq 120$	$j_\beta = 0.687 Re^{-0.327}$	
		Re	$i = 1.72.110^{-7} Re^{-1} Sc^{-1/3} Ar^{0.96}$	

10	Cune	$Re_M \leq 120$	$j_\rho = 0.687 Re^{-0.327}$	Experimenty s nehybnou vrstvou , prenos naftolu do vody
11		$Re_M \geq 120$		
12	Romankov Lepilin	$N_F = \frac{Re}{Re_F} = 2$	$j_\rho = 1.72110^{-7} Re^{-1} Sc^{-1/3} Ar^{0.96}$	
13	Lykov	$1 \leq Re_M \leq 30$	$j_\rho = 5.7 Re^{-0.78} (1 - \varepsilon)^{0.78}$	
14		$30 \leq Re_M \leq 10000$	$j_\rho = 1.77 Re^{-0.44} (1 - \varepsilon)^{0.44}$	



- 1) Pořadová čísla jednotlivých závislostí $\beta = f(w_L)$ odpovídají pořadovým číslům příslušných vzorců v příloze 19.
- 2) Výpočet závislostí $\beta = f(w_L)$ byl proveden pro parametry:
 - Fluidační prostředí - vzduch
 - Střední teplota fluidačního prostředí - $t_L = 90\text{ }^{\circ}\text{C}$
 - Materiál - křemičitý písek
 - Hustota - $\rho_p = 2640\text{ kg/m}^3$
 - Průměr částice - $d_{ef} = 0.5\text{ mm}$
 - Průměr kolony - $D = 60\text{ mm}$
 - Výška klidné fluidní vrstvy - $h = 150\text{ mm}$
- 3) Výpočet prahové rychlosti fluidace byl proveden podle vztahu č.9 příloha 5
- 4) Výpočet prahové rychlosti úletu byl proveden podle vztahu č.5 příloha 8
- 5) Výpočet expanse fluidní vrstvy byl proveden podle vztahu č.2-10 a grafů uvedených v příloze
- 6) U závislostí vyznačených čárkovaně není uveden obor platnosti

sító 1

w_L [m/s]	$h/2$ [mmH ₂ O]	Δp [Pa]
1,82	0,00	0,00
3,92	1,00	19,58
7,04	2,00	39,17
10,12	3,00	58,75
14,00	6,00	117,51
15,60	8,00	156,68

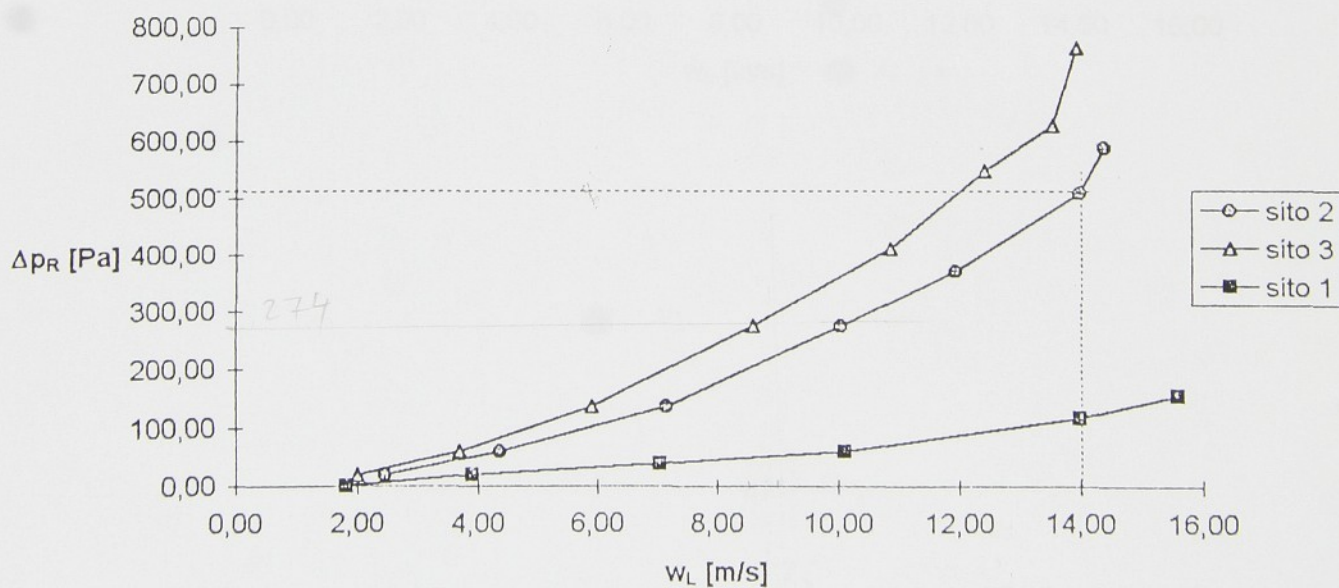
sító 2

w_L [m/s]	$h/2$ [mmH ₂ O]	Δp [Pa]
2,47	1,00	19,58
4,38	3,00	58,75
7,16	7,00	137,09
10,06	14,00	274,19
11,95	19,00	372,11
14,00	26,00	509,20
14,40	30,00	587,54

sító 3

w_L [m/s]	$h/2$ [mmH ₂ O]	Δp [Pa]
2,00	1,00	19,58
3,70	3,00	58,75
5,90	7,00	137,09
8,60	14,00	274,19
10,87	21,00	411,28
12,44	28,00	548,37
13,35	32,00	626,71
13,94	39,00	763,80

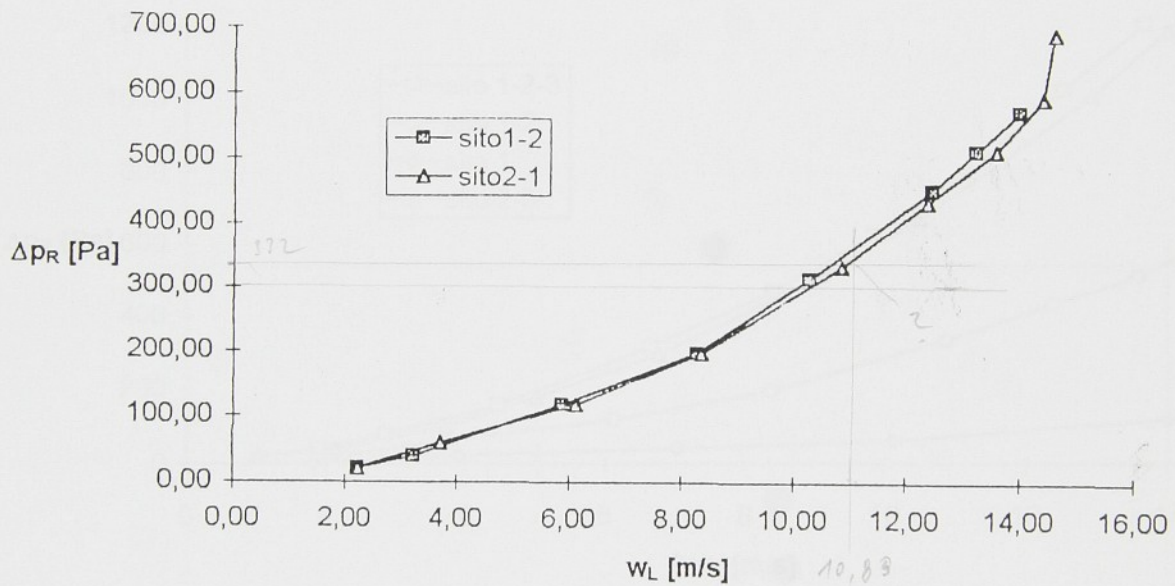
Porovnání tlakové ztráty roštu u jednotlivých sít



síta 1-2 a 2-1

Síta 1-2			Síta 2-1		
w_L [m/s]	$h/2$ [mmH ₂ O]	Δp [Pa]	w_L [m/s]	$h/2$ [mmH ₂ O]	Δp [Pa]
2,25	1,00	19,58	2,24	1,00	19,58
3,72	3,00	58,75	3,26	2,00	39,17
6,13	6,00	117,51	5,90	6,00	117,51
8,38	10,00	195,85	8,30	10,00	195,85
10,88	17,00	332,94	10,30	16,00	313,35
12,40	22,00	430,86	12,48	23,00	450,45
13,60	26,00	509,20	13,24	26,00	509,20
14,42	30,00	587,54	14,00	29,00	567,96
14,62	35,00	685,46			

Porovnání tlakové ztráty roštu v prázdného zařízení - Síta 1-2 a 2-1



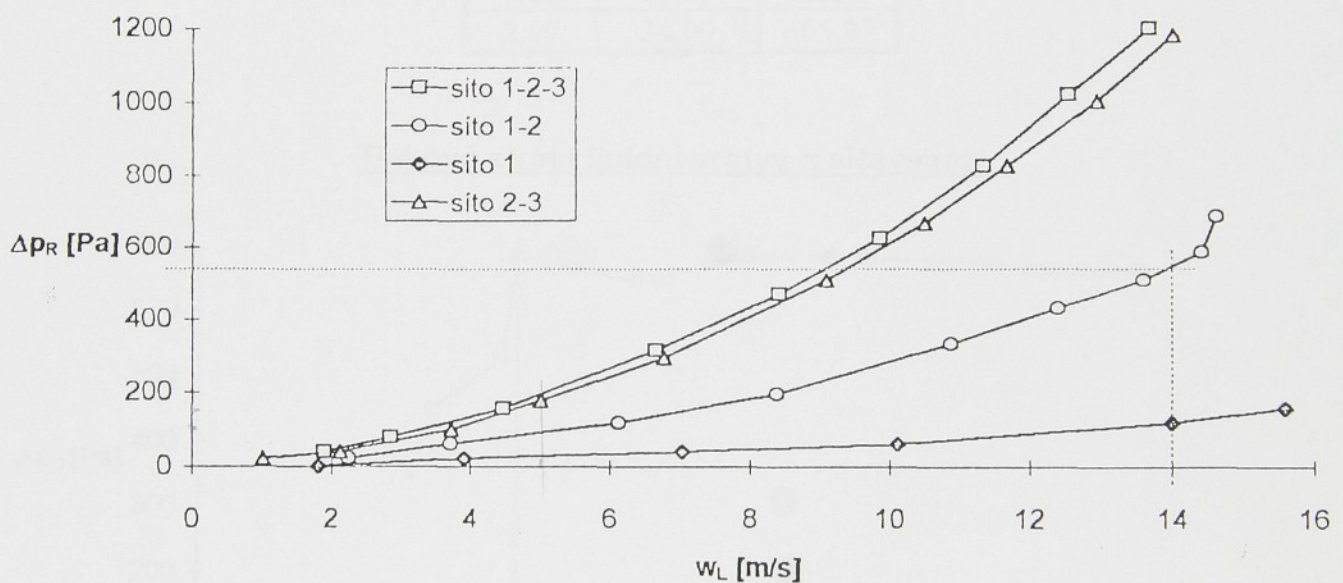
síta 2-3

w_L [m/s]	$h/2$ [mmH ₂ O]	Δp [Pa]
1,02	1,00	19,58
2,13	2,00	39,17
3,74	5,00	97,92
5,02	9,00	176,26
6,78	15,00	293,77
9,10	26,00	509,20
10,50	34,00	665,88
11,68	42,00	822,56
12,94	51,00	998,82
14,00	60,00	1175,08

síta 1-2-3

w_L [m/s]	$h/2$ [mmH ₂ O]	Δp [Pa]
1,9	2	39,16936
2,86	4	78,33873
4,48	8	156,6774
6,66	16	313,3549
8,42	24	470,0324
9,86	32	626,7098

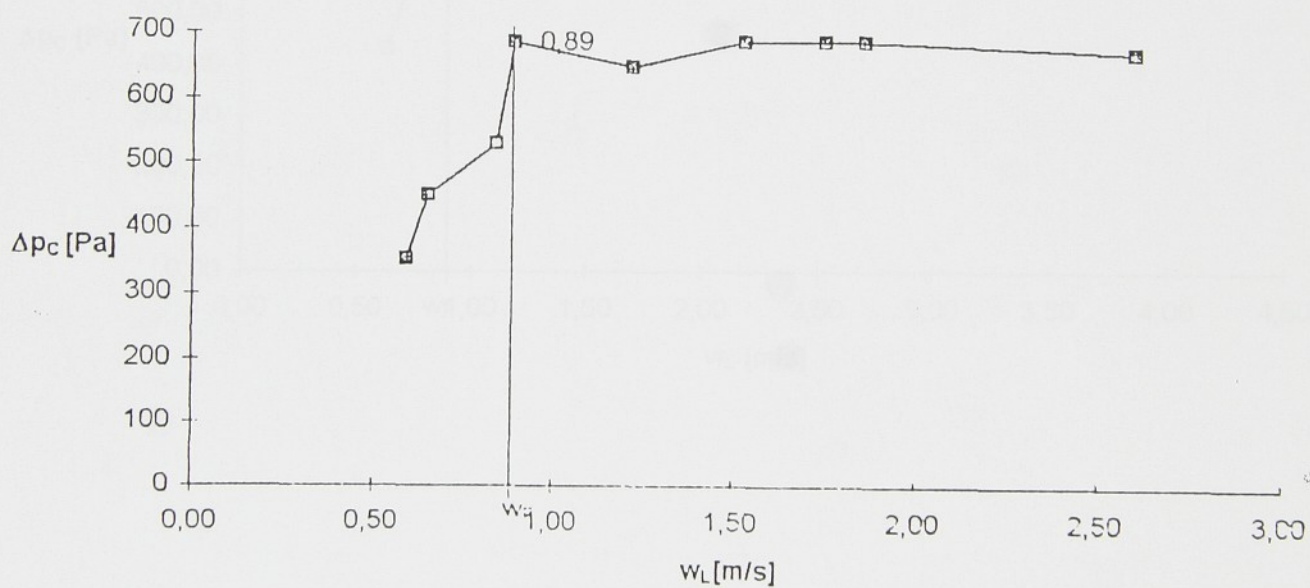
Porovnání tlakové ztráty roštu u spojených sít



materiál 1

w_L [m/s]	$h/2$ [mmH ₂ O]	Δp [Pa]
0,59	18,00	352,52
0,65	23,00	450,44
0,84	27,00	528,78
0,89	35,00	685,46
1,22	33,00	646,29
1,53	35,00	685,46
1,75	35,00	685,46
1,86	35,00	685,46
2,60	34,00	665,87

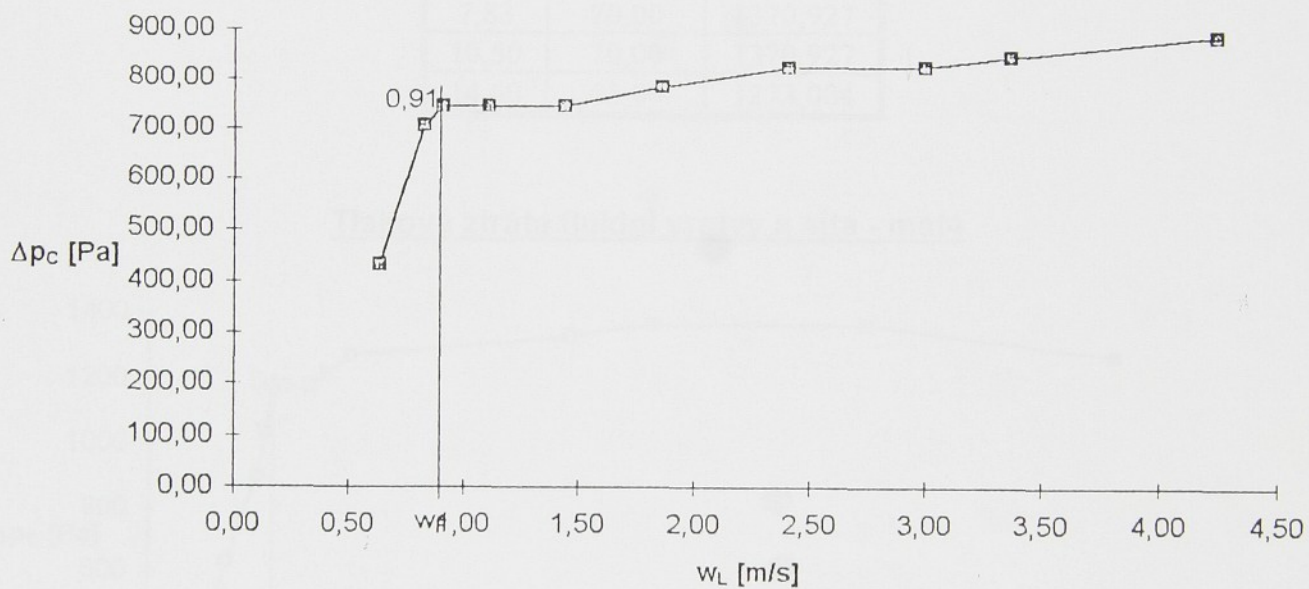
Tlaková ztráta fluidní vrstvy a síta - mat1



materiál 2

w_L [m/s]	$h/2$ [mmH ₂ O]	Δp [Pa]
0,64	22,00	430,86
0,83	36,00	705,05
0,91	38,00	744,22
1,11	38,00	744,22
1,44	38,00	744,22
1,86	40,00	783,39
2,41	42,00	822,56
3,00	42,00	822,56
3,37	43,00	842,14
4,24	45,00	881,31

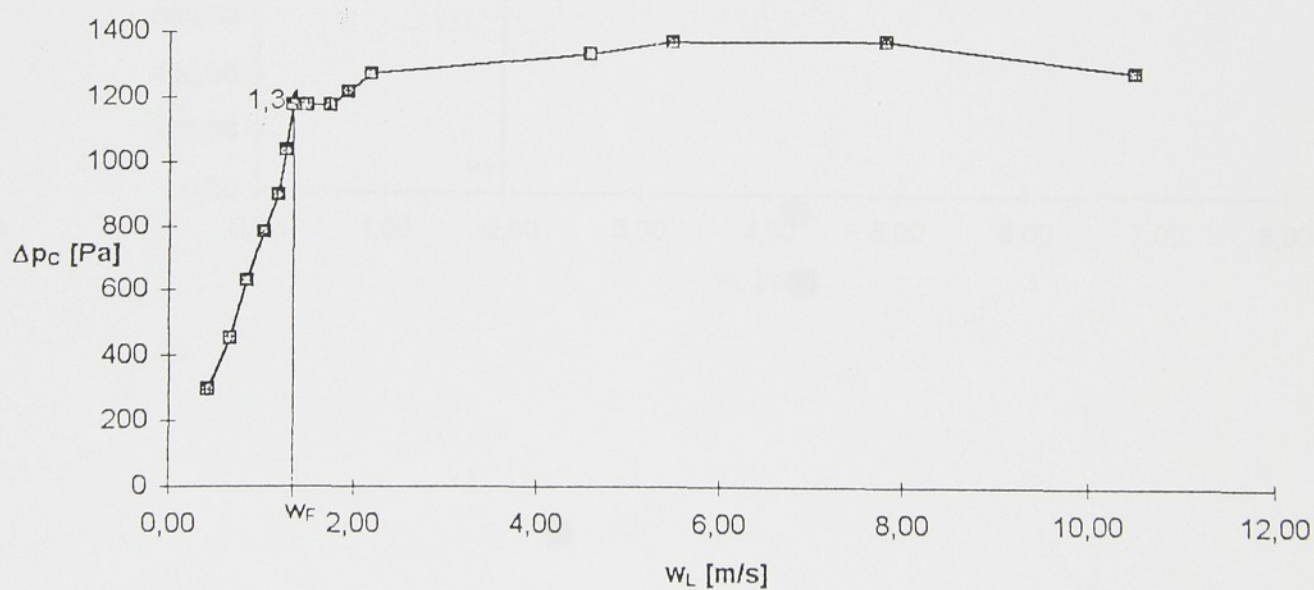
Tlaková ztráta fluidní vrstvy a síta - mat2



materiál 4

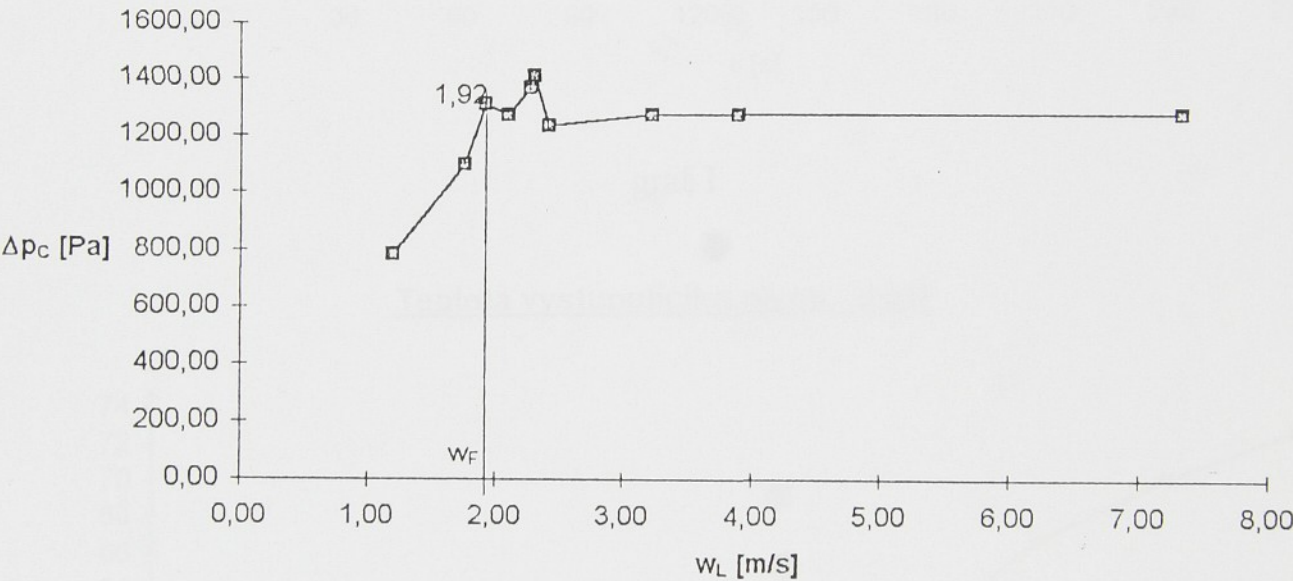
w_L [m/s]	$h/2$ [mmH ₂ O]	Δp [Pa]
0,42	2,00	39,16936
0,66	15,00	293,7702
0,85	23,00	450,4477
1,02	32,00	626,7098
1,18	40,00	783,3873
1,27	46,00	900,8954
1,34	53,00	1037,988
1,50	60,00	1175,081
1,75	60,00	1175,081
1,94	60,00	1175,081
2,20	62,00	1214,250
4,60	65,00	1273,004
5,50	68,00	1331,758
7,83	70,00	1370,927
10,50	70,00	1370,927
14,60	65,00	1273,004

Tlaková ztráta fluidní vrstvy a síta - mat4

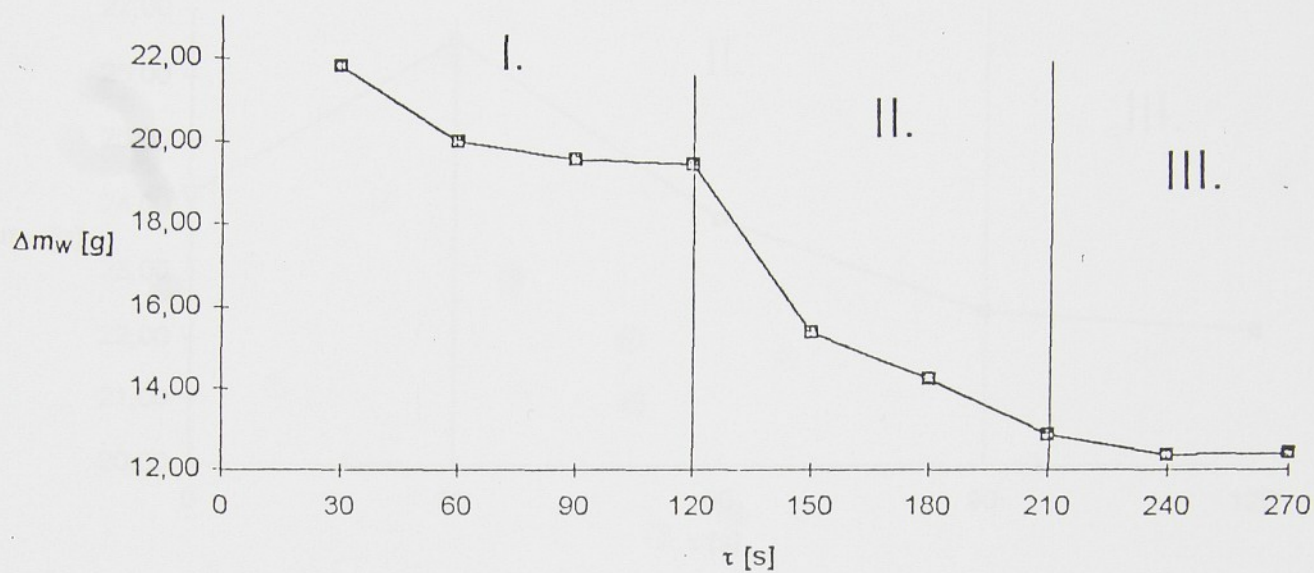


w_L [m/s]	$h/2$ [mmH ₂ O]	Δp [Pa]
1,20	20,00	391,69
1,76	40,00	783,39
1,92	56,00	1096,74
2,10	67,00	1312,17
2,27	65,00	1273,00
2,31	70,00	1370,93
2,42	72,00	1410,10
3,23	63,00	1233,84
3,90	65,00	1273,00
7,34	65,00	1273,00
8,80	65,00	1273,00

Tlaková ztráta fluidní vrstvy a síta - mat6

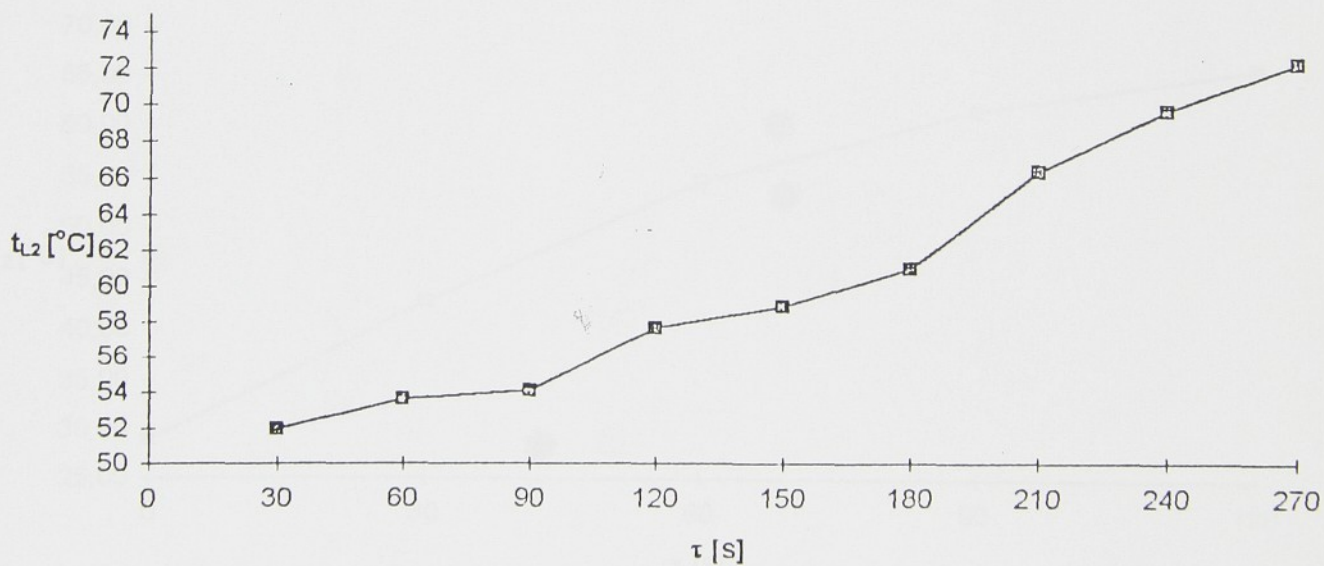


Křivka sušení - mat1



graf 1

Teplota vystupujícího plynu - mat1



graf 2

PODĚKOVÁNÍ

Děkuji na závěr vedoucímu své diplomové práce panu doc.ing. Josefu Olehlovi CSc. za jeho cenné rady, připomínky a významnou pomoc při získávání podkladů pro moji diplomovou práci.

Moje poděkování patří také panu ing. Eduardovi Rindtovi a panu Janu Doubkovi za ochotu a pomoc při měření.

Děkuji také všem učitelům a pracovníkům Katedry termomechaniky a Katedry energetických zařízení za jejich péči a úsilí, kterou nám věnovali v průběhu našeho studia .

SEZNAM POUŽITÉ LITERATURY

- Lit. 1. Vaněček, Markvart, Drbohlav - Fluidní sušení, SNTL Praha 1963
- 2. Beránek, Sokol - Fluidní technika, SNTL Praha 1961
- 3. Valchař, Choc, Tůma, Kolář - Sušení v chemickém průmyslu, SNTL Praha 1967
- 4. Chyský - Vlhký vzduch, SNTL Praha 1977
- 5. Míka - Základy chemického inženýrství, SNTL Praha 1981
- 6. Beňa, Ilavský - Chemické zvesti, 12, str. 877 (1967)
- 7. Beňa, Ilavský - Chemické zvesti, 6, str. 401 (1967)
- 8. Holger - Chem. Eng. Proces, 18, str. 157 (1984)
- 9. Holger - Chem. Eng. Proces, 18, str. 199 (1984)
- 10. Valchař - Teorie fluidačního sušení, výzkumná zpráva Praha-Vokovice
č. SVÚTT 60-05027, 1960