

**TECHNICKÁ UNIVERZITA V LIBERCI**

**FAKULTA TEXTILNÍ**



**Jiří Chaloupek**

**Smáčení vláknenných útvarů**

**TEZE DISERTAČNÍ PRÁCE**



Název disertační práce: **SMÁČENÍ VLÁKENNÝCH ÚTVARŮ**

Autor: **Ing. Jiří Chaloupek**

Obor doktorského studia: textilní technika

Forma studia: kombinovaná

Školící pracoviště: KNT

Školitel: Prof. RNDr. David Lukáš CSc.

Školitel specialista:

**Liberec 10.9.2007**



## 1. Předmět a cíl práce

Tato práce se zabývá důležitou vlastností vláknenných materiálů, převážně pak netkaných textilií, smáčivostí. Jev smáčení vláknenné hmoty hraje důležitou roli v řadě technologických postupů, průmyslových aplikací textilních materiálů i při užívání finálních výrobků textilního průmyslu. Příkladem může být technologie zušlechťování, likvidace ropných havárií, používání hygienických prostředků jako jsou obvazové materiály, dětské pleny, dámská hygiena a nebo výroba kompozitních materiálů. Za zmínku v této souvislosti stojí i zájem kosmetického průmyslu vyvíjejícího požadavky pro kadeřnické účely.

Na přelomu 20.-21. století dosáhla výroba netkaných textilií rychlého růstu. Tyto materiály poskytují možnosti výroby speciálních materiálů se specifickými vlastnostmi. Největší nárůst výroby zaznamenaly jednorázové čistící textilie (např. mycí hadry, utěrky, ubrousky) a také výrobky pro osobní hygienu (dětské pleny, prostředky dámské hygieny).

Bouřlivý technologický a konstrukční vývoj netkaných textilií určených pro smáčení kapalinou je dán zvyšujícími se nároky spotřebitelů a zároveň použitím nových materiálů (např. superabsorbenty u dětských plen) [1].

Navzdory úsilí o podrobný popis smáčení vláknenných materiálů, je fyzikální teorie těchto procesů nesrovnatelně méně rozvinuta, než teorie smáčení materiálů s rovinnými povrchy. Technologický vývoj v této oblasti v současné době předstihl naše teoretické vědomosti [1].

Tato práce se zabývá především popisem smáčení jednoho vlákna vycházejícího z poznatků de Gennese [3] a Ryonga [4] a popisem smáčení dvou a tří paralelně položených vláken, které navazuje na Princenovy teorie [5,6]. Zároveň jsou stávající teoretické poznatky rozšířeny o vlastní teorii podpořenou fyzikálními zákony a experimenty, pro které byla vypracována vlastní metodika. Jednou z částí práce je zpracování problému smáčení z pohledu statistické fyziky. Při smáčení jednoho vlákna je hlavní důraz kladen na problematiku rozpadu kapalinového filmu na vlákna a na studium Plateuovy a již zmíněné Rayleighovy nestability. Smáčení svazku paralelních vláken je popisováno z hlediska vzniku tvaru kapaliny smáčejícího tyto vlákna a opírá se o Princenovy teorie, které jsou rozšířeny o studium tvarů kapaliny v oblastech dokonalého smáčení a úplné hydrofobicity.

## 2. Přehled současného stavu problematiky

### 2.1 Úhel smáčení a Youngova rovnice-smáčení rovinného povrchu

Důležitým pojmem v problematice smáčení je tzv. úhel smáčení. Podle úhlu smáčení rozlišujeme jestli kapalina pevný povrch smáčí nebo ne. Představme si povrch pevné látky, na kterou je nanášena kapka kapaliny Obr.1.



Obr.1: Kapka kapaliny umístěná na rovinném pevném povrchu. Je zde vyznačena rovnováha sil povrchového napětí na obvodu smáčení.  $G$  značí plyn ( gas ),  $L$  kapalinu ( liquid ) a  $S$  pevnou látku ( solid )

Pak v takové soustavě existují tři různé stykové plochy a to na rozhraní fází mezi pevnou látkou a plynem, kapalinou a plynem a kapalinou a pevnou látkou. Každému rozhraní odpovídá příslušné povrchové napětí  $\gamma_{sg}$  (pevná látka- plyn),  $\gamma_{lg}$  (kapalina- plyn) a  $\gamma_{sl}$  (pevná látka-kapalina). Křivka, na které se stýkají všechna tři fázová rozhraní, se nazývá linie smáčení. Uzavřená linie smáčení vytváří obvod smáčení. Úhel  $\theta$  mezi rozhraním kapalina- plyn a pevná látka- kapalina se nazývá úhel smáčení [7].

Uvažujeme-li povrchová napětí jako síly vynaložené kolmo k jednotce délky obvodu smáčení a působící ve směru tečny k odpovídajícím rozhraním Obr.1, je možné napsat podmínku rovnováhy těchto sil jako

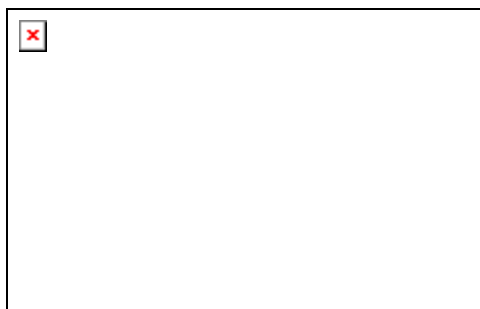
$$\gamma_{sg} = \gamma_{sl} + \gamma_{lg} \cos \theta \quad (1)$$

nebo

$$\cos \theta = \frac{\gamma_{sg} - \gamma_{sl}}{\gamma_{lg}}. \quad (2)$$

Rovnici (1) nazýváme Youngovou [7]. Odvození rovnice (2) na základě rovnováhy sil povrchového napětí je často považováno za nepřesné. Nejednou byly vysloveny pochybnosti, zda mohou být hodnoty  $\gamma_{sg}$ ,  $\gamma_{sl}$  a  $\gamma_{lg}$  považovány za reálné síly, působící na obvod smáčení.

Nahlédněme na tento problém z jiného úhlu. Přesněji může být tento kvantitativní vztah mezi rovnovážnou hodnotou úhlu smáčení a velikostmi povrchových napětí fázových rozhraní získán pomocí analýzy závislosti Helmholtzovy energie soustavy na tvaru kapky s konstantním objemem? Za beztížných podmínek vytváří kapka kapaliny s objemem  $V$  na rovném povrchu pevné látky kulovou výseč s výškou  $h$ , poloměrem zakřivení  $R$  a poloměrem obvodu kružnice styku tří fází ( obvodu smáčení )  $R_1$  Obr.2 [7]. Po vyjádření objemu a plochy kapky, posuneme jejím okrajem a předpokládáme, že soustava je v rovnováze, jestliže přírůstek Helmholtzovy energie je roven 0. Za těchto předpokladů dojdeme ke stejnému výsledku jako je (2).



Obr.2: Grafické znázornění odvození Youngovy rovnice pro výpočet rovnovážného úhlu smáčení.

Vraťme se nyní k úhlu smáčení. V závislosti na hodnotě rovnovážného úhlu smáčení se rozlišují následující případy. Jestliže je úhel smáčení  $\theta < 90^\circ$ , tj.  $\cos \theta > 0$ , pak mluvíme o smáčení nebo o „omezeném smáčení“ povrchu kapalinou. Tupý úhel smáčení  $\theta > 90^\circ$  pak značí povrch, který nesmáčí. V případě, že rovnovážný úhel se neustaluje a kapka se roztéká

na tenký film mluvíme o „úplném smáčení“, neboli o roztírání. V soulase s Youngovou rovnicí odpovídá smáčení podmínka  $\gamma_{sg} > \gamma_{sl}$ , nesmáčení  $\gamma_{sg} < \gamma_{sl}$  a roztírání podmínka  $\gamma_{sg} > \gamma_{sl} + \gamma_{lg}$  [7].

Popišme si nyní případ dokonalého smáčení rovinného povrchu. O dokonalém smáčení rovinného povrchu mluvíme tehdy, jestliže je úhel smáčení  $\theta = 0$ . Pomocí Youngovy rovnice je pak tato situace vyjádřena takto

$$\gamma_{sg} - \gamma_{sl} - \gamma_{lg} \geq 0. \quad (3)$$

Z výše uvedených poznatků můžeme nyní zavést Harkinsonův neboli roztírací koeficient  $S$

$$S = \gamma_{sg} - \gamma_{sl} - \gamma_{lg} \geq 0. \quad (4)$$

Tato veličina představuje změnu energie soustavy při pokrývání jednotkového povrchu pevné látky rovinnou vrstvou kapaliny. Tuto energii lze považovat za práci roztírání nebo jako za hybnou sílu procesu roztírání, tedy sílu působící kolmo k jednotce délky obvodu smáčení podél povrchu pevné látky [7].

## 2.2 Smáčení samostatného vlákna kapalinovým filmem

V minulé kapitole byla věnována pozornost smáčení rovinného povrchu. Zaměříme se nyní na povrch zakřivený v našem případě vlákno. V této kapitole budeme studovat vliv parametru struktury vlákna, jmenovitě se jedná o jeho poloměr  $b$ , na dokonalé smáčení tohoto vlákna kapalinou. Dále pak porovnáme smáčení vlákna mikroskopickým a makroskopickým filmem.

### 2.2.1. Dokonalé smáčení vlákna kapalinovým filmem

Představme si nyní vlákno o poloměru  $b$  pokryté filmem kapaliny o tloušťce  $e$  tak, jak ukazuje Obr.3.



Obr.3: Vlákno o poloměru  $b$  pokrývá vrstva kapaliny o tloušťce  $e$  a délce  $L$ . Obrázek zachycuje případ dokonalého smáčení vlákna.

Postup, který vede k vyřešení takovéto situace byl poprvé uveden Brochardovou v [8] a jak bude uvedeno níže je platný jen pro velmi tenké kapalinové filmy, kdy Rayleighova nestabilita je stabilizována krátko dosahovými mezimolekulárními silami. K dokonalému smáčení vlákna kapalinou dojde tehdy, když celková povrchová energie  $W$  vnějšího povrchu filmu kapaliny a povrchu styku mezi vláknem a kapalinou připadající na délku vlákna  $L$  bude

menší, než povrchová energie téže délky suchého vlákna  $W_f$ . Pro povrchové energie  $W$  a  $W_f$  platí

$$W_f = 2\pi b L \gamma_p, \quad (5)$$

$$W = 2\pi b L \gamma_{kp} + 2\pi(b + e)L\gamma. \quad (6)$$

Z výše uvedené podmínky pro dokonalé smáčení vlákna plyne

$$W_f - W = 2\pi L b \left[ \gamma_p - \gamma_{kp} - \left( 1 + \frac{e}{b} \right) \gamma \right] > 0. \quad (7)$$

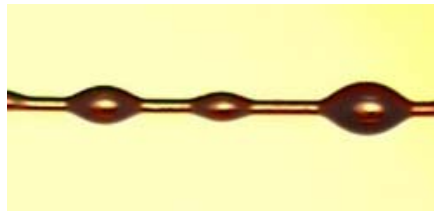
Úpravou nerovnosti v (7) využívající roztíracího koeficientu  $S$  získáme podmínku pro dokonalé smáčení vlákna ve tvaru

$$S \geq \frac{e}{b} \gamma. \quad (8)$$

Porovnáním podmínek pro úplné smáčení roviny (4) a vlákna (8) dojdeme k závěru, že jednotlivá vlákna jsou méně ochotna smáčet se kapalinou než rovinné útvary vyrobené z téhož materiálu. Odpor vůči dokonalému smáčení podle (8) roste se zmenšujícím se poloměrem vlákna  $b$  [8].

### 2.2.2 Plateau-Rayleighova nestabilita

Studujme nyní jev, který nastane, když vlákno (homogenní válcové těleso) pokryjeme makroskopickým kapalinovým filmem, podrobněji. Navážeme tím na část předešlé kapitoly. Empirické poznatky ukazují, že makroskopický kapalinový film umístěný na vlákne se začne samovolně rozpadat na malé kapkovité útvary, které jsou na vlákne v určitých rozstupech Obr.4 [4]. Jsou pak kapky rozmístěny na vlákne náhodně nebo v pravidelných intervalech a jestli jsou rozmístěny v pravidelných intervalech pak na čem tento interval závisí? Na tyto otázky není jednoduché odpovědět.

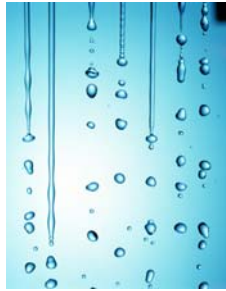


*Obr.4: Makroskopický kapalinový film minerálního oleje umístěný na PES vlákne rozpadlý do kapkovitých útvarů.*

Vytváření kapek z původně rovnoměrného kapalinového filmu nastane i v případě, že úhel smáčení mezi kapalinou a vláknem je nulový [4]. Výše popsané, na první pohled neobvyklé, smáčení vláken je ve skutečnosti projevem nestability kapalinových válcových sloupců



popsané prvně Plateauem [10] a Rayleighem [11]. Kapalinový sloupec o poloměru  $r$ , na který působí porucha o vlnové délce  $\lambda$ , je nestabilní a v důsledku povrchových sil se rozpadne na kapičky v případě, že délka sloupce  $\lambda$  je větší než  $2\pi r$ . Dále lze nestabilitu kapalinových útvarů definovat podle dobře zjištěného vlnového čísla  $k$ , pro které platí  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ . Tento jev je možné pozorovat v běžném životě. Představme si vodovodní kohoutek, z kterého vytéká sloupec vody. V určité vzdálenosti od ústí kohoutku se vodní sloupec rozpadá na kapky Obr.5.



Obr.5: Rozpadající se kapalinový sloupec

Problém kapalinového sloupce byl sledován mnoha autory jak z teoretického tak experimentálního hlediska. Uvedeme zde alespoň dvě takové práce: Tomotikovu [12] a Meisterovu [13].

Pro periodicitu kapek  $\lambda$ , kdy tenký kapalinový film pokrývá vlákno o poloměru  $b$ , odvodil Rayleigh vztah

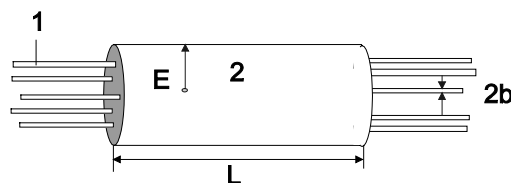
$$\lambda = 2\pi\sqrt{2b}, \quad (9)$$

který je roven přibližně  $10b$  [3].

### 2.2.3 Smáčení svazku paralelních vláken

V této kapitole se budeme podrobněji věnovat popisu smáčení svazku paralelních vláken. Rozebereme problematiku smáčení dvou a tří paralelních vláken, popíšeme si kapalinová tělesa, která při smáčení vznikají a provedeme si matematický rozbor vzniklé situace.

V první části této kapitoly se zaměříme na popis dokonalého smáčení paralelního svazku vláken. Tento postup je analogický tomu, který použila Brochardová pro (8). Zde však nemusíme předpokládat stabilizaci krátko dosahovými silami, protože z experimentu víme, že kapalinové těleso je stabilní. Kapalinový film smáčeující tento svazek bude mikroskopické tloušťky. Ve svazku se nachází  $n$  vláken. Předpokládejme pro jednoduchost, že v případě dokonalého smáčení je svazek obklopen válcovitým tělesem kapaliny o poloměru  $E$  a délce  $L$ . Poloměr vláken je značen  $b$  Obr.6.

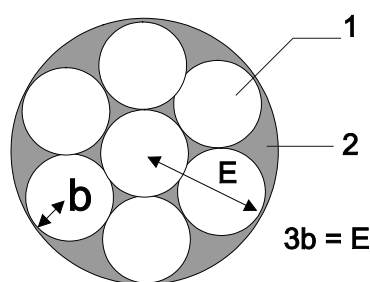


Obr.6: Úzký svazek  $n = 5$  paralelních vláken (1) je obklopen válcovitou vrstvou kapaliny (2) délky  $L$ . Poloměr válcovitého tělesa kapaliny je  $E$  a poloměr vláken je označen  $b$ .

K dokonalému smáčení svazku dojde v případě, že celková povrchová energie  $W$  vnějšího povrchu kapaliny a rozhraní kapalina - vlákna je menší než celková povrchová energie  $W_f$  odpovídající délky  $L$  svazků suchých vláken. Dále postupujeme stejně jako v článku 2.2.1

$$S > \frac{E - nb}{nb} \gamma. \quad (10)$$

Poloměr kapalinového tělesa  $E$  pokrývajícího svazek vláken může růst pomaleji než součet všech poloměrů vláken ve svazku  $nb$  [14]. Příkladem je sedmice dotýkajících se paralelních vláken, jejichž osy v kolmém řezu jsou uspořádány do pravidelné trojúhelníkové mříže o mřížové konstantě  $2b$ , viz Obr.7.



Obr.7: Kolmý řez svazkem sedmi vláken ( $n = 7$ ) uspořádaných do pravidelné trojúhelníkové mříže. Poloměr vlákna (1) je  $b$ . Poloměr kapalinového tělesa (2) pokrývajícího vlákenný svazek je  $E = 3b$ . Součet průměrů vláken ve svazku je  $nb = 7b$  [14].

Z právě uvedeného příkladu na Obr.7. je vidět, že svazek sedmi těsně uspořádaných paralelních vláken může být kapalinou dokonale smáčen i v případě, že rovinný útvar ze stejného materiálu není touž kapalinou smáčen dokonale. Pro dokonalé smáčení svazku vláken může být Harkinsonův roztírací koeficient  $S$  dokonce záporný. V případě sledované sedmice vláken dostačuje k dokonalému smáčení podmínka

$$S > -\frac{4}{7} \gamma. \quad (11)$$

### 3. Použité metody

Pro pozorování kapalinového filmu na vlákně byl použit světelný mikroskop a pro vyhodnocení pořízeného obrazu software Lucia G.

## 4. Přehled dosažených výsledků

### 4.1 Částečné smáčení, dokonalé smáčení, super hydrofobicita

Dříve než se budeme zabývat smáčením paralelního svazku vláken a představíme Princenovy práce [5,6], zaměříme se na stanovení pojmů částečného smáčení, dokonalého smáčení a superhydrofobicity. Tyto pojmy budou sloužit posléze k rozšíření zmíněných prací Princena [5,6]. V článku 2.1 byla zavedena veličina  $S$  jako roztírací koeficient. Zkusme si navodit

situace, kdy se budou za tento koeficient dosazovat různé hodnoty a zároveň bude měněn úhel smáčení.

Ze všeho nejdříve analyticky studujeme případ rozmezí úhlu smáčení  $0^\circ \leq \theta \leq 180^\circ$  nebo  $0 \geq S \geq -2\gamma$ . Jestliže se  $\theta = 0^\circ$  a  $S = 0$ , pak mluvíme o hranici přechodu k dokonalému smáčení, zatímco v případě, že  $\theta = 180^\circ$  a  $S = -2\gamma$  mluvíme o přechodu k úplné hydrofobitě. Všimněme si, že jak  $\theta$ , tak  $S = \gamma_p - \gamma_{kp} - \gamma$  jsou používány pro popis smáčení, avšak roztírací koeficient  $S$  obsáhne širší základy problému smáčení.

Jestliže je úhel smáčení  $\theta = 0^\circ$  a  $S > 0$ , to jest  $\gamma_p - \gamma_{kp} > \gamma$ , pak uvažujeme o dokonalém smáčení a jako příklad si uvedeme kov v kontaktu s minerálním olejem. Naproti tomu pro úplnou hydrofobicitu uvažujeme o úhlu smáčení  $\theta = 180^\circ$  a  $S < -2\gamma$  nebo jinak o  $\gamma_{kp} - \gamma_p > \gamma$ .

Příklad úplné hydrofobicity popíšeme následujícím způsobem [17]. Uvažujeme-li o dokonalém smáčení, pak jak je uvedeno výše  $S > 0$  a tedy  $\gamma_p - \gamma_{kp} > \gamma$ . Představme si, že plynná (V) a kapalná (L) fáze si vymění role. Plyn bude vystupovat v roli kapaliny a naopak kapalina zaujme roli plynu. Můžeme tak definovat nový roztírací koeficient  $S' = \gamma_{kp} - \gamma_p - \gamma$ . Z toho plyne, že pro  $S > 0$ , to jest  $\gamma_p - \gamma_{kp} > \gamma$ , je  $S' < -2\gamma$ . Jinými slovy, toto je převrácený případ úplné hydrofilicity. Místo dokonalého smáčení pevné látky kapalinou v plynném prostředí, získáme úplné hydrofobní chování mezi plynou bublinou ponořenou do kapaliny, která je v kontaktu s pevnou látkou. Podotkněme, že toto je možné pozorovat jen mimo gravitační pole.

Grafická ilustrace výše popsaných jevů je zobrazena na Obr.8. Pro popis dokonalého smáčení, částečného smáčení a úplné hydrofobicity slouží následující veličiny: úhel smáčení  $\theta$ , roztírací koeficient  $S$ . Dále lze zavést parametr  $\Sigma$ , který je definován jako  $\Sigma = S/\gamma + 1$ . Tento parametr je bezrozměrná veličina a jeho zavedení nám přinese mnoho výhod. Jednou z těchto výhod je zjednodušení řady vzorců, které budou uvedeny níže. Jestliže se podíváme na Obr.33 tak také zjistíme, že oproti roztíracímu koeficientu je tento parametr pro námi popsané přechody symetrický kolem nuly [17].



Obr.8: Grafické znázornění jevů smáčení (super hydrofóbnost, částečné smáčení, dokonalé smáčení) s vyznačenými parametry  $\theta, S, \Sigma$ .

#### 4.1.1 Smáčení vlákna makroskopickým filmem

Vyšetříme, zda těleso válcového tvaru může být pokryto kapalinovým filmem o makroskopické tloušťce  $e$ . Toto je zcela nový přístup, k řešení dané situace. Využijeme přitom poznatků Princena užitých ke studiu tvarů kapalinových těles mezi dvěma a více válci [5,6]. Budeme přitom uvažovat o rovnováze sil na čele válcovitého kapalinového tělesa obklopujícího vlákno, viz Obr.9.



Obr.9: Grafické znázornění rovnováhy sil na vlákně pokrytém kapalinovým filmem makroskopické tloušťky.

Na čele kapalinového tělesa působí podél osy vlákna čtyři síly  $F_p$ ,  $F_{pk}$ ,  $F_L$  a  $F_t$ . Síla  $F_p$  je generována povrchovým napětím  $\gamma_s$  na rozhraní pevné látky (vlákna) a plynu. Působí podél osy vlákna vně kapalinového tělesa a má velikost  $2\pi b\gamma$ , kde  $b$  je poloměr vlákna. Ve stejném směru, ale s opačnou orientací působí síla  $F_{pk}$  vyvolávaná povrchovým napětím  $\gamma_{pk}$  mezi kapalinou a vláknem. Platí pro ni  $F_{SL} = 2\pi b\gamma_{SL}$ . Stejný směr a orientaci jako  $F_{pk}$  má další ze sil popisující situaci na Obr.9, kterou jsme označili  $F_k$ . Tato síla je vytvářena v důsledku existence povrchového napětí  $\gamma$  na povrchu kapaliny. Její velikost je  $2\pi(b+e)\gamma$ . Konečně síla  $\vec{F}_t$  je způsobena Laplaceovým tlakem [5,6]. V důsledku vypuklého tvaru kapalinového tělesa na vlákně působí tato síla vně kapalinového tělesa. Její složka  $F_t$  působí podél osy vlákna a má hodnotu

$$F_t = \gamma \left( \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) \pi (R_1^2 - b^2), \quad (12)$$

kde  $\frac{1}{R_1}$  a  $\frac{1}{R_2}$  jsou hlavní křivosti kapalinového tělesa. Hlavní křivosti určujeme v bodě ležícím na povrchu kapalinového tělesa v místě jeho maximální šířky. Z Obr.3 tedy pro  $R_1$  platí

$$R_1 = e + b. \quad (13)$$

Poloměr křivosti  $R_2$  přísluší řezu kapalinového tělesa, který je kolmý k rovině obsahující kružnici o poloměru  $R_1$  a prochází osou vláken. Z toho vyplývá, že  $R_2 \rightarrow \infty$ . Výraz  $\pi(R_1^2 - b^2)$  v (12) má význam plošného obsahu řezu kapalinového tělesa, procházejícího zmíněnou kružnicí.

Kapalinové těleso na povrchu vlákna se nachází v rovnováze za následující podmínky rovnováhy složek sil

$$F_{pk} + F_k = F_p + F_t. \quad (14)$$

Jestliže dosadíme do (14) výše uvedené vztahy pro jednotlivé síly a zavedeme roztírací koeficient  $S$  a vztah budeme dále upravovat za předpokladu, že kapalinové těleso je válcovité ( $R_2 \rightarrow \infty$ ) a z (14) dostaneme

$$S = \frac{\gamma(R_1 - b)^2}{2bR_1} = \frac{\gamma(R_1^2 - 2bR_1 + b^2)}{2bR_1} = \gamma\left(\frac{R_1}{2b} + \frac{b}{2R_1}\right) > 0. \quad (15)$$

Z této rovnice je patrné, že hodnota roztíracího koeficientu je pro studovaný případ kapalinového tělesa vždy kladná. Proto je  $\theta = 0$ . Vyjádříme-li poloměr kapalinového tělesa  $R_1$  pomocí poloměru vlákna  $b$  a tloušťky kapalinového filmu  $e$  ( $R_1 = b + e$ ) dostaneme z (15) kvadratickou rovnici pro  $e$ , která má řešení

$$e_{1,2} = \frac{bS}{\gamma} \pm \sqrt{\frac{b^2 S^2}{\gamma^2} + \frac{2b^2 S}{\gamma}}. \quad (16)$$

Fyzikálně smysluplné jsou jen kladné hodnoty  $e$ , proto budeme dále uvažovat jen o řešení  $e_1$  se znaménkem  $+$  před odmocninou v (16). Druhé řešení  $e_2$  je vždy záporné, což je ihned patrné z (16) neboť hodnoty  $b, S, \gamma$  jsou vždy kladné a odmocnina na pravé straně zmíněné rovnice je vždy větší než výraz  $bS/\gamma$ , od kterého je tato odmocnina odečítána.

Pokud je tloušťka filmu řízena hodnotami povrchových napětí a nikoliv krátko dosahovými silami jako u úvah Brochardové (8) vyjádřených veličinami  $\gamma$  a  $S$ , pak je její velikost dána relací

$$\frac{e}{b} = \frac{S}{\gamma} \left( 1 + \sqrt{1 + \frac{2\gamma}{S}} \right), \quad (17)$$

která je získána úpravou (16).

Když je tloušťka kapalinového filmu určena Van der Waalsovými interakcemi, pak můžeme vztah (16) použít k vyjádření podmínky pro dokonalé smáčení vlákna.

$$S > \frac{\gamma e^2}{2b(b+e)} \quad (18)$$

Připomeňme, že fyzikální podstata odlišnosti vztahů (8) a (18) spočívá v tom, že první z nich uvažuje pouze o povrchových energiích, kdežto druhý započítává i vliv Laplaceova tlaku. Tento vztah (18) je originálním řešením této práce a je to v podstatě korekce vztahu Brochardové (8) se započtením vlivu kapilárního tlaku podle Princena. Provedme nyní krátké porovnání vztahů (8) a (18). Zjistíme, že hodnoty  $e$  po započítání kapilárního tlaku (18) mohou nabývat větších hodnot než v (8), při zachování stejných podmínek (hodnota  $b$ , povrchová napětí atd.). Samozřejmě uvažujeme o situaci rovnovážného stavu.

Pro vztah tloušťky kapalinového filmu  $e$  na rovném povrchu pevného tělesa v závislosti na  $S$  byl pro případ Van der Waalsovy interakce mezi molekulami kapaliny a pevné látky odvozen vztah

$$e = a \sqrt{\frac{3\gamma}{2S}}, \quad (19)$$

kde  $a$  je charakteristická velikost molekuly kapaliny.

#### 4.1.2 Návrh řešení Plateuovy nerovnosti

Toto je nový postup pro řešení Plateuovy nerovnosti. Je nutné podotknout, že jeho předností je jednoduchost a elegance. Sledujme hodnoty energií počátečního tělesa, tedy válce, a výsledku nestability, kterou je řada stejně velkých a rovnoměrně od sebe vzdálených koulí, za podmínky zachování objemu kapaliny původního a výsledného systému. Pro objemy platí následující rovnost

$$\pi r_c^2 \lambda = \frac{4}{3} \pi r_s^3, \quad (20)$$

kde  $\lambda$  je úsek válcového kapalinového tělesa ( vlnová délka) o poloměru  $r_c$ , který se přemění na jednu kulovou kapku o poloměru  $r_s$ .

Povrchová a tlaková energie (součin kapilárního tlaku  $p$  a objemu  $V$ ) se vyjádří postupně pomocí výrazů  $2\pi r_c \lambda \gamma$ ,  $4\pi r_s^2 \gamma$  a  $\gamma r_c^{-1} \pi r_c^2 \lambda$ ,  $2\gamma r_s^{-1} \frac{4}{3} \pi r_s^3$ . Porovnáním součtu povrchové a tlakové energie válce a koule dostaneme, že

$$2\pi r_c \lambda \gamma + \gamma \pi r_c \lambda \geq 4\pi r_s^2 \gamma + \frac{8}{3} \gamma \pi r_s^2 \quad (21)$$

Z (20) a (21) pak dostaneme

$$\lambda \geq 1,96\pi r_c. \quad (22)$$

#### 4.1.3 Řešení nestability kapalinového sloupce umístěného na vlákne

Budeme vycházet ze stejných předpokladů jako v předcházejícím článku. Je třeba podotknout, že toto řešení je zcela nové a přináší nový pohled do smáčení zakřivených povrchů a je poprvé zveřejněn v této práci.

Tentokrát však budeme uvažovat, že kapalinový válec je umístěn na pevném válci Obr.10.



Obr.10: Válcové těleso o poloměru  $b$  pokryté kapalinovým tělesem tloušťce  $e$  a délce  $\lambda$ .

Dále je třeba poznamenat, že rozdíl je i ve výsledné tvaru kapaliny. Předpokládáme, že vznikne opět kapalná koule o poloměru  $R$ , ale také kapalinový válec, který pokrývá vlákno, ovšem bude mít jiný průměr než kapalinový válec původní Obr.11. Je třeba zdůraznit, že pro různé poměry  $R/b$  se neudržuje konstantní úhel smáčení  $\theta$ .



Obr.11: Tvar kapalinového tělesa jako výsledek nestability. Poloměr výsledné koule je označen  $R$ , tloušťka válcového kapalinového tělesa pak jako  $a$ .

Proč takto uvažujeme? Z experimentu víme, že jestliže ponoříme vlákno do kapaliny, na vlákně se utvoří kapičky. Tyto kapičky jsou však propojeny mikroskopickým kapalinovým filmem. Jednoduše řečeno, kapalinové těleso umístěné na vlákně je souvislé i potom co zaujme energeticky nejvýhodnější tvar.

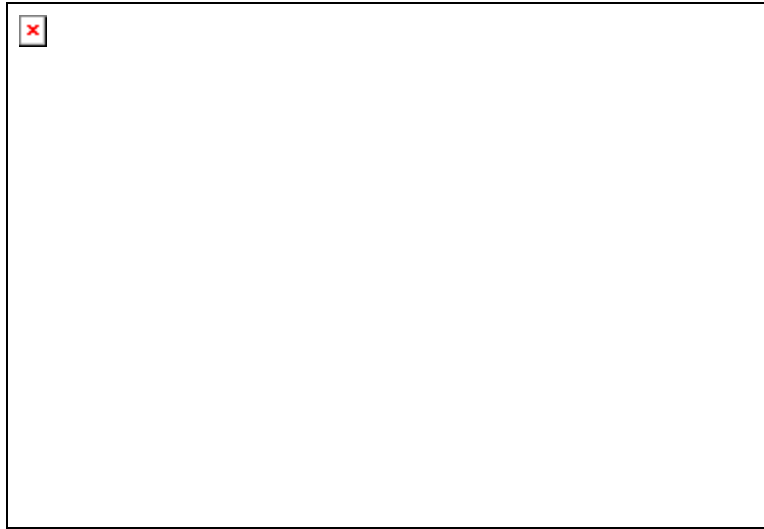
Při řešení postupujeme stejně jako v článku 4.1.2. Během řešení však zavedeme parametr  $x = R/b$  a předpokládáme, že  $a \rightarrow 0$ . Potom dostaneme rovnici

$$\frac{\lambda}{b^2} = \frac{2x^2 - 2x - 1}{e}. \quad (23)$$

Zpětným dosazením za parametr  $x$  dostaneme výsledky pro  $\lambda/b$ . Pak pro různé hodnoty  $e/b$  můžeme vypočítat různé  $\lambda/b$ . Výsledek takových to výpočtů je zanesen do grafu Obr.12. Rozebereme si nyní výsledky znázorněné do grafu podrobněji. Jak již bylo napsáno výše, důležitou hodnotou v tomto grafu je  $e/b = 2,087$ . Pro tuto hodnotu existuje podle našeho výpočtu pouze jedna velikost kapek jejichž poloměr je  $R = 1,9b$ . Vzdálenost kapek je pak  $\lambda = 11,59559b$ . V oblasti, která je v grafu na Obr.12 znázorněna šedivou barvou mohou nastat dva případy. Pro námi zadaný problém tedy dostaneme dvě řešení. Jestliže se budeme pohybovat od bodu  $e/b = 2,087$  dolů, tedy po černé křivce, řešením jsou kapky které budou mít menší průměr a také se bude zmenšovat vzdálenost mezi nimi. To vše je v pořádku až do bodu kde  $e/b = 0,35$ . Od této hodnoty (modrá křivka, růžová oblast) již nemohou vzniknout kulovité kapky jelikož hodnota  $2R$  je větší než  $\lambda$ . Pro připomenutí,  $\lambda$  je vzdálenost středů sousedních kapek.

Nyní si popíšeme situaci od bodu  $e/b = 2,087$  nahoru ( žlutá křivka). Jak již bylo napsáno, šedá oblast znázorňuje existenci dvou velikostí kapek. Hranicí pro tuto situaci je jejichž zmíněná hodnota  $e/b = 0,35$ . Od této hodnoty (modrá oblast) již existuje pro každé  $e/b$  jen jedna velikost kapek.

V grafu na Obr.12 je zelenou křivkou znázorněna Rayleghova závislost  $\lambda/b$  na  $e/b$ , kterou získáme z  $\lambda = 2,88\pi(b+e)$  [4]. Pro tenký film je tedy  $\lambda/b$  přibližně roven 9. Odhad uvedený vycházející z (23) je tedy kvalitativně správný.



Obr.12: Graf závislosti  $\lambda / b$  na poměru  $e / b$ . Graf je rozdělen do tří oblastí, které zobrazují možnost existence kapalinových těles na vlákne. Zelená křivka je grafickým vyjádřením závislosti podle Rayleigha.

Rozborem grafu Obr.12 získáme představu o tom jaké situace mohou nastat pro různé velikosti  $e$  nánosu kapaliny na vlákno o poloměru  $b$ .

#### 4.2 Soustava dvou válců

Popišme si nyní smáčení soustavy dvou rovnoběžných válců, která simulují vlákna. Mezi tyto dva válce, které mají kruhový průřez, nanese malé množství kapaliny. Válce jsou umístěny blízko k sobě tak, že nejkratší vzdálenost  $2d$  jejich povrchů je srovnatelná s jejich poloměrem  $b$ . O válcích dále předpokládáme, že mají shodné geometrické a materiálové parametry [5].

Zmíněné malé množství kapaliny, které vstoupí do styku s válci vytvoří po jisté době rovnovážné těleso, jehož povrch bude mít v každém místě konstantní hodnotu křivosti. Každé další přidání kapaliny mezi válce povede k růstu kapalinového tělesa podél os válců a předpokládá se, že kapalinové těleso má podél celé své délky konstantní průřez, s výjimkou malých oblastí na čelech. Aby nedocházelo k porušení rovnováhy předpokládejme, že délka válců je větší než zmíněné kapalinové těleso. Popsaná situace je zachycena na Obr.13.



Obr.13: : Horní pohled na dvojici shodných rovnoběžných válců 2 o poloměru  $b$  a vzdálenosti  $2d$ . Kapalinové těleso má délku  $L$  a je vyznačeno šedým odstínem a číslem 1.

Věnujme se nyní matematickému rozboru tohoto problému. Zjistíme závislost úhlu  $\alpha$  na poloměru válců  $b$ , vzdálenosti válců  $2d$  a úhlu smáčení  $\theta$ . Všechny tyto veličiny jsou zakreslené na Obr.14.





Obr.14: Kolmý řez mezi dvojicí válců

Úhel  $\alpha$  je úhel, který svírá spojnice středů válců s kontaktní linií mezi kapalinou a povrchem válce. V řezu je tato linie označena jako bod  $A$ . Tento obrázek slouží k formulaci vztahu mezi poloměrem válce  $b$  a poloměrem  $R$  řezu povrchu kapalinového tělesa kolmého k ose válců pro různé hodnoty vzdálenosti  $2d$  mezi válci. Vzdálenost  $x$  vyznačenou v Obr.14 můžeme vyjádřit dvěma způsoby, které představují pravou a levou stranu rovnice

$$R \cos(\alpha + \theta) = b \left( 1 + \frac{d}{b} - \cos \alpha \right). \quad (24)$$

Tvar kapalinového tělesa předpovíme z rovnováhy složek sil působících na jeho čele rovnoběžně s osami válců. Rovnice pro rovnováhu sil na čele kapalinového tělesa je

$$F_S = F_{SL} + F_L + F_P, \quad (25)$$

kde  $F_S$  je síla působící vně čela kapalinového tělesa a je generována povrchovým napětím válců  $\gamma_s$  a působí podél oblouků AC a BD. Pro  $F_S$  platí

$$F_S = \gamma_s (L_{AC} + L_{BD}) = 2\gamma_s L_{AC}, \quad (26)$$

Pro  $F_{SL}$ ,  $F_L$  a  $F_P$  platí:

$$F_{SL} = 2\gamma_{SL} L_{AC}, \quad F_L = 2\gamma L_{AB}, \quad F_P = A \frac{\gamma}{R}, \quad (27)$$

Dosazením do (25) a postupnou úpravou dojdeme k

$$\left( \frac{d}{b} \right)_{1,2} = \left( \frac{-q \pm \sqrt{q^2 - pr}}{p} \right) \cos(\theta + \alpha) + \cos \alpha - 1 \quad (28)$$

kde pro zjednodušení jsou zavedeny parametry  $p$ ,  $q$  a  $r$ . Po zpětném dosazení za  $p$ ,  $q$  a  $r$  obdržíme výsledný vztah pro  $d/b$

$$\left( \frac{d}{b} \right)_{1,2} = \left\{ \frac{\alpha \cos \theta - \sin \alpha \cos(\theta + \alpha) \pm \sqrt{[\sin \alpha \cos(\theta + \alpha) - \alpha \cos \theta]^2 - \left[ \left( \frac{\pi}{2} - \theta - \alpha \right) + \sin(\theta + \alpha) \cos(\theta + \alpha) \right] (\sin \alpha \cos \alpha - \alpha)}}{\left( \frac{\pi}{2} - \theta - \alpha \right) + \sin(\theta + \alpha) \cos(\theta + \alpha)} \right\}. \quad (29)$$

\*  $\cos(\theta + \alpha) + \cos \alpha - 1$

Fyzikální význam mají jen ta řešení (29), kde před odmocninou vystupuje kladné znaménko a hodnota  $d/b$  je kladná [17].

Pro dokonalé smáčení, kdy  $\theta = 0^\circ$  bude mít parametr  $q$

$$q_{cw} = \sin \alpha \cos \alpha - \alpha \Sigma = r + \alpha(1 - \Sigma) . \quad (30)$$

Pro případ úplné hydrofobicity, kdy  $\theta = 180^\circ$ , pak můžeme psát

$$q_{sh} = -\sin \alpha \cos \alpha - \alpha \Sigma = -r - \alpha(1 + \Sigma) . \quad (31)$$

Připomeňme, že  $r = \sin \alpha \cos \alpha - \alpha$ .

Jestliže použijeme tyto vztahy a doplníme je do rovnice (28) pak dostaneme řešení pro případ dokonalého smáčení a pro úplnou hydrofobicitu. Nejprve probereme případ dokonalého smáčení. Za předpokladu, že  $S = 0$  a  $\theta = 0^\circ$ , můžeme napsat, že  $\alpha_{cw} = r + \pi/2$  a  $q = r$ . Potom má rovnice (28) tento tvar

$$\left(\frac{d}{b}\right)_{cw} = \left(\frac{-r \pm \sqrt{\frac{\pi r}{2}}}{\frac{\pi}{2} + r}\right) \cos(\theta + \alpha) + \cos \alpha - 1 . \quad (32)$$

Jestliže uvažuje případ dokonalého smáčení, kdy  $S \geq 0$  a  $\theta = 0^\circ$ , pak parametry jsou  $\alpha_{cw} = r + \pi/2$  a  $q = r - \alpha(1 - \Sigma)$ . Rovnice (28) získá následující tvar

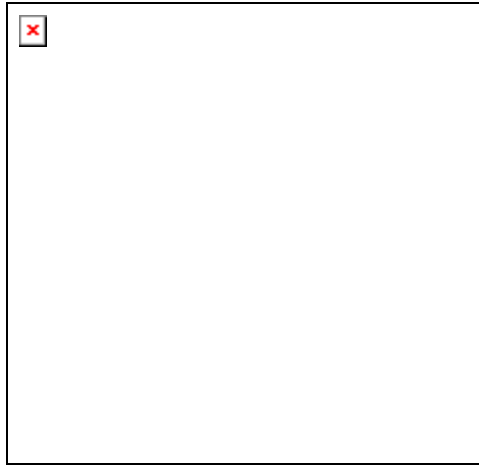
$$\left(\frac{d}{b}\right)_{cw} = \left(\frac{\alpha(\Sigma - 1) - r \pm \sqrt{\alpha(\Sigma - 1)[\alpha(\Sigma - 1) - 2r] - \frac{\pi r}{2}}}{\frac{\pi}{2} + r}\right) \cos(\theta + \alpha) + \cos \alpha - 1 . \quad (33)$$

Nyní se budeme zabývat úplnou hydrofobicitou. Pak  $S \geq -2\gamma$  a  $\theta = 180^\circ$  Parametr jsou  $\alpha_{sh} = r - \pi/2$  a  $q = -r - \alpha(1 - \Sigma)$  a rovnice (28) má tvar

$$\left(\frac{d}{b}\right)_{sh} = \left(\frac{\alpha(\Sigma - 1) + r - \sqrt{\alpha(\Sigma - 1)[\alpha(\Sigma - 1) + 2r] + \frac{\pi r}{2}}}{r - \pi}\right) \cos(\theta + \alpha) + \cos \alpha - 1 . \quad (34)$$

### 4.3 Soustava tří válců

Matematický rozbor nyní provedeme pro trojici válců smáčených kapalinou. Situace je zobrazena na Obr.. Osy válců tvoří na kolmém řezu vrcholy rovnostranného trojúhelníka o délce strany  $2b + 2d$ . Připomeňme si, že poloměr válců je označen  $b$  a nejkratší vzdálenost spojující povrchy sousedních válců je  $2d$ .



Obr. 15: Kolmý řez mezi dvojicí válců

Postupujeme podobně jako u soustavy dvou válců a obdržíme hledanou závislost

$$\left(\frac{d}{b}\right)_{1,2} = \left(\frac{-q \pm \sqrt{q^2 - pr}}{p}\right) \cdot \cos(\theta + \alpha) + \cos \alpha - 1. \quad (35)$$

Řešení pro trojici válců, bude platit jen v případě, že nedojde k vytvoření tří oddělených kapalinových těles mezi každou dvojicí válců. Tedy hodnota  $\alpha$  pro každou dvojici musí být větší než  $\pi/6 = 30^\circ$ . Zároveň je maximální velikost úhlu  $\alpha$  omezena shora hodnotou  $150^\circ$ .

Poměr  $d/b$ , pro případ dokonalého smáčení, kdy je  $S \geq 0$  a  $\theta = 0^\circ$ , je roven

$$\left(\frac{d}{b}\right)_{cw} = \left( \frac{(3\alpha + \frac{\pi}{2})(\Sigma - 1) - r + \sqrt{(3\alpha + \frac{\pi}{2})(\Sigma - 1) \left[ (3\alpha + \frac{\pi}{2})(\Sigma - 1) - 2r \right] - 2\pi r}}{2\pi + r} \right) \cos \alpha + \cos \alpha - 1, \quad (36)$$

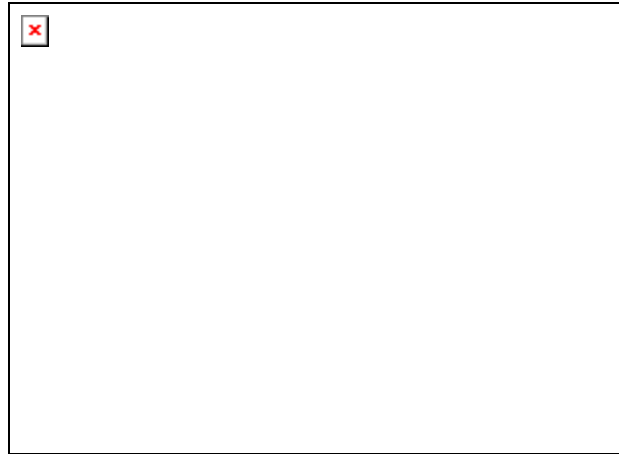
kde  $p = 2\pi + r$  a  $q = r - (3\alpha + \frac{\pi}{2})(\Sigma - 1)$  právě pro  $S \geq 0$  a  $\theta = 0^\circ$ . Stejně postupujeme v případě úplné hydrofobicity, kdy  $S \leq -2\gamma$  a  $\theta = 180^\circ$ . Pak

$$\left(\frac{d}{b}\right)_{sh} = \left( \frac{(3\alpha + \frac{\pi}{2})(\Sigma - 1) + \frac{\pi}{2} + r - \sqrt{\left[ r + \frac{\pi}{2} + (3\alpha + \frac{\pi}{2})(\Sigma - 1) - 2r \right]^2 - (r + \pi)r}}{r - \pi} \right) \cos \alpha + \cos \alpha - 1 \quad (37)$$

#### 4.4 Morfologické přechody pro kapalinová tělesa v systému dvou a tří válců

Jestliže budeme válcová tělesa od sebe vzdalovat, nastane situace, kdy kapalinové těleso se již mezi těmito válci neudrží a přimkne se k jednomu z nich a vytvoří na něm kapičku. Pak je tady také druhá možnost. Mezi dvěma válci se vytvoří kapalinové těleso zvané unduloid. Pak

poměr  $d/b$  označíme jako přechodový, tedy  $d/b_{tr}$ . Na Obr.16 je znázorněn graf s přechodovými křivkami pro oba případy přechodů, jak od celistvého kapalinového tělesa k unduloidu, tak od unduloidu zpátky k celistvému tělesu pro dvouválcový systém.



*Obr.16: Přechodový graf pro dvě válcová tělesa znázorňující závislost  $d/b$  na úhlu smáčení. V grafu jsou znázorněny dvě křivky a to pro přechod od celistvého tělesa k unduloidu a naopak [17].*

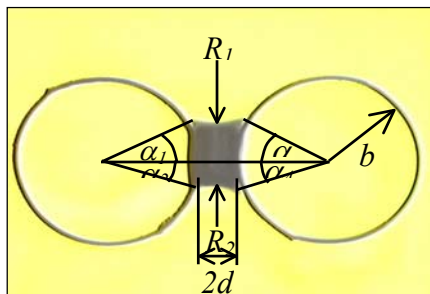
Graf zobrazující morfologické přechodové křivky pro tří-válcový systém je zobrazen na Obr.17. Křivka č.1 popisuje přechod mezi celistvým tělesem k desintegrovanému tělesu. Křivka č.2 zobrazuje přechod mezi desintegrovaným tělesem k celistvému. Křivka č.3 zobrazuje přechodové hodnoty pro přechod mezi unduloidem a celistvým tělesem. Opačným případem je křivka č.4, která ukazuje přechod mezi celistvým tělesem a unduloidem. Na závěr křivka č.5 ukazuje přechod mezi unduloidem a celistvým tělesem, které má úhel opásání  $\alpha < 0^\circ$  [17].



*Obr.17: Graf vymezuje existenci kapalinových těles mezi trojicí válcových těles [17].*

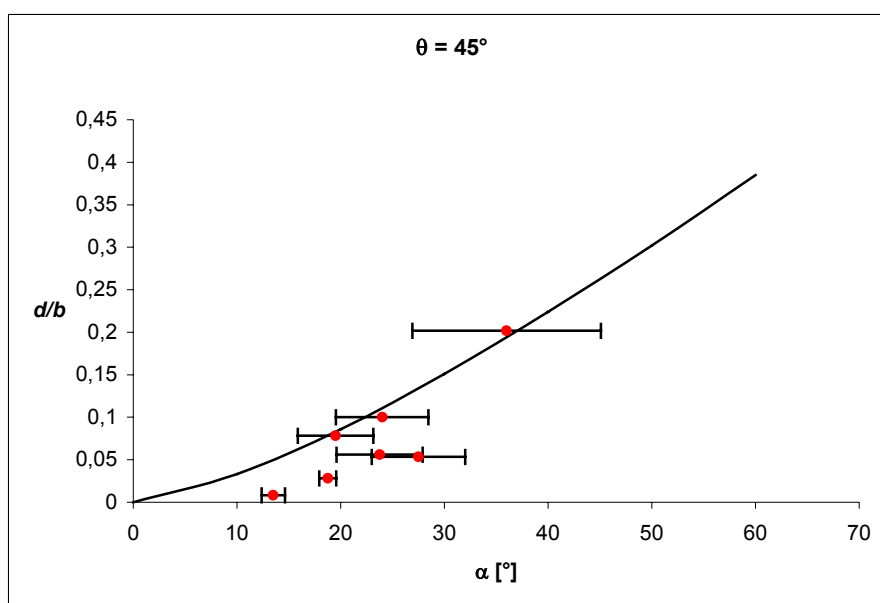
#### 4.5 Výsledky pozorování soustavy dvojice válců

V soustavě dvou válců byla měřena vzdálenost válců  $2d$ , poloměry křivosti  $R_1$  a  $R_2$  a úhel opásání válce kapalinovým tělesem  $\alpha$ , viz Obr.18.



Obr.18: Úhel  $\alpha$  je úhel, který svírá spojnice středů válců s bodem styku válců s kapalinou (úhel opásání),  $2d$  je vzdálenost válců a  $b$  je poloměr válce,  $R_1$  a  $R_2$  jsou poloměry křivosti kapalinového tělesa. Při zjišťování úhlu  $\alpha$  byly měřeny úhly  $\alpha_1 - \alpha_4$  a jejich průměr byl výsledným úhlem  $\alpha$ .

Ze vzdálenosti válců  $2d$  a z poloměru válců  $b$  byla vypočítána bezrozměrná veličina  $d/b$ . Graficky byly naměřené výsledky zpracovány do grafů pro různé úhly smáčení, jako závislost veličiny  $d/b$  na úhlu  $\alpha$ . Graf uvedený na Obr. 19 ukazuje závislost veličiny  $d/b$  na úhlu  $\alpha$  pro úhel smáčení  $45^\circ$ .

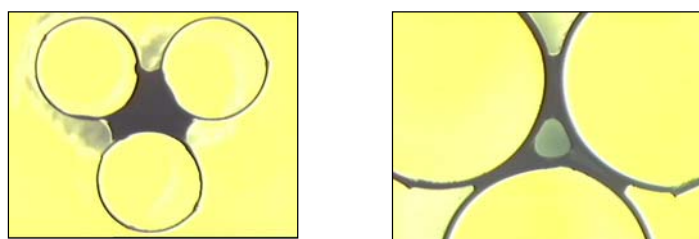


Obr.19: Graf závislosti veličiny  $d/b$  na úhlu opásání  $\alpha$ , pro úhel smáčení  $\theta = 45^\circ$ . Teoretická závislost je v grafu vyznačena černou křivkou, experimentálně naměřené hodnoty s chybovými úsečkami jsou vyznačeny červenými značkami.

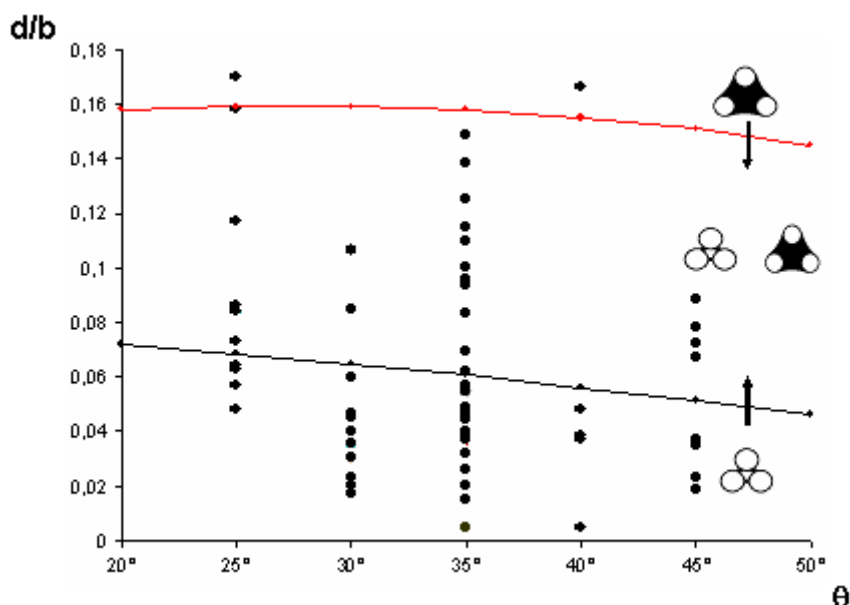
##### 4.5.1 Výsledky pozorování soustavy tří válců

Zpracování výsledků pro soustavu tří válců se odlišuje od zpracování dvouválcové soustavy. Pro tříválcovou soustavu jsou výsledky porovnávány z hlediska dvou tvarů kapalinových

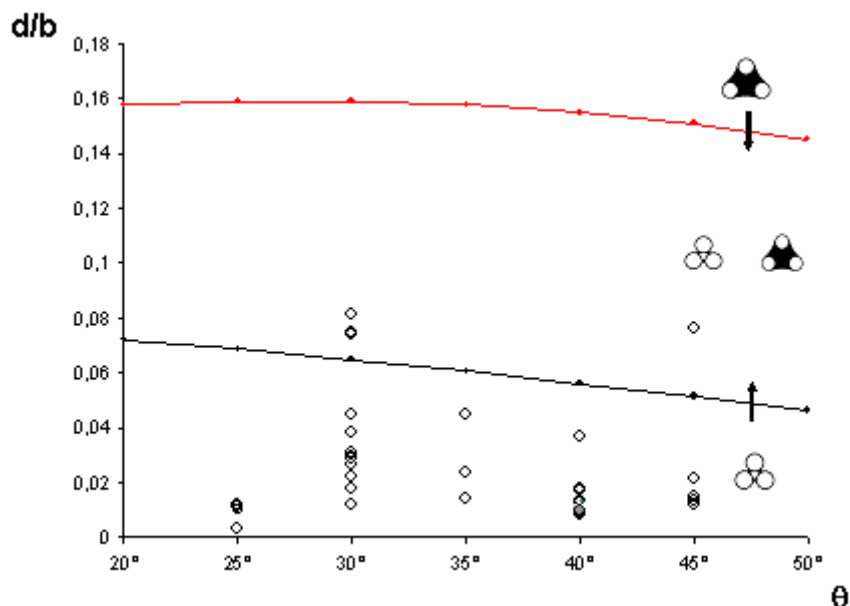
těles, která se tvoří v soustavě tří válců v závislosti na vzdálenosti těchto válců. Tyto tvary jsou vidět na Obr.20. Prvním případem je když těleso vyplňuje celiství prostor mezi válci, v druhém případě je kapalinové těleso desintegrované. Výsledky jsou vynášeny do grafů. Na Obr.21 a 22 jsou znázorněny grafy experimentálních výsledků pro tělesa celistvá a desintegrovaná. Oblast pod černou křivkou podle teorie přísluší desintegrovanému kapalinovému sloupci a oblast nad červenou křivkou pouze kapalinovému tělesu vyplňujícímu prostor mezi válci. Černá křivka vymezuje oblasti existence obou těles pro případ, kdy budeme válce od sebe vzdalovat a z desintegrovaného kapalinového tělesa se bude tvořit kapalinové těleso celistvé. Červená křivka platí pro opačný případ, kdy se válce přibližují a dojde k rozpadu kapalinového tělesa. Proto je prostor mezi křivkami charakteristický pro oba dva tvary.



Obr.20: Ukázka dvou tvarů kapalinových těles mezi trojicí paralelních válců. Na horní obrázku je plné kapalinové těleso. Dolní obrázek ukazuje kapalinové těleso desintegrované.



Obr.21: Graf charakterizující výskyt kapalinových těles vyplňujících prostor mezi válci. V grafu jsou vynesena všechna měření pro úhly smáčení  $\theta = 25^\circ - 45^\circ$ . Oblast pod černou křivkou podle teorie přísluší desintegrovanému kapalinovému sloupci a oblast nad růžovou křivkou pouze kapalinovému tělesu vyplňujícímu prostor mezi válci, pro která je tento graf zpracován. Černá křivka vymezuje oblasti existence obou těles pro případ, kdy budeme válce od sebe vzdalovat a z desintegrovaného kapalinového tělesa se bude tvořit kapalinové těleso celistvé. Červená křivka platí pro opačný případ, kdy se válce přibližují a dojde k rozpadu kapalinového tělesa. Proto je prostor mezi křivkami charakteristický pro oba dva tvary [17].



Obr.22: Graf charakterizující výskyt desintegrovaných kapalinových těles. Oblast pod černou křivkou podle teorie přísluší desintegrovanému tělesu a oblast nad červenou křivkou přísluší pouze celistvému, které vyplňuje prostor mezi válci. Křivky vymezují oblast existence obou těles pro případ, kdy budeme válce od sebe vzdalovat tzn. z desintegrovaného tělesa se stává celistvé a opačně, pro případ přibližování válcových těles kdy z celistvého tělesa se stává desintegrované. Proto je prostor mezi křivkami charakteristický pro oba dva tvary [17].

## 5. Zhodnocení výsledků a nových poznatků

V dosavadním průběhu se podařilo vypracovat metodiku experimentů a to jak pro pozorování kapalinových filmů na samostatných vláknech tak i pozorování tvarů kapaliny mezi dvojicí a trojicí paralelně uložených válcových těles.

Bylo navrženo řešení výpočtu stability makroskopického kapalinového filmu na samostatném vlákne a též byl navržen jednoduchý postup výpočtu Plateuovy nerovnosti. Tyto postupy budou v samotné práci rozšířeny. Podrobně byl sledován jev rozpadu kapalinového sloupce umístěného na válcovém tělese. Bylo navrženo řešení pro výpočet vlnové délky v závislosti na průměru válcového tělesa a na tloušťce původního kapalinového tělesa.

Tvary kapalinových těles mezi dvojicí a trojicí válců byly podrobeny jak matematickému tak i experimentálnímu rozboru a to v oblastech částečného smáčení, dokonalého smáčení a úplné hydrofobicity. Podařilo se nalézt vhodnou metodu pro zkoumání základních tvarů kapalinových těles.

## 6. Literatura

- [1] BARGE, P.: Fighting Leakage in Thin Diapers, a Challenge Taken up by Engineered Multifunctional Fabrics In: INDEX'96 Congress, HYGIENE I, AGenova 1996, str.1 - 17.
- [2] Adamson, A.W. and Gast, A.P., Physical chemistry of surfaces, John Wiley & Sons, New York (1997).
- [3] de Gennes, Brochard-Wyart, Quere: Capillarity and Wetting Phenomena, Springer, ISBN 0-387-00592-7
- [4] Ryong Joon Roe, Journal of Colloid and Interface Science, 1975, Vol.50, No.1, 70-79
- [5] PRINCEN, H. M.: Capillary Phenomena in Assemblies of Parallel Cylinders; III. Liquid Columns between Horizontal Parallel Cylinders, Journal of Colloid and Interface Science, 34, No.L., 1970, str. 171-184.
- [6] PRINCEN, H. M.: Capillary Phenomena in Assemblies of Parallel Cylinders; II. Capillary rise in Systems with More Than Two Cylinders, Journal of Colloid and Interface Science, 30, No.L., 1969, str. 359-371.
- [7] Ščukin E.D, Petrov A.V, Amenova E.A.: Koloidní chemie, Academia Praha,1990
- [8] BROCHARD, F.: Spreading of Liquid Drops on Thin Cylinders: The „manchon/ droplet“ Transition, J.Chem.Phys.84 (8), April 15 1986, 4664.
- [9] Plateau, J., „Statique Experimentale et Theorique des Liquids Soumis Aux Seules Forces Moleculaires“, Gauthier –Villars, Paris 1873
- [10] Plateau, J., „Statique Experimentale et Theorique des Liquids Soumis Aux Seules Forces Moleculaires“, Gauthier –Villars, Paris 1873
- [11] Rayleigh, Lord, „ Theory of Sound, „ vol. II, pp.351. McMillan and Co., London, 1896
- [12] Tomotika, S., On the instability of a cylindrical thread of a viscous liquid surrounded by another viscous fluid. *Proc. Roy. Soc. A* 150 (1935) 322–337.
- [13] Meister, B.J., Scheele, G.F., Generalized Solution of the Tomotika Stability analysis for a cylindrical jet, *AICHE J.*, 13, 682 (1967)
- [14] Lukáš, D., Pan, N. :„Wetting of a fiber bundle in fibrous structures“, *Polymer Composites*, June 2003, Vol.24, No.3, pp 314-322
- [15] Chaloupek,J.- Lukáš D., Stabilita kapalinového filmu na vlákně, In: *Strutex,Liberec 2001*
- [16] Chaloupek, J. – Lukáš, D.: Auto Monte Carlo model for liquid films stability on fibres, *AUTEX 2004, Roubaix 2004. Code O-3W4. ISBN 2-9522440-0-6.*
- [17] Lukáš, D., Chaloupek, J., Košťáková E., Pan N., Matínková I. : Morphological transitions of capillary rise in a bundle of two and three solid parallel cylinders, *Physica A* 371, April 2006, str.226-248

## 7. Práce autora se vztahem ke studované problematice

Chaloupek,J.- Lukáš D., Stabilita kapalinového filmu na vlákně, In: *Strutex,Liberec 2001*

LUKÁŠ, D. – CHALOUPEK, J.: Wetting Between Parallel Fibres; Column Unduloid and Column Disintegration Transitions. *Incontinence: The Engineering Challenge*, London, 21. November 2001.

Lukas,D. , Chaloupek,J. :Wetting between parralel fibres: column-unduloid and column disintegration transition, *J.of Engineering in Medicine*, Vol. 217, No H4, 2003 str.273-279



J. CHALOUPEK and D. LUKÁŠ: The model of a liquid film instability on single fiber and morphological transitions of liquid column among three parallel fibers, Autex 2003, Gdansk

Lukáš, D. - Košťáková, E. - Chaloupek, J. - Očeretna, L. - Pociute, M.: Instability of Liquid Jets, Strutex 04, Liberec – Česká republika, 2004

Chaloupek, J. – Lukáš, D.: Auto Monte Carlo model for liquid films stability on fibres, AUTEX 2004, Roubaix 2004. Code O-3W4. ISBN 2-9522440-0-6.

Lukáš, D., Chaloupek, J., Košťáková E., Pan N., Matínková I. : Morphological transitions of capillary rise in a bundle of two and three solid parallel cylinders, Physica A 371, April 2006, str.226-248

## **8. Summary**

The wetting properties of fibres may differ significantly from those of plane solid surface. When a fine fibre is coated with a liquid film, it is often observed that the liquid film breaks up spontaneously into small droplets (beads) clinging to the fibre at regular intervals. Equilibrium configurations of liquid droplets and film are determined by the competition between capillary and adhesion forces. Such unusual wetting behaviour is a particular manifestation of general phenomena of liquid film instability, which was first studied by Plateau and Rayleigh . Rayleigh showed that the instability of cylindrical films is established with a well-defined wavelength and thus explained the regularity in spacing of the drops that form. The observed wavelength simply corresponds to fastest growing mode. Many authors have studied the problem associated with problem the stability of long cylindrical liquid column and with profiles of created beads on fibre both theoretical and experimental.

This thesis deals with studying the capillary phenomena in assemblies of parallel cylinders. This research has been first initiated by the Princen's theories, which were published in the early 70's. The theoretical part of this thesis is focused primarily on the wetting phenomena and describing the Princen's theories. The main objective of the experimental part is to develop a method, which would be suitable for making observation of this capillary phenomena and comparing of the gauged data with the theoretical values.



Vydala Textilní fakulta, Technické univerzity v Liberci  
jako interní publikaci pod pořadovým číslem 7/2007  
v počtu 20 výtisků