

**ČESKÉ VYSOKÉ  
UČENÍ TECHNICKÉ**

**V PRAZE**

**FAKULTA  
STROJNÍ**



**BAKALÁŘSKÁ  
PRÁCE**

**2023**

**MAREK  
NEJMAN**

## I. OSOBNÍ A STUDIJNÍ ÚDAJE

Příjmení: **Nejman** Jméno: **Marek** Osobní číslo: **501289**  
Fakulta/ústav: **Fakulta strojní**  
Zadávající katedra/ústav: **Ústav energetiky**  
Studijní program: **Teoretický základ strojního inženýrství**  
Studijní obor: **bez oboru**

## II. ÚDAJE K BAKALÁŘSKÉ PRÁCI

Název bakalářské práce:

**Leidenfrostův jev v kontextu chlazení vysokých tepelných toků tokamaků**

Název bakalářské práce anglicky:

**Leidenfrost effect and the high heat flux cooling in tokamaks**

Pokyny pro vypracování:

Bakalářská práce se zaměří na problematiku chlazení vysokých tepelných toků ve fúzních zařízeních a s tím spojené jevy přestupu tepla v chladičích kanálech, student provede rešerši současného stavu jaderné fúze. Mechanismus krize varu bude popsán v souvislosti s Leidenfrostovým jevem. Rešeršní část práce se dále zaměří na již provedený experimentální výzkum Leidenfrostova jevu.

V praktické části bude provedeno vlastní experimentální měření vyšetřující průběh Leidenfrostova jevu. Výsledky experimentu budou porovnány s dostupnými daty. Student vyhodnotí vliv parametrů experimentu (teplota povrchu, drsnost povrchu) na Leidenfrostův jev.

Seznam doporučené literatury:

- [1] ENTLER, Slavomír, Jan MLYNÁŘ a Václav DOSTÁL. Základy fúzní energetiky III. – Reaktorové technologie. TZBinfo [online]. Dostupné z: <https://energetika.tzb-info.cz/elektroenergetika/14587-zaklady-fuzni-energetiky-iii-reaktorove-technologie>
- [2] Blanket. ITER [online]. Dostupné z: <https://www.iter.org/mach/blanket>
- [3] SMOLÍK, Vojtěch, Hypervapotron - High Heat Flux Cooling Technology, DOI: 10.13140/RG.2.2.20940.08328

Jméno a pracoviště vedoucí(ho) bakalářské práce:

**Ing. Vojtěch Smolík ústav energetiky FS**

Jméno a pracoviště druhé(ho) vedoucí(ho) nebo konzultanta(ky) bakalářské práce:

Datum zadání bakalářské práce: **17.04.2023** Termín odevzdání bakalářské práce: **02.06.2023**

Platnost zadání bakalářské práce: **31.12.2024**

Ing. Vojtěch Smolík  
podpis vedoucí(ho) práce

prof. Ing. Michal Kolovratník, CSc.  
podpis vedoucí(ho) ústavu/katedry

doc. Ing. Miroslav Španiel, CSc.  
podpis děkana(ky)

## III. PŘEVZETÍ ZADÁNÍ

Student bere na vědomí, že je povinen vypracovat bakalářskou práci samostatně, bez cizí pomoci, s výjimkou poskytnutých konzultací. Seznam použité literatury, jiných pramenů a jmen konzultantů je třeba uvést v bakalářské práci.

\_\_\_\_\_  
Datum převzetí zadání

\_\_\_\_\_  
Podpis studenta

Prohlašuji, že jsem tuto bakalářskou práci vypracoval samostatně s využitím literatury, která je uvedena na konci této práce.

V Praze dne .....

.....

Marek Nejman

# Anotační list

Jméno autora:	Marek Nejman
Název BP:	Leidenfrostův jev v kontextu chlazení vysokých tepelných toků tokamaků
Anglický název BP:	Leidenfrost effect and the high heat flux cooling in tokamaks
Akademický rok:	2022/2023
Ústav:	Ústav energetiky
Vedoucí BP:	Ing. Vojtěch Smolík
Bibliografické údaje:	Počet stran: 54 Počet obrázků: 38 Počet tabulek: 1 Počet grafů: 0
Klíčová slova:	termojaderná fúze, Leidenfrostův jev, voda, krize varu, tokamak
Keywords:	nuclear fission, Leidenfrost effect, water, boiling crisis, tokamak
Anotace:	Tato práce se zabývá Leidenfrostovým jevem v kontextu chlazení vysokých tepelných toků tokamaků. V první teoretické části jsou shrnuty poznatky o termojaderné fúzi a jejím využití. V další části je uvedeno shrnutí problematiky vysokých tepelných toků a krize varu. V praktické části bylo provedeno měření Leidenfrostova jevu, naměřená data byla vyhodnocena a porovnána s již existujícími experimenty.
Abstract:	This thesis deals with the Leidenfrost effect and the high heat flux cooling in tokamaks. The first part deals with thermonuclear fusion and its application. In the following part, there is a short summary of problematics of high heat flux and the boiling crisis. In the practical part, a series of experiments of the Leidenfrost effect have been performed, measured data were evaluated and compared with already existing experiments.

## Poděkování

Velké poděkování patří Ing. Vojtěchu Smolíkovi za konzultace během celé doby psaní této práce, za pomoc při sestavování experimentů a jejich následném vyhodnocení. Také bych chtěl poděkovat Ing. Slavomíru Entlerovi Ph.D. za konzultaci k tématu fúzních zařízení. A v neposlední řadě bych rád poděkoval rodině, kamarádům a nejbližším osobám za vytrvalou podporu nejen během psaní této práce, ale také v průběhu celého studia.

# Obsah

Úvod .....	8
I. Teoretická část.....	10
1. Motivace pro energetické využití jaderné fúze .....	10
2. Termojaderná fúze .....	14
2.1 Historie.....	14
2.2 Fyzika fúzních reakcí .....	15
2.3 Lawsonovo kritérium a zapálení .....	16
2.4 Tokamak.....	17
2.5 Palivo .....	21
3. Chlazení vysokých tepelných toků a krize přestupu tepla .....	22
3.1 Principy přenosu tepla.....	22
3.2 Křivka varu .....	23
3.3 Leidenfrostův jev .....	25
3.4 Podchlazený var.....	26
3.5 Omezení Leidenfrostova jevu.....	27
3.6 Experimenty s Leidenfrostovým jevem .....	27
II. Praktická část.....	34
4. Zkoumaná tematika.....	34
5. Experimenty .....	35
5.1 Experiment s chladnutím vzorku .....	35
5.2 Experiment s drsnostmi povrchu .....	37
5.3 Odváděný výkon .....	44
5.4 Celkové vyhodnocení experimentů .....	48
Závěr.....	49
Bibliografie .....	50

## Seznam použitých zkratk:

ITER – International thermonuclear experimental reactor (mezinárodní fúzní experimentální reaktor)

ISS – International space station (mezinárodní vesmírná stanice)

DD – deuterium – deuterium

DT– deuterium – tritium

LFP – Leidenfrost point (Leidenfrostův bod)

STA – Structured thermal armour

# Úvod

Celosvětovým trendem je neustále rostoucí spotřeba elektrické energie a tepla. Jedním z hlavních úkolů energetiky je navyšující se energetickou poptávku pokrýt. Dále je v dnešní době vyvíjen politický a společenský tlak na využívání zdrojů s nízkými emisemi a na zvyšování poměru energie vyrobené z obnovitelných zdrojů. Toto jsou hlavní motivace hledání možnosti využití termojaderné fúze pro komerční výrobu elektřiny. Jaderná fúze jako energetický zdroj představuje unikátní kombinaci udržitelnosti, nízké uhlíkové stopy, minimálních nákladů na palivo a absenci vzniku emisí/odpadních produktů. Další výhody termojaderné fúze spočívají v její bezpečnosti, která je inherentně zajištěna nemožností vzniku neřízené řetězové reakce, jak je tomu u jaderného štěpení. Inženýrským úkolem je zkonstruovat zařízení, které dokáže vytvořit podmínky vhodné pro dosažení a udržení fúzní reakce a vysoký energetický tok z paliva ve formě plazmatu komerčně využít.

Na základě experimentů bylo dokázáno, že při dosažení vhodných podmínek může fúze probíhat v termojaderných zařízeních i na Zemi, kde pro ni standardně podmínky neexistují. Pro ověření teoretických poznatků, navržených technologií a testování vyvíjených materiálů fúzních reaktorů jsou nezbytná experimentální měření. V současné době je za přední experimentální zařízení považován tokamak ITER budovaný ve Francii. Tokamak ITER a jeho experimentální výsledky budou klíčovým parametrem pro posuzování realizovatelnosti jaderné fúze jako nového energetického zdroje lidstva.

Termojaderná fúze je díky vysoké koncentraci uvolňované energie zdrojem vysokých tepelných toků, které je nutné dostatečně odvádět, aby nedošlo k poškození komponent reaktoru. Jednou z nejdůležitějších součástí celého zařízení fúzního reaktoru je systém pro odvod tepla. Pro konstrukci první stěny tokamaku ITER je uvažováno vodní chlazení. Jedním z fyzikálních jevů, ke kterým dochází během chlazení, je krize varu. Během krize varu vzniká na ohřívané stěně tenká vrstva páry, která působí izolačně a značně snižuje odvod tepla z ohřívané stěny do proudící tekutiny. Tento jev lze pozorovat i na kapce kapaliny na horkém povrchu a nazývá se Leidenfrostův jev. Tenká vrstva páry nadnáší kapku nad horkým povrchem a brání přestupu tepla mezi kapalinou a ohřívanou stěnou. Situace se vznikem krize varu je v termojaderných reaktorech nechtěná, neboť vede ke snížení tepelného toku a prudkému přehřátí dané komponenty reaktoru.



Cílem teoretické části této práce je shrnout problematiku fúzních reaktorů, jejich historii a aktuální stav vývoje energetického využití termojaderné fúze. Nastítnit konstrukci a mechanismy chlazení jednotlivých komponent a s tím spojené jevy přestupu tepla pro vysoké tepelné toky. Dále pak popsat mechanismus krize varu v souvislosti s Leidenfrostovým jevem a shrnout několik již proběhlých experimentálních výzkumů v této oblasti. Cílem praktické části je provést vlastní měření průběhu Leidenfrostova jevu. Výsledky experimentálního měření následně porovnat s daty jiných experimentů a vyhodnotit vliv parametrů experimentu.

Výsledky experimentálního měření doby života kapky na horkém povrchu jsou vhodným údajem pro přibližné určení tepelného toku v daném bodě mezi stěnou a kapalinou. Tyto hodnoty tepelných toků lze uvést do kontextu s Nukiyamovou křivkou varu, která v klasickém tvaru popisuje vztah mezi teplotou ohřívané stěny a odváděným tepelným tokem v případě bazénového varu.

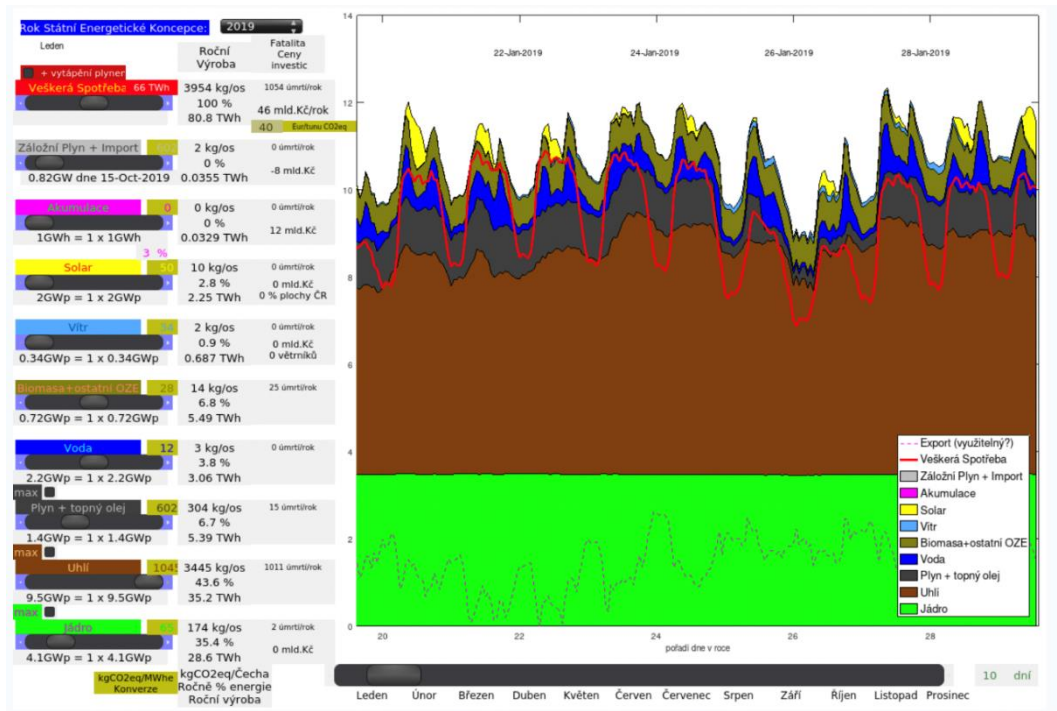
# I. Teoretická část

## 1. Motivace pro energetické využití jaderné fúze

V současné době vzniká velký politický tlak na využívání nízkoemisních a obnovitelných energetických zdrojů pro výrobu elektřiny a tepla. Nejčastějšími aktuálními zdroji energie jsou stále fosilní paliva jako je například uhlí, zemní plyn a ropa. Spalování fosilních paliv vede ke vzniku skleníkových plynů a uvolňování pevných částic do ovzduší. Skleníkové plyny přispívají ke klimatickým změnám, pevné mikroskopické částice mohou negativně ovlivňovat zdravotní stav lidí a dalších živých organismů. Z důvodu prevence těchto následků využívání fosilních paliv vznikl v Evropské unii v roce 2009 právní předpis, jehož cílem bylo zvýšit podíl spotřebované energie z obnovitelných zdrojů do roku 2020 na 20 %. Tento předpis se postupně vyvíjel až do aktuálního znění z července roku 2021, kdy bylo rozhodnuto, že do roku 2030 bude spotřeba v Evropské unii ze 40 % pocházet z obnovitelných zdrojů [1]. Velkým tématem je i elektromobilita, a to nejen v oblasti osobních elektrických automobilů, ale i v oblasti veřejné a nákladní dopravy. V roce 2022 podpořil Evropský parlament návrh Evropské komise o úplném zákazu prodeje nových aut se spalovacími motory od roku 2035. [2]

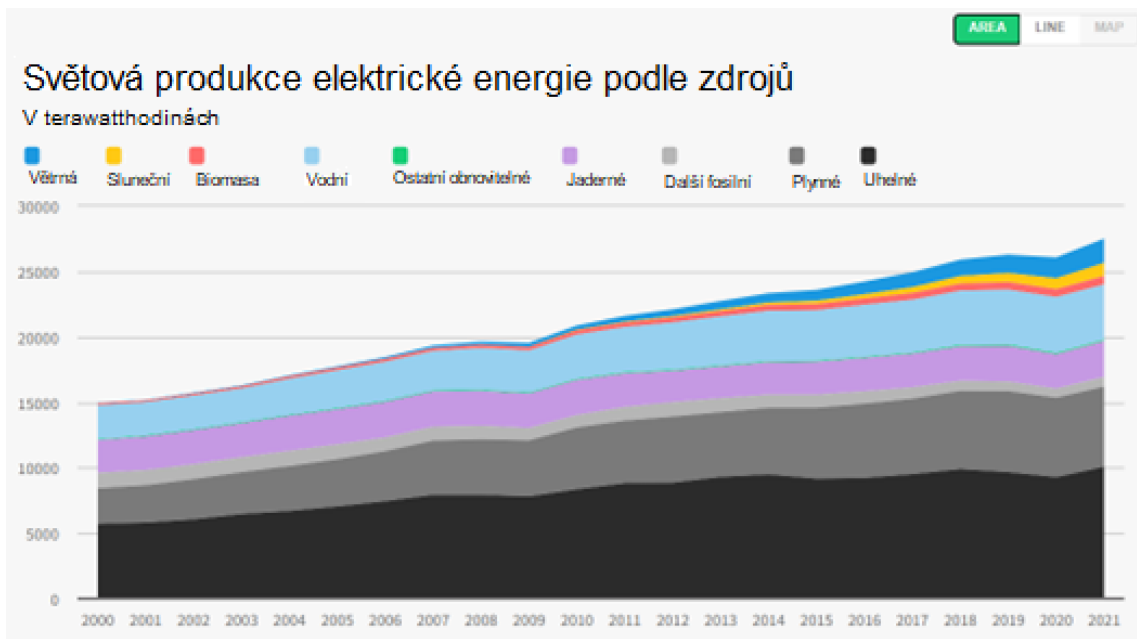
Mezi nejčastěji využívané obnovitelné zdroje energie patří vodní, větrné a solární elektrárny [3]. Solární a větrné elektrárny jsou často srovnávány s ostatními zdroji pomocí hodnoty jejich instalovaného výkonu, případně průměrného výkonu dodávaného během roku. Tyto hodnoty však nezohledňují velice důležitý aspekt energetického zdroje, a sice velikost dodávaného výkonu v závislosti na denní době, aktuálním počasí a ročním období. Aktuální technologie neumožňuje skladování energie v dostatečné míře, a tak je nutné v přenosové soustavě neustále udržovat rovnováhu mezi výrobou a spotřebou energie. Na Obrázku 1.1 je znázorněn průběh výroby a spotřeby energie v ČR, včetně využitého energetického mixu jednotlivých zdrojů. Je zřejmé, že solární energie má velký význam s ohledem na nárůst spotřeby elektrické energie během dne, zatímco pro základní zatížení (base load) jsou nezbytné zdroje s konstantním výkonem, jako jsou například jaderné bloky. Pokud by se společnost rozhodla využívat obnovitelné zdroje energie jako hlavní zdroj elektřiny bez využití dostatečné akumulace, musela by se potýkat s velkou zátěží na kvalitu a stabilitu sítě. S těmito problémy se potýká energetika i dnes. Nekonzistentnost dodávek energie je důsledkem proměnlivosti dodávek energie z obnovitelných zdrojů, zpravidla v závislosti na počasí. [4] [5] Tento problém může být řešen například takzvaným najetím špičkových elektráren, které jsou

většinou založené na spalování fosilních paliv. Uchování elektřiny v krátkodobém horizontu lze v současné době řešit také například přečerpávacími elektrárnami, kvalitu sítě lze upravovat i elektronicky: přístroje pro úpravu frekvence a napětí v síti. Tato řešení pro úpravu kvality sítě mají však smysl pouze pro lokální použití, nejsou dostatečnou náhradou pro přenosovou soustavu jako celek a zatěžují ji dalšími ztrátami. [6]



Obrázek 1.1 Průběh spotřeby a podílů energetického mixu pro výrobu elektřiny v ČR [7]

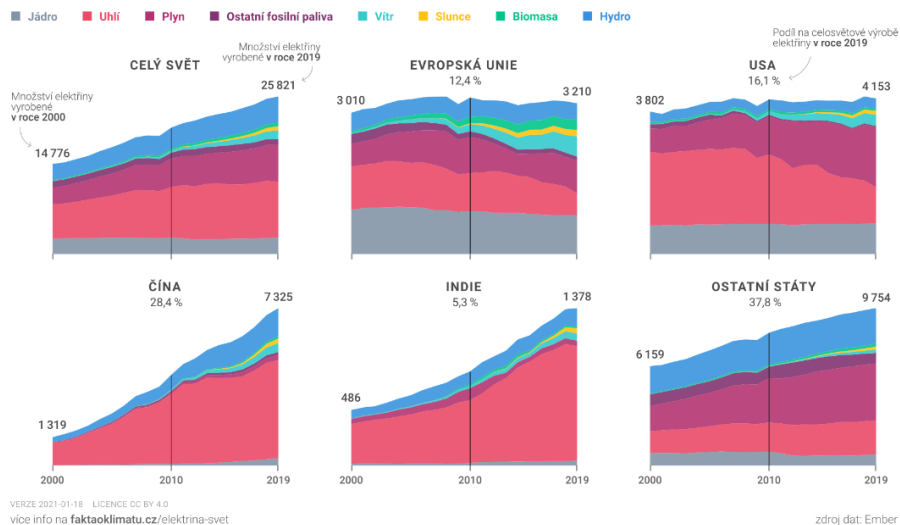
Světová výroba, a tudíž i spotřeba elektrické energie, rok od roku stoupá. Na Obrázku 1.2 je zřetelné, že nárůst vyrobené elektrické energie stoupl za posledních 21 let o téměř 85 %. Trend nárůstu výroby elektrické energie rozdělený dle zemí je zobrazen na Obrázku 1.3, kde je patrné, že nejvýznamnější pozorovatelný nárůst mezi lety 2000 a 2019 nastal v Číně, Indii a rozvojových zemích třetího světa, naopak trend v Evropě a v Americe je spíše bez větších nárůstů [8] [9].



Obrázek 1.2 Světová výroba elektřiny dělena dle zdroje [8]

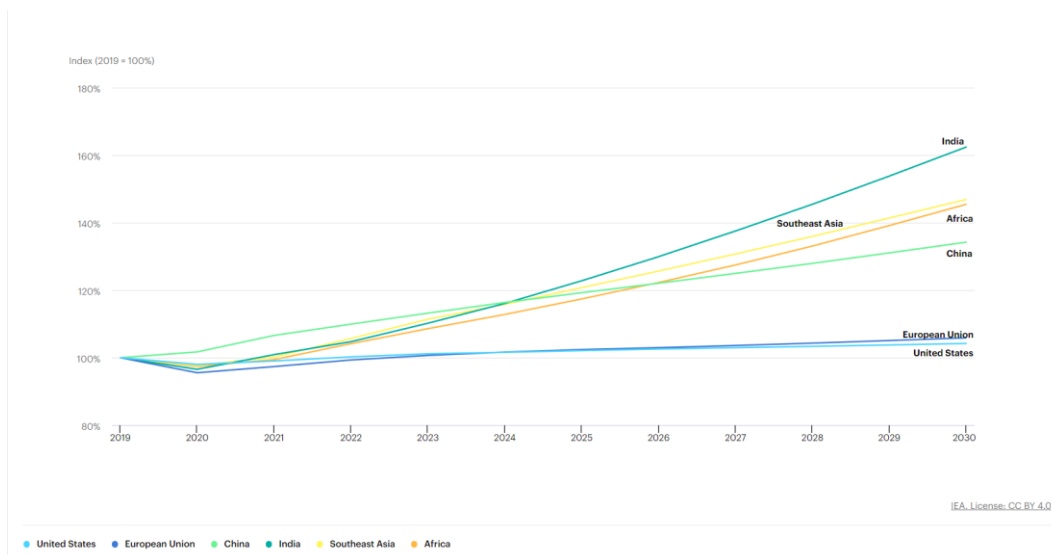
## VÝROBA ELEKTRINY VE SVĚTOVÝCH REGIONECH

Vývoj celkové výroby elektřiny podle jednotlivých zdrojů v letech 2000–2019 celosvětově a pro jednotlivé regiony. Hodnoty jsou uváděny v TWh na rok.



Obrázek 1.3 Nárůst výroby elektrické energie v jednotlivých zemích [9]

Nárůst spotřeby energie má souvislost s rozvojem životní úrovně a zvyšováním počtu obyvatel v daných lokalitách, dalším faktorem může být například přesunutí výroby a některých průmyslových odvětví západního světa do zemí Asie. Rychlost nárůstu v tuto chvíli nezpomaluje a existují prognózy, které odhadují zvýšení tempa růstu spotřeby energie. Jedna ze zmíněných prognóz je zobrazena na Obrázku 1.4. [10]



Obrázek 1.4 Předpoklad vývoje poptávky po elektřině ve vybraných regionech do roku 2030 [10]

Vzhledem k rostoucí spotřebě elektrické energie je nutné hledat další zdroje, které by byly výhodné z pohledu ekonomické konkurenceschopnosti, šetrné k životnímu prostředí, tj. bezemisní a bez uvolňování většího množství skleníkových plynů do ovzduší, měly by schopnost dodávky výkonu do sítě nezávisle na vnějších vlivech a daly by se označit za nevyčerpatelné v rámci využití lidskou civilizací na Zemi. Tyto podmínky by v budoucnosti mohla nabídnout právě termojaderná fúze. [11]

## 2. Termojaderná fúze

### 2.1 Historie

O myšlence fúze jako hlavním zdroji energie ve Vesmíru začala vědecká komunita diskutovat na počátku 20. století po objevu radioaktivity a vyslovení Einsteinovy teorie relativity. Po zjištění, že jaderná fúze je proces, který je zdrojem energie Slunce, byla započata diskuze, jakým způsobem by bylo možné tento fyzikální jev využít na Zemi pod lidskou kontrolou. Z počátku byli někteří přední fyzikové silně proti myšlence využití jakékoliv jaderné energie lidmi. Například Ernest Rutherford zastával názor, že jadernou energii nebude nikdy možné využít v takové míře, aby se to komerčně vyplatilo. Roku 1939 bylo objeveno, že atom uranu se při srážce s neutronem rozštěpí za současného uvolnění jistého množství energie. Energie získávaná (či dodávaná) z jaderných reakcí má svůj původ v rozdílu klidových hmotností jednotlivých reaktantů a produktů reakce. Platí, že součet klidových hmotností jednotlivých protonů a neutronů tvořících atomové jádro je rozdílný od klidové hmotnosti atomového jádra vzniklého jejich spojením. Tento tzv. hmotnostní schodek je původcem energie, jejíž velikost je popsána Einsteinovým vzorcem  $E = mc^2$ . Z charakteristiky jednotlivých atomových jader vyplývá, že energii lze získat buď štěpením izotopů prvků těžších než  $\text{Fe}^{56}$ , jako je například zmíněný uran, nebo naopak slučováním (fúzí) lehčích atomových jader, jako je například vodík. Ke štěpné jaderné reakci může docházet i za podmínek panujících na Zemi, což umožnilo mimo jiné i rozvoj jaderné energetiky (využívající štěpení) do dnešní podoby. [12] [13]

Fúzní energii se dostalo pozornosti v dobách po druhé světové válce, kdy proběhly testy prvních jaderných (štěpných) zbraní. První vodíková (fúzní) bomba byla úspěšně použita roku 1952, jednalo se o první demonstraci průběhu termojaderné fúze na Zemi. Vývoj fúzních zařízení byl po mnoho let utajován, změna nastala až v roce 1958. V tomto roce v Ženevě proběhla historicky první mezinárodní konference, na které bylo odtajněno mnoho dokumentů o vědeckých výzkumech týkajících se jaderné fúze.

Postupem času bylo zjištěno, že k fúze ve Slunci dochází díky gravitační síle, která dokáže u těles velkých rozměrů dostatečně stlačit jednotlivé atomy a umožnit dosažení fúzní reakce. Tento princip dosažení fúzní reakce není pro konstrukci reaktorů na Zemi prakticky využitelný, a tak se vědecká společnost začala zabývat jinými způsoby, jak fúze docílit v pozemských podmínkách. Po dalším výzkumu bylo zjištěno, že pro průběh fúzní reakce je nezbytné udržení plazmatu o vysoké teplotě po dostatečně dlouhou dobu. Po odtajnění spisů v Ženevě se objevilo mnoho vědeckých skupin, které se snažily přijít na způsob, jak dosáhnout udržení horkého plazmatu. Výsledkem

výzkumu bylo nastínění dvou způsobů dosažení fúzní reakce: magnetické a inerciální udržení.

Fúzní palivo se během termojaderné reakce vyskytuje v plazmatickém skupenství. Jedná se o ionizovaný plyn, který tvoří přibližně 99 % veškeré viditelné hmoty ve vesmíru. Na Zemi se s plazmatem setkáváme pouze v ojedinělých případech, jako jsou například výboje blesků. [14]

Magnetické udržení je způsob, kterým lze plazma udržet v prostoru reaktoru, aniž by bylo v kontaktu se stěnou zařízení. Kontakt plazmatu se stěnou reaktoru je nepříznivý z hlediska zatížení stěny reaktoru, zároveň ale také dochází k prudkému zchladnutí fúzního paliva a ukončení fúzní reakce v něm probíhající. Princip magnetického udržení v tokamacích je založen na kombinaci dvou magnetických polí: toroidálního a poloidálního. Zmíněná magnetická pole mají odlišná prostorová uspořádání, jejich kombinací vzniká šroubovicové magnetické pole, které je výhodné z hlediska stability udržení plazmatu. Dalším významnou konstrukcí reaktoru na principu magnetického udržení je například stelarátor.

Princip inerciálního udržení je založen na stlačení terče fúzního paliva pomocí výkonných laserových paprsků. Prudký nárůst hustoty palivového terče způsobí ohřev fúzního paliva. Díky setrvačnosti nestíhá expandující palivo dostatečně rychle unikat do prostoru a je v něm tak dosaženo potřebné teploty a hustoty částic – podmínek pro průběh fúzní reakce. [13]

Mezinárodní zájem o fúzní energii se v průběhu času zvyšoval, souvisle s tím vznikal i problém s financováním dalšího výzkumu, který byl nezbytný pro technologický posun ve vývoji energetického využití fúze. V roce 1987 vznikla smlouva o výstavbě prvního mezinárodního fúzního reaktoru ITER, na němž budou testovány nové technologie spojené s vývojem energetického využití fúze. ITER je z hlediska nákladnosti, komplexnosti a mezinárodní spolupráce často srovnáván s dosud největším mezinárodním projektem – Mezinárodní kosmickou stanicí ISS. [11] [12]

## 2.2 Fyzika fúzních reakcí

Fúzní reakce v podmínkách panujících na Zemi přirozeně neprobíhá. Aby k fúzní reakci došlo, je nutné dodat jádrům prvků dostatečnou energii pro překonání coulombovské bariéry protonů, mezi kterými působí díky shodnému kladnému náboji odpudivá síla. Energie částic je reprezentována teplotou fúzního paliva. V případě magnetického udržení jsou pohybující se částice o vysoké energii drženy pomocí

magnetických siločar, okolo kterých se nabitě částice stáčí díky působení Lorentzovy síly. Magnetické udržení je v současné době realizováno pomocí měděných cívek, ale v budoucích reaktorech se počítá s využitím supravodivých cívek. Dvěma hlavními typy fúzních reaktorů jsou tokamak a stelarátor, které se od sebe zásadně odlišují geometrií instalovaných cívek. Tokamak byl původně vyvinut v SSSR a dále zdokonalován vědeckými pracovišti po celém světě, v současné době je považován za nejvíce perspektivní koncept fúzního zařízení. Mezi tokamaky se řadí například JET, KSTAR, nebo budovaný ITER. [13]

V prvních generacích fúzních reaktorů bude s největší pravděpodobností probíhat reakce DT (deuterium-tritium), pro kterou je v magnetickém udržení žádaná teplota paliva přibližně 160 milionů K. Deuterium a tritium jsou izotopy vodíku. Produktem DT reakce, během které je uvolněno 17,6 MeV energie, je helium a neutron. Balance celé reakce je popsána rovnicí (2.1).



Deuterium je izotop vodíku získatelný z vody, tritium se však přirozeně na Zemi nevyskytuje z důvodu jeho krátkého poločasu rozpadu. V současné době je možné tritium získávat z určitých typů štěpných jaderných reaktorů. Z hlediska samostatnosti provozu fúzní energetiky je navržen proces výroby tritia přímo v rámci provozu fúzní elektrárny v tzv. *breeding blanketu*. Toto je popsáno podrobněji v Kapitole 2.4.2 První stěna, divertor a blanket. [12] [13]

### 2.3 Lawsonovo kritérium a zapálení

Britský vědec John Lawson, již v padesátých letech 20. století určil, že pro energeticky ziskovou fúzní elektrárnu je nutné dosáhnout určité hodnoty součinu hustoty plazmatu a doby jeho udržení. Výpočet Lawsonova kritéria stanovuje stavy rovnováhy mezi dodávaným výkonem ohřevu a produkovaným fúzním výkonem. [12] [15]

V roce 1995 J. Lawson stanovil, že z hlediska kritériálních rovnic je dosažení stavu rovnováhy pro reakce paliva DT (deuterium, tritium) a DD (deuterium, deuterium) dosažitelné za nejnižších teplot v porovnání s ostatními uvažovanými fúzními reakcemi. Lze volit mezi mnoha možnými kombinacemi izotopů použitých jako fúzní palivo. Parametrem pro volbu paliva není pouze hodnota Lawsonova kritéria, ale i dostupnost daných izotopů na Zemi, nebo povaha fúzní reakce, která může, ale také nemusí produkovat neutrony. Aktuálně je pro první generaci budoucích fúzních elektráren uvažováno DT palivo, neboť pro DT reakci jsou minimální potřebné hodnoty kritéria pro



dosažení rovnováhy na nejnižších teplotách. Úskalím využití reakce DT je produkce neutronů, které aktivují a poškozují konstrukci samotného reaktoru, a tím komplikují jeho provoz. [15]

S výpočtem Lawsonova kritéria souvisí i tzv. zapálení (ignition). Zapálení označuje stav, kdy je dosažena rovnováha mezi ztrátovým výkonem a uvolňovaným fúzním výkonem ohřívajícím plazma. V případě DT reakce (jejíž produkty jsou neutron a alfa částice) lze pro magnetické udržení plazmatu stanovit kritérium pro zapálení jako rovnováhu mezi ztrátovým výkonem a výkonem alfa částic. Alfa částice s kladným nábojem jsou drženy magnetickým polem, zatímco neutrony unikají a odvádějí fúzní výkon ven z plazmatu, a tak k dalšímu ohřevu fúzního paliva nepřispívají. Zapálení je důležitým stavem fúzní reakce, avšak nezohledňuje účinnost systémů ohřevu a odvodu výkonu v rámci celého fúzního reaktoru. Pro rozšíření kritéria o další parametry účinnosti systému konverze celé elektrárny lze stanovit například tzv. inženýrskou rovnováhu (engineering breakeven). [12]

## 2.4 Tokamak

Tokamaky jsou toroidální konstrukce fúzního reaktoru založené na principu magnetického udržení, které v plazmatu indukují elektrický proud, ten následně plazma ohřívá. Toroid je geometrický útvar podobající se prstenci. V tokamaku se využívá průřez prstence ve tvaru písmene D. Jednou z předností tokamaků je indukce elektrického proudu v plazmatu, který významně napomáhá k jeho ohřevu. Indukce elektrického proudu je ale také zároveň příčinou jednoho z hlavních úskalí tokamaků: k indukci proudu dochází pouze v případě změny toku elektrického proudu v cívkách tokamaku. Důsledkem tohoto mechanismu je pulsní charakter provozu tokamaku, znemožňující dosažení trvalého stavu s konstantním výstupním výkonem. Kromě ohřevu plazmatu elektrickým proudem může být současně využíváno například injektorů svazků neutrálních částic, nebo radiofrekvenčních antén. Hlavní komponenty konstrukce tokamaku jsou: vakuová komora, první stěna, divertor, blanket, supravodivé nebo měděné cívky pro toroidální a poloidální magnetické pole. [13] [16]

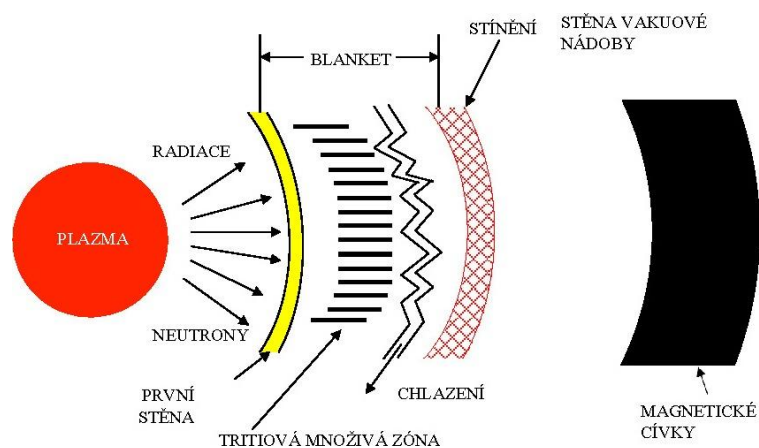
### 2.4.1 Vakuová komora

Vakuová komora zajišťuje potřebné podmínky pro průběh fúzní reakce. Přítomnost nečistot v oblasti plazmatu je příčinou pro ztížený ohřev a vznik nestabilit v plazmatu. Vakuum je udržováno pomocí vymrazovacích vývěv. Vakuová komora je

obklopena cívkami toroidálního a poloidálního magnetického pole, uvnitř vakuové nádoby se nachází blanket, první stěna a divertory. [13] [16]

## 2.4.2 První stěna, divertor a blanket

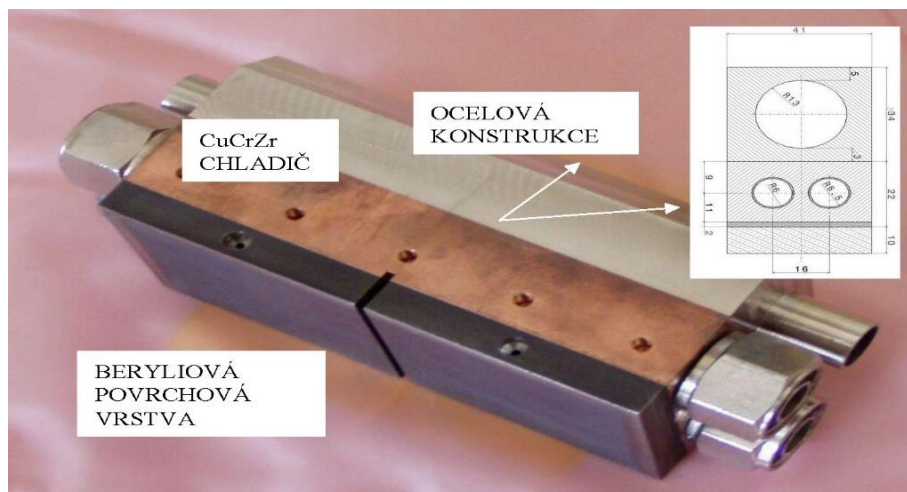
První stěna, divertor a blanket jsou souhrnně označovány jako jaderné komponenty. Schematické zobrazení konstrukce v budoucích fúzních reaktorech je na Obrázku 2.1. Jaderné reaktory jsou částmi reaktoru, které jsou aktivovány neutronovým tokem produkovaným DT reakcí. U první generace fúzních reaktorů je uvažována zvláštní manipulace a nakládání s aktivovanými komponentami. Jedním z cílů budoucích generací fúzních reaktorů je provozovat fúzní reakce neprodukující neutrony, a tak problémům s aktivací materiálů zcela předejít. [12] [17]



Obrázek 2.1 Schéma předpokládaného řazení jaderných komponent ve fúzních reaktorech [16]

První stěna je komponenta přímo vystavená plazmatu, od kterého je zatížena velmi vysokým tepelným tokem. Jedná se o část blanketu, která může být lokálně vystavena i přímému kontaktu s plazmatem. Pro budoucí provoz v reaktoru je uvažovaná vyměnitelnost komponent první stěny, jelikož po určité době dochází k vyčerpání životnosti materiálu konstrukce. V běžném provozu je zátěž komponent kombinací neutronového toku a tepelné radiace. Během provozu se v tokamaku objevují i tzv. disrupce. Tyto nepravidelné výkyvy plazmatu jsou zaviněny jeho nestabilitou a obvykle vedou k jeho částečnému zhroucení, dotyku plazmatu na první stěně, přenosu velké části jeho energie a uvolnění velkého tepelného toku na stěnu reaktoru. Těmto nestabilitám je snaha co nejvíce předcházet, protože je při nich dosahováno násobku obvyklého tepelného toku kladeného na jaderné komponenty. Za účelem předcházení nestabilitám jsou vyvíjeny a testovány diagnostické systémy odhalující vznik těchto jevů

na základě chování plazmatu ve vakuové komoře. Nestabilitám se v průběhu provozu tokamaku nedá zcela předejít a tepelný tok se tak na krátký časový okamžik může i zněkolikanásobit. Kompletní zatížení první stěny pro ITER dle jeho zdroje zobrazuje Tabulka 1. Pro uchování vlastností materiálu, po celou dobu jeho životnosti je nutné první stěnu dostatečně chladit, schéma chlazení první stěny spolu se schématem příčného řezu je na Obrázku 2.2. [16] [17] [18]

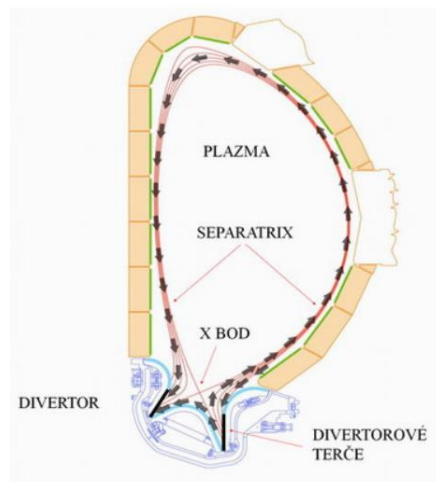


Obrázek 2.2 Ukázka chlazení první stěny pro reaktor ITER

Zátěž	Typ zátěže	Označení	Projektová hodnota
Neutronová zátěž	Neutronový tok	$\Phi_N$	1,5 MW/m <sup>2</sup>
Tepelná radiace	Tepelný tok	$\Phi_C$	0,5 MW/m <sup>2</sup>
Interakce s plazmatem	Tepelný tok	$\Phi_{SOL}$	5 MW/m <sup>2</sup>

Tabulka 1 Hodnoty zátěže na první stěnu projektované pro ITER [17]

Divertor je komponenta, která spolu s první stěnou vymezuje oblast plazmatu, schéma v řezu je na Obrázku 2.3. Divertorová oblast je definována geometrií magnetických siločar, které jsou vedeny z okraje plazmatu a směřovány na divertorové terče. Na divertorové terče je odváděno plazma obsahující vzniklé helium a nečistoty z vakuové komory. Odvádění nečistot a produktů vzniklých při reakcích v tokamaku je nutné pro dosažení vhodné čistoty paliva v plazmatu. Divertor a jeho terče jsou jedny z nejvíce namáhaných komponent, a tudíž je nutné dostatečné chlazení těchto částí. Divertor na tokamaku ITER bude chlazen vodou o tlaku okolo 4MPa. [17]



Obrázek 2.3 Řez divertorem fúzního reaktoru [16]

Blanket je největší z jaderných komponent, které se ve fúzním reaktoru nachází. Blanket plní funkci stínění, odvodu tepelného výkonu uvolněného absorpcí neutronů a v budoucích reaktorech je uvažována zóna blanketu, ve které bude vznikat tritium, tzv. plodivá zóna. Stínění je důležitá funkce blanketu, neboť supravodivé cívky (které vytváří poloidální a toroidální magnetické pole pro udržení plazmatu) jsou vysoce náchylné na poškození neutronovým tokem. Neutronové záření při dopadu na supravodivou cívku vede ke ztrátě supravodivosti a lokálnímu navýšení teploty cívky, což může vést až k jejímu zničení. Plodivá zóna je oblast blanketu, ve které by měla vznikat jedna z nezbytných částí DT paliva – izotop vodíku zvaný tritium. K plození tritia je využívána reakce lithia s neutronem. Reakce přeměny lithia pro vznik tritia jsou popsány rovnicemi (2.2) a (2.3). [12] [17]



Rovnice (2.2) a (2.3) popisují přeměny dvou izotopů lithia, které se v přírodě vyskytují. V přirozeném lithiu se nachází přibližně 92,6 %  ${}^7\text{Li}$  a 6,4 %  ${}^6\text{Li}$ . Zbylé jedno procento jsou ostatní izotopy lithia. Reakce popsaná rovnicí (2.2) probíhá s vyšší pravděpodobností, jedná se o reakci lithia s pomalými neutrony, která je exotermická, tj. během níž se uvolňuje energie. [12]

## 2.5 Palivo

Z dříve popsaných závěrů Lawsonova kritéria byl odvozen význam DT reakce pro první generaci fúzních elektráren. Dalším možným typem paliva je například DD nebo  $D^3He$ . Výhodou  $D^3He$  paliva oproti DT palivu je, že produktem reakcí není neutron, a tudíž neprobíhá přímá aktivace materiálu v jaderných komponentech. Avšak ani  $D^3He$  reakce není bez aktivace jaderných komponent, dochází zde totiž k dodatečným DD a DT reakcím a aktivace je tak v podstatně menší míře než u DT a DD paliva. [12] [15]

Aktivace jaderných komponent je jeden z hlavních inženýrských problémů, se kterým se potýká materiálová stránka stavby fúzních reaktorů. Aktivace materiálu způsobuje poškození jeho struktury a změnu pevnostních vlastností, materiál se tak stane radioaktivním. Pravidelná výměna aktivovaných komponent významně zvyšuje náklady provozu budoucí elektrárny a komplikuje její konstrukci. V projektu ITER bude výměna aktivovaných komponent probíhat za pomoci robotických manipulátorů. [12] [16]

Důvodem, proč není v současné době pro první generaci fúzních reaktorů uvažováno palivo  $D^3He$  je nedostupnost izotopu helia  $^3He$  na Zemi. Je možné ho vyrobit, jeho výroba je však doprovázena vysokými náklady. Další možný způsob jeho získání je těžba na Měsíci, kde se nachází v dostatečném množství, ale ekonomicky a technicky je to v současné době nerealistické. [12] [15]

V palivech první a druhé generace fúzních reaktorů bude použito deuterium, nacházející se na Zemi například v mořské vodě. V případě pokrytí veškeré spotřeby elektřiny na světě pomocí DT palivového cyklu je zásoba deuteria na Zemi přibližně na 17 miliard let. V případě, že by tato výroba byla nahrazena pomocí DD cyklu, tak k využití veškerého paliva dojde přibližně za 5,4 miliard let. Spotřeba elektřiny každoročně stoupá, ale i ve scénářích prudkého nárůstu spotřeby rozvojových zemí nemůže nastat situace, ve které by došlo ke spotřebování veškerého deuteria před vyhořením Slunce. Deuteria je tedy na Zemi nevyčerpatelná zásoba pro účely energetického využití v jaderných fúzních reaktorech. [19] [20]

Druhá složka DT paliva je tritium. Tritium je dostupné jako odpadní látka ze štěpných reaktorů, které jsou aktuálně v provozu. V budoucích fúzních reaktorech má ale tritium vznikat za provozu, a to vystavením lithia neutronovému toku. Nutným vstupním prvkem pro tvorbu tritia je tedy lithium. Lithium se v přírodě nachází v zemské kůře, nebo v mořské vodě. Při kompletním nahrazení veškeré výroby elektrické energie na světě fúzními elektrárnami na principu DT paliva je zásoba lithia při aktuální spotřebě energie odhadnuta na 2000 let. Nejen z tohoto důvodu se často mluví o fúzi jako o udržitelném zdroji energie [20]. [12]

## 3. Chlazení vysokých tepelných toků a krize přestupu tepla

Krize přestupu tepla, označována také jako krize varu, je fyzikální proces, při kterém je chladící kapalina v kontaktu s povrchem o vysoké teplotě. V blízkosti horkého povrchu vzniká souvislá vrstva páry, která díky své izolační schopnosti znemožňuje dostatečný odvod tepla z horké stěny do chladiva. Nutnost zkoumání těchto fyzikálních vlastností kapalin nabyla na důležitosti s nárůstem vysokoteplotních chladících zařízení, jaká jsou například v jaderných elektrárnách. Příkladem mohou být tlakovodní štěpné reaktory. V těchto reaktorech je nutná neustálá cirkulace chladící vody. Pokud by cirkulace byla narušena, mohlo by dojít ke vzniku krize varu, narušení odvodu tepla a významnému přehřátí palivových souborů. Potřeba chlazení vysokých tepelných toků není jen otázkou oblasti energetiky. S vývojem výpočetní techniky a neustálým navyšováním jejího výkonu je potřeba chlazení vysokých tepelných toků i v elektrotechnice. [21] [22]

### 3.1 Principy přenosu tepla

Přenos tepla je realizován 3 základními principy: proudění (konvekce), vedení (kondukce) a sálání (radiace).

#### 3.1.1 Proudění

Princip přestupu tepla prouděním spočívá v toku média (kapalina, plyn), které svým pohybem přenáší teplo. Proudění rozlišujeme na dva základní typy: přirozené a nucené proudění. Přirozené proudění je způsobené rozdílnými hustotami v tekutině, která daný objekt ochlazuje. U nuceného proudění naopak vzniká pohyb tekutiny kolem tělesa nějakým vnějším přičiněním. Proudění se řídí Newtonovým ochlazovacím zákonem, který stanovuje vztah mezi teplotním rozdílem a hustotou tepelného toku.

$$q'' = a \cdot (T_{\infty} - T_{zdi}) \text{ [MW/m}^2\text{]} \quad (3.1)$$

V rovnici (3.1) vystupuje koeficient přestupu tepla  $a$  [W/m K],  $T_{\infty}$  [K] jako teplota kapaliny a  $T_{zdi}$  [K] je teplota ochlazovaného povrchu. [15]

#### 3.1.2 Vedení

Důsledkem vzájemného kontaktu dvou částic o různých teplotách je přestup tepla vedením. Vedení tepla probíhá vždy z teplejší do chladnější oblasti, tento mechanismus

popisuje Fourierův zákon dle rovnice (3.2). Fourierův zákon lze pro izotropní materiál dále rozšířit na teplotní rovnici (3.3).

$$q'' = -\lambda \cdot \text{grad}T \text{ [MW/m}^2\text{]} \quad (3.2)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \alpha \left( \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) \quad (3.3)$$

$$\alpha = \frac{\lambda}{\rho \cdot c_p}$$

Ve Fourierově zákoně (3.2) vystupuje součinitel tepelné vodivosti  $\lambda$  [W/m K] a gradient teploty. V teplotní rovnici je materiálová schopnost přestupu tepla popsána pomocí součinitele teplotní vodivosti  $\alpha$  [ $m^2/s$ ]. [15]

### 3.1.3 Sálání

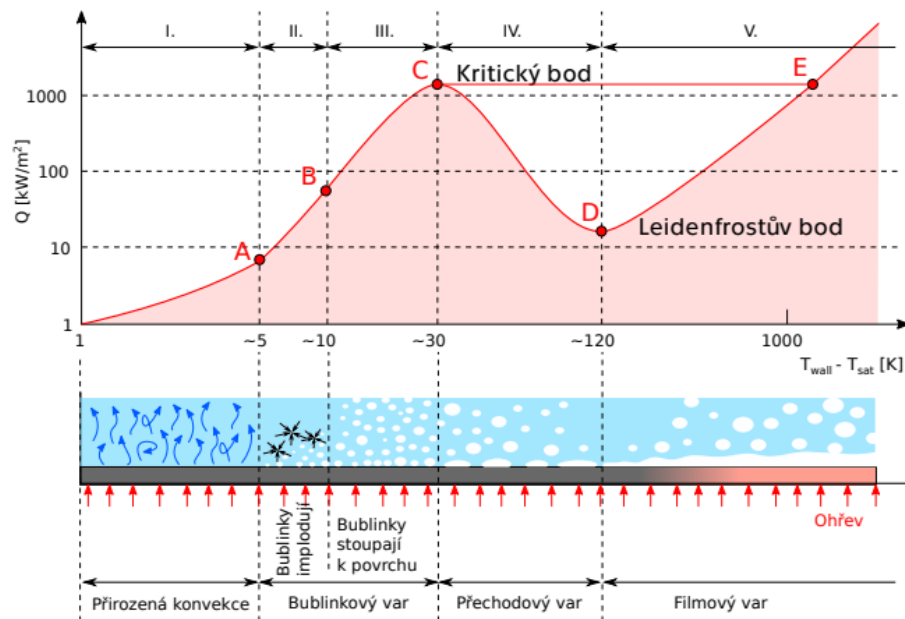
Fyzikální podstata přenosu tepla sáláním spočívá v kinetické energii částic, která roste s teplotou. Důsledkem nahodilého pohybu částic je vyzařování energie pomocí elektromagnetického vlnění. Teplota tělesa ovlivňuje vlnovou délku, na které jsou elektromagnetické vlny vyzářeny [23]. Sálání je popsáno Stefan-Boltzmannovým zákonem dle rovnice (3.4).

$$q'' = \sigma \cdot \varepsilon \cdot T^4 \text{ [MW/m}^2\text{]} \quad (3.4)$$

$\sigma$  je Stefan-Boltzmannova konstanta ( $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8}$  [W/m<sup>2</sup>K<sup>4</sup>]),  $\varepsilon$  [-] je emisivita vyzařujícího tělesa a nabývá hodnot od 0 do 1, T [K] odpovídá teplotě tělesa. [15]

## 3.2 Křivka varu

Křivka varu je grafické znázornění tepelného toku z ohřívané stěny do kapaliny v závislosti na zvyšování teploty stěny. Křivka varu byla poprvé publikována japonským vědcem Shiro Nukiyamou v roce 1934. V různých zdrojích je následně označována jako nukiyamova křivka. Dr. Nukiyamo změřil vzájemné propojení mezi tepelným tokem a teplotou stěny při atmosférickém tlaku pro bazénový var (kapalina není v pohybu). [15] [21]



Obrázek 3.1 Nukiyamova křivka varu [21]

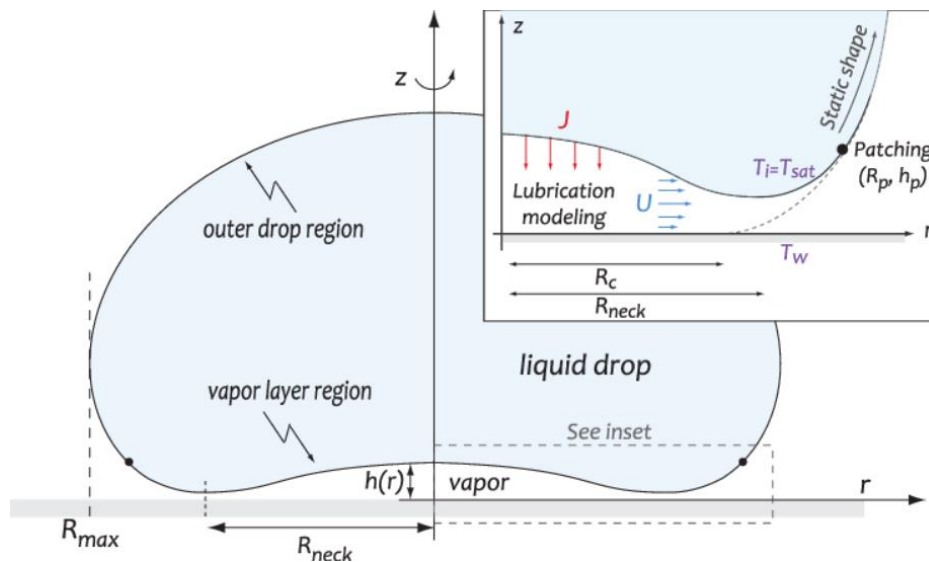
Obrázek 3.1 zobrazuje interpretaci křivky bazénového varu, která je rozdělena písmeny do několika sekcí. Od počátku do bodu A je vymezena první oblast, ve které kapalina ochlazuje stěnu přirozenou konvencí. Přestup tepla je zde také ovlivněn mísením, které je způsobeno stoupáním ohřáté kapaliny vzhůru od povrchu. Bod A odpovídá situaci, kdy se v kapalině začínají objevovat bublinky a kapalina vstupuje do oblasti varu. Mezi body A a B dochází ke vzniku bublinek, které ale spolu nijak nereagují a implodují dříve, než stihnou vystoupat na volnou hladinu kapaliny. Implóze bublinek způsobuje v kapalině rázovou vlnu, která je doprovázena akusticky [21]. Tato oblast je první fází tzv. bublinkového varu. V této oblasti se zvyšuje schopnost kapaliny ochlázovat stěnu, neboť stoupající bublinky kapalinou pohybují a promíchávají vrstvy o různých teplotách. Zároveň je velkou mírou využito odvodu tepla pomocí skupenské změny chladiva. Následuje druhá část bublinkového varu, která je ohraničena body B a C. Od bodu B začínají bublinky pronikat až na hladinu kapaliny a uvolňují přenášené teplo ve formě páry do okolí. Pohyb bublin zapříčiňuje ještě intenzivnější míchání kapaliny a zvyšování odvodu tepla ze stěny. Bod C je označován za kritický bod, odpovídá maximální hodnotě tepelného toku, kterou kapalina dokáže odvést z ochlázované stěny. Za tímto bodem nastává pokles schopnosti odvodu tepla a dochází k rozvoji krize přestupu tepla. Snižující se schopnost kapaliny odvádět teplo ze stěny je v křivce na Obrázku 3.1 reprezentována prudkým poklesem, který je zapříčiněn vznikem tenkého filmu mezi kapalinou a ochlázovanou stěnou. Bod D je často označován jako Leidenfrostův bod (LFP), související s existencí tzv. Leidenfrostova jevu. V tomto bodě



je vytvářen na ohřívané stěně souvislý film páry, který výrazně zpomaluje přestup tepla. Oblast za bodem D je označována jako filmový var, kdy je ohřívaná stěna již zcela pokryta souvislou parní vrstvou. Stoupání křivky za LFP je zapříčiněno přenosem tepla zářením přes souvislý parný film. Bodem E je označeno místo, kde je rychlost odvodu tepla rovná kritickému bodu bublinkového varu. [15]

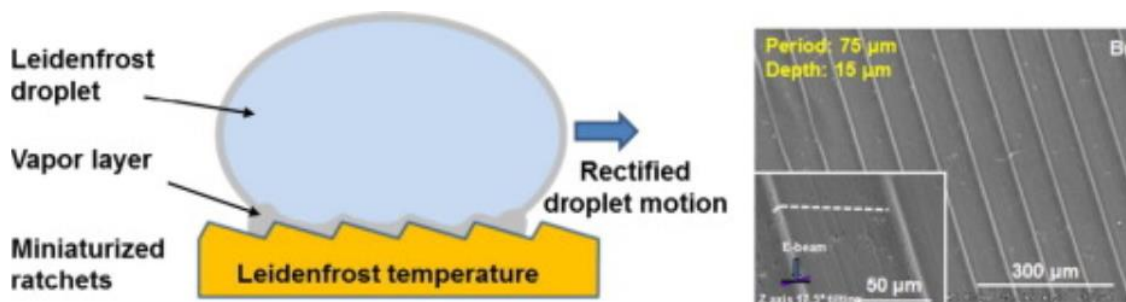
### 3.3 Leidenfrostův jev

Leidenfrostův jev je stav, při kterém dokáže kapka na rozpáleném povrchu levitovat na parním polštáři, který díky své izolační schopnosti brání jejímu vypaření. Tento jev zpravidla vzniká v momentu dopadu kapky na povrch o teplotě, při které dojde ke skokovému odparu části kapky a vytvoření parní vrstvy. Kapka může díky existenci Leidenfrostova jevu vydržet na rozpáleném povrchu i několik desítek sekund. [22]



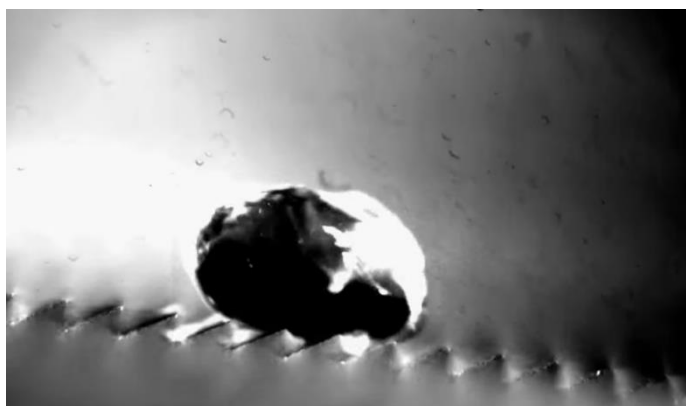
Obrázek 3.2 Schéma Leidenfrostova jevu [24]

Na Obrázku 3.2 je znázorněno, že při vzniku Leidenfrostova jevu se kapka „vznese“ nad povrch, v místech původní kontaktní plochy vzniká klenba o proměnné výšce  $h(r)$ . Vypařená tenká vrstva plynu je v oblasti klenby zadržována tzv. krčkem na okrajích kapky, který limituje odvod páry. Tato vytvořená geometrie zaručuje dlouhou životnost kapky nad horkým povrchem, neboť díky izolační parní vrstvě s výrazně nižší schopností odvodu tepla se kapka vypařuje pomaleji. Hodnotou  $R_{max}$  je zastoupen poloměr kapky, pozorovatelný při pohledu shora.  $R_{neck}$  označuje poloměr, na kterém se nalézá krček.  $R_c$  označuje poloměr kontaktní plochy v případě dokonale hydrofobního kontaktu kapky s povrchem. [24]



Obrázek 3.3 Schéma pohybu kapky kapaliny po povrchu [39]

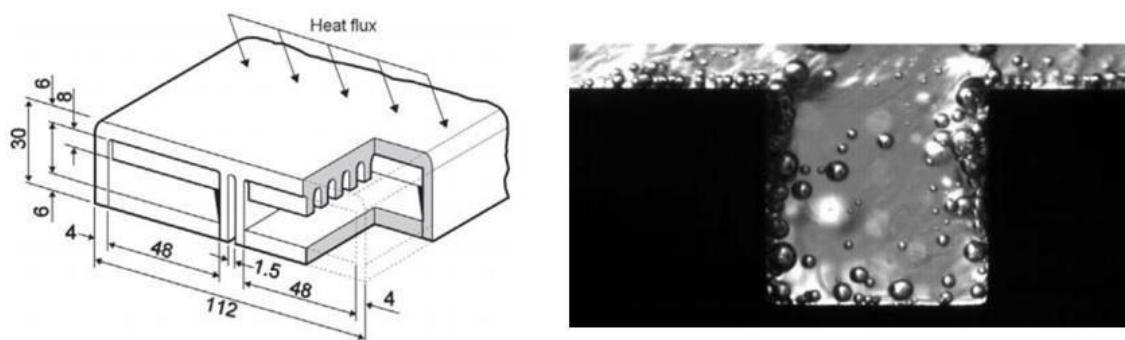
Leidenfrostův jev způsobuje „levitaci“ kapky a prodlužuje dobu jejího vypařování, tohoto jevu však lze využít například i pro uvedení kapky do pohybu zvolením vhodné geometrie ohřívaného povrchu. Povrch vytvořený postupnou řadou hřebenů, znázorněn například na Obrázku 3.3, dokáže kapku uvést do pohybu ve znázorněném směru. Kapku lze uvést do pohybu i směrem do kopce o mírném sklonu, což je zobrazeno na Obrázku 3.4. [15]



Obrázek 3.4 Fotka kapky cestující do kopce [40]

### 3.4 Podchlazený var

Podchlazený var je jev, ve kterém má proudící chladivo výrazně nižší teplotu, než je jeho teplota varu. V místě kontaktu s ohřívaným povrchem probíhá lokální var a dochází k vytváření bublinky páry. Parní bublinka je po odtržení od ohřívaného povrchu opět zkapalněna vlivem nižší teploty okolní tekutiny. V průběhu chlazení za pomoci podchlazeného varu dochází k neustálé změně skupenství, to je principem zvýšeného odvodu tepla v porovnání s chlazením jednofázovým. Mechanismus podchlazeného varu může být umocněn použitím vybraných geometrií chladících kanálů. Jednou z předních je geometrie hypervapotronu, znázorněná na Obrázku 3.5. V prostoru mezi drážkami hypervapotronu se vytváří víry, které strhávají parní bubliny z ohřívané stěny a odvádějí je do hlavního proudu chladící kapaliny. [15]



Obrázek 3.5 Příklad hypervapotronu (vlevo) a vnitřní pohled (vpravo) [25]

### 3.5 Omezení Leidenfrostova jevu

Snaha ovlivnit výskyt Leidenfrostova jevu je motivována možností zlepšit přestup tepla pro oblast vysokých tepelných toků, u kterých se setkáváme s výskytem krize varu. Pro zadaný tepelný tok lze výskyt krize varu v chladícím kanálu ovlivnit například úpravou vlastností chladiva – zvýšením tlaku, vedoucí ke zvýšení teploty bodu varu. Druhou možností je úprava geometrie a povrchů chladících kanálů. Mezi ovlivnitelné vlastnosti povrchu se řadí například drsnost a smáčivost. [26]

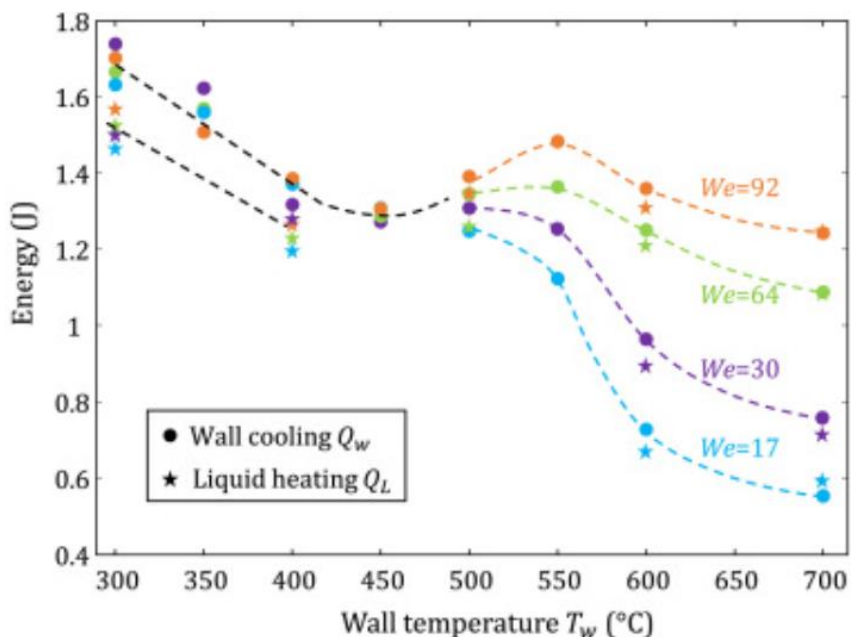
Na povrchy a materiály, které jsou v první stěně fúzních zařízeních vystaveny vysokým tepelným tokům, jsou kladeny vysoké nároky. Materiál pracující v těchto podmínkách zpravidla musí vydržet vysoké teploty, mít vysokou teplotní vodivost pro vhodné chlazení, pevnost a zároveň tažnost, nízkou absorpci vodíku a vyhovující cenovou dostupnost. Tato situace v souvislosti s nedostatkem vhodných materiálů vede ke kompromisům v konstrukci zařízení, ale také neustálému požadavku po vývoji nových materiálů. [17]

### 3.6 Experimenty s Leidenfrostovým jevem

V této kapitole jsou představeny vybrané experimenty související s Leidenfrostovým jevem. Tyto experimentální výzkumy byly vzorem pro konstrukci a metodu vlastního měření Leidenfrostova jevu, provedeného v praktické části této práce.

### 3.6.1 The Leidenfrost transition of water droplets impinging onto a superheated surface (G. Castanet)

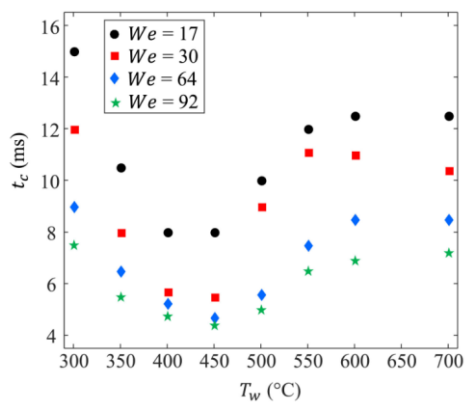
V publikaci, která byla zveřejněna 30. července 2020, byl na základě experimentu vytvořen graf postupného vývoje ochlazování stěny a ohřívání kapaliny v závislosti na Weberově čísle. Weberovo číslo je bezrozměrný poměr mezi setrvačnými silami a silami povrchového napětí. Je využíváno při modelování hydrodynamických dějů a je definováno normou ČSN EN ISO 772. Během měření byly na ohřívanou desku z TiAlN kapány kapky různých kapalin pomocí pipety. Na ohřívané desce bylo umístěno sklo, jehož pomocí bylo možné kamerou natáčet a měřit dobu padání a dobu vypařování kapek. [27]



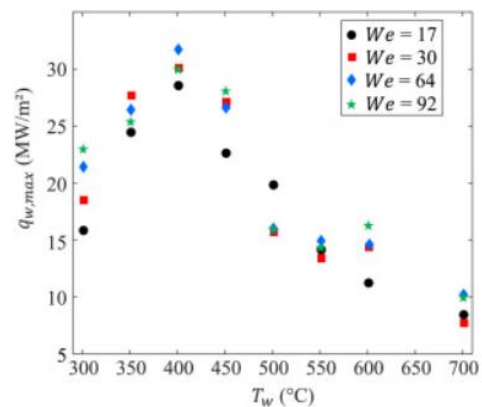
Obrázek 3.6 Grafické znázornění výsledků [27]

Na Obrázku 3.6 jsou graficky zpracované výsledky experimentu. Graf je vytvořen závislostí odvedené energie na teplotě ohřívané stěny. Veličina  $Q_w$  reprezentuje množství tepla, které bylo odvedeno z ochlazovaného materiálu a  $Q_L$  je teplo, které přešlo do chladicí kapaliny. Rozdílné výsledky  $Q_w$  a  $Q_L$  na Obrázku 3.6 jsou výsledkem kombinace mnoha faktorů: rozdílné lokální teplotní toky, velikost a doba kontaktu s plochou. Během experimentu probíhalo měření lokálního tepelného toku pomocí termokamery, následné rekonstrukce a převedení na cylindrické souřadnice pomocí metody popsané v článku od pana W. Chaze a dalších [28]. Experiment nadále sledoval závislost teploty stěny na době trvání kontaktu jednotlivých kapalin, což popisuje graf na Obrázku 3.7. Na tomto grafu je patrné, že kapání okolo teploty 300 °C vedlo k nejdelší

době vypařování kapalin. Kolem teploty 450 °C se nachází lokální minimum doby vypařování a tuto teplotu tak lze označit za Leidenfrostův bod. Za tímto místem následoval prudký nárůst času vypařování. Tento nárůst pravděpodobně odpovídá oblasti vzniku tenkého filmu, který brání dalšímu přestupu tepla vedením. Obrázek 3.8 zobrazuje graf maxima tepelného toku, který vznikl při dopadu kapky na ohříváný povrch. Při porovnání obou grafů je patrné, že když dojde k rychlejšímu vypařování kapaliny, dochází zároveň k největšímu tepelnému toku. Naopak v situaci, kdy je kapalina na stěně delší dobu, dojde k přestupu menšího tepelného toku. [27]



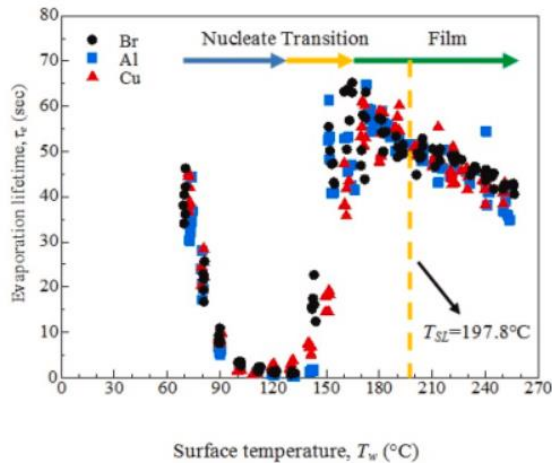
Obrázek 3.7 Doba kontaktu pro přenos tepla [27]



Obrázek 3.8 Tepelný tok na desku [27]

### 3.6.2 Critical heat flux and Leidenfrost temperature on Electrical Discharge Machining (EDM) - constructed hemispherical surface (S. Ilias)

Práce publikovaná v říjnu 2021 je zaměřena na experimentální měření doby odparu kapky na jednotlivých typech materiálů a určení Leidenfrostova bodu. Měření byla provedena na třech typech materiálu: mosaz (Br), hliník (Al) a měď (Cu). Jako testovací kapalina byl zvolen ethanol, který má nízkou teplotu vypařování přibližně 78°C. Materiál byl vždy ohříván pomocí elektrického ohříváče. Ethanol byl kapán z kapátka umístěného přímo nad materiálem. Testovací vzorky materiálů byly na středu opatřeny jamkou, která zaručovala, že kapka se nedostane mimo testovaný materiál. Povrchy jednotlivých materiálů byly upraveny na následující hodnoty Ra, které jsou měřené na středu jamky: bronz Ra = 0,15, hliník Ra = 0,34 a měď Ra = 0,08. [29]

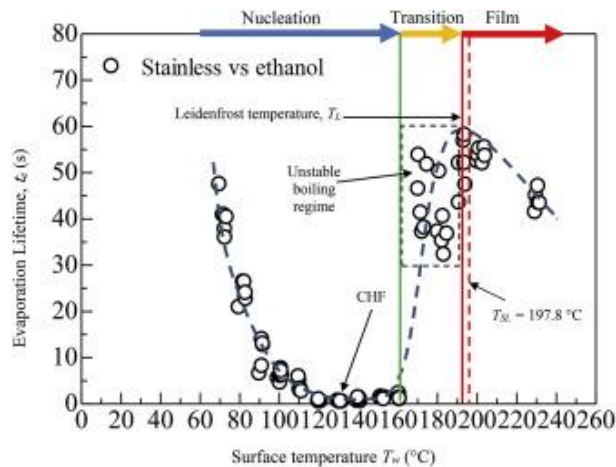


Obrázek 3.9 Vztah mezi teplotou povrchu a časem vypařování [29]

Na Obrázku 3.9 jsou graficky vyneseny naměřené hodnoty pro porovnání jednotlivých materiálů. Graf znázorňuje závislost času vypařování na teplotě ochlazovaného materiálu. Graf je rozdělen na tři části, dle přítomného typu varu. Modrou šipkou je označen bublinkový var, žlutou šipkou pak přechodový var a filmový var je v oblasti pod zelenou šipkou. [29]

### 3.6.3 Critical heat flux and Leidenfrost temperature on hemispherical stainless steel surface (S. Illias)

Na totožném principu, jako je měření popsané v Kapitole 3.6.2, byl proveden další experiment z roku 2019, během kterého byla jako materiál pro testovací vzorek zvolena korozivzdorná ocel. Vzorek oceli je opatřen totožnou jamkou a jeho povrch je upraven leštěním. [30]

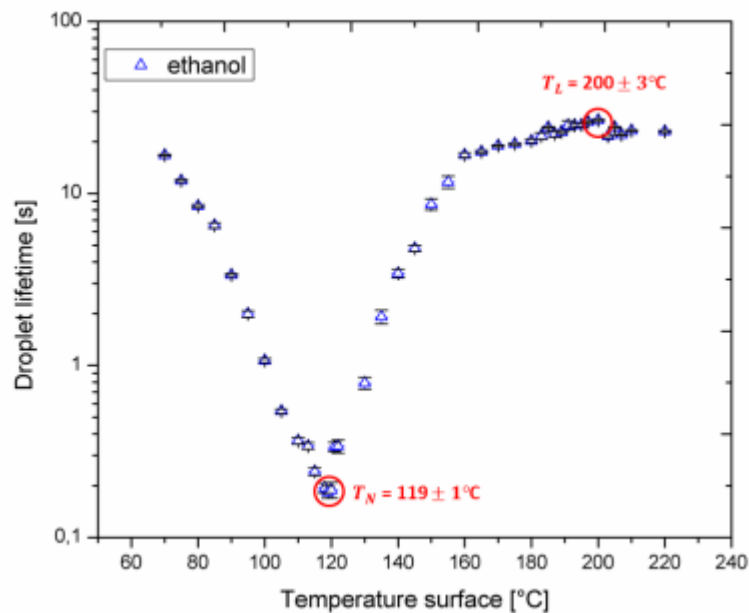


Obrázek 3.10 Výsledek experimentálního měření korozivzdorné oceli [30]

Na Obrázku 3.10 je graf závislosti času vypařování kapaliny na teplotě ochlazovaného objektu z korozivzdorné ocele. Graf je obdobně rozdělen na oblasti s bublinkovým, přechodovým a filmovým varem. [30]

### 3.6.4 Determination of Nukiyama and Leidenfrost Temperatures for Hydrocarbons using the Droplet Evaporation Method (Max William Frasso Reis)

Na 24. mezinárodním kongresu strojního inženýrství v roce 2017 byly předvedeny výsledky výzkumu M. W. F. Reise. Experimentální výzkum se skládal z automatizovaného kapání malých kapek testovací kapaliny na rozeřtý povrch. Jednou z kapalin, které byly testovány, byl ethanol. Pro kapání byla využita medicínská injekční stříkačka a jako ochlazovaný objekt byl zvolen plát mědi ve tvaru půlměsíce s drsností  $Ra = 0,63$ . [31]

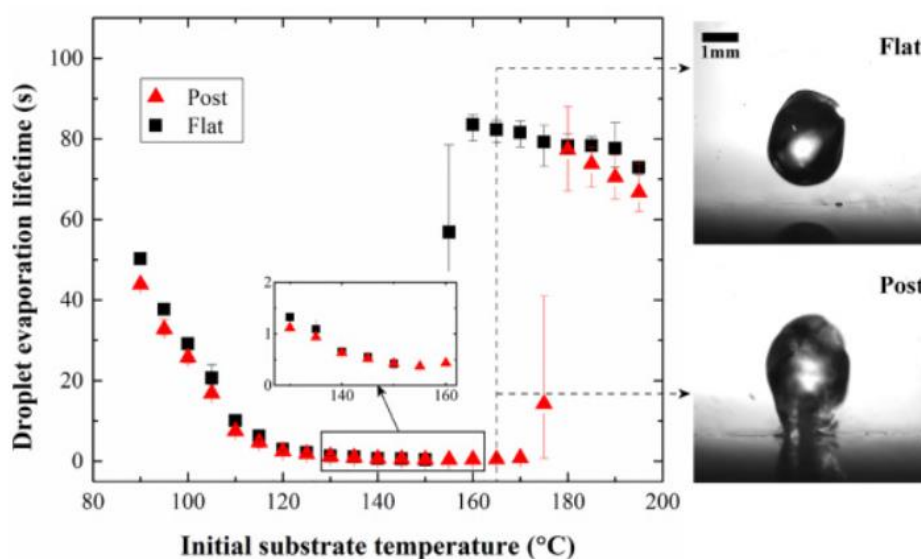


Obrázek 3.11 Životnost kapky ethanolu na teplotě povrchu měděné misky [31]

Obrázek 3.11 představuje graf životnosti kapky ethanolu v závislosti na teplotě měděného povrchu. Testování začalo při teplotě povrchu kolem  $70^\circ\text{C}$ , kapce při této teplotě trvalo 16,7 s do úplného vypaření (včetně zbytkového filmu na povrchu). Z grafu je patrné, že nejkratší dobu trvalo vypařování při teplotě mědi kolem  $119^\circ\text{C}$  a že Leidenfrostova bodu se dosáhlo při teplotě přibližně  $200^\circ\text{C}$ . [31]

### 3.6.5 Droplet impact and Leidenfrost dynamics on a heated post (J. Li, P. Weisensee)

Další experiment publikovali J. Li a P. Weisensee z univerzity v St. Louis v roce 2022. Během jejich práce proběhlo měření Leidenfrostova jevu pro porovnání dvou vybraných vzorků povrchu. V rámci publikace byly představeny závěry o tom, že vzorek upraveného povrchu s výčnělkem prodlužoval životnost kapky oproti vzorku s hladkým povrchem. Na Obrázku 3.12 lze pozorovat graf závislosti doby vypařování kapky na teplotě testovaného povrchu. Dále je na grafu znázorněno, že LFP pro vzorek 1 (flat) se pohyboval okolo teploty 160 °C, ale pro vzorek 2 (post) to je přibližně 180 °C. [32]



Obrázek 3.12 Graf životnosti kapky na dvou různých vzorcích povrchu s fotkami dopadu kapek [32]

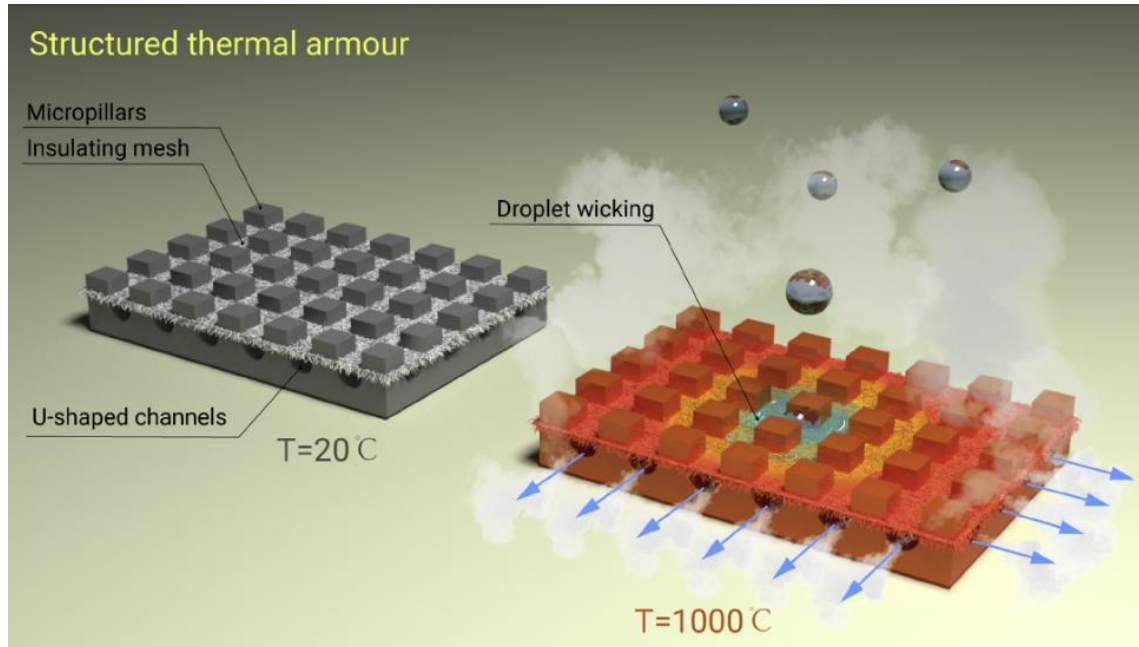
### 3.6.6 STA

V roce 2022 byl publikován výstup výzkumu univerzity v Hong Kongu od P. Zhu. Tato zpráva prezentuje experimentální výsledky týkající se speciálního povrchu ohříváných vzorků. Tento typ povrchu má zaručit, že při dopadu kapaliny nevznikne prostředí pro vytvoření Leidenfrostova jevu, a to při teplotách až do 1150 °C. Důvodem pro nevyzkoušení vyšších teplot je to, že materiál povrchu se při teplotě 1150 °C začal tavit. Tento povrch byl pojmenován jako STA. [26]

Vývoj tohoto povrchu byl postaven na základech výzkumů posuvu LFP na vyšší teplotní hladiny. První výzkumy, které vedly k vývoji STA, byly zaměřeny na úpravu povrchu pomocí mikro nebo nano úprav drsností. Výsledky ukázaly, že je možné LFP vody navýšit přibližně o 175 °C, více než je to u leštěného povrchu [33]. V rámci dalších experimentů se zkoušely membránové systémy, kde se podařilo navýšit LFP až na 570



°C [34]. Poslední velký skok ve vývoji nastal, když se podařilo za pomoci tenké vrstvy oxidu křemíku zvýšit LFP až na 700 °C [35]. Od této chvíle byl vědecký posun v této oblasti prakticky zastaven a hranice 1000 °C se zdálo nemožné dosáhnout, proto se se v současné době vývoji STA dostává velkého zájmu. [26]



Obrázek 3.13 Vizualizace STA [26]

Počítačová animace STA na Obrázku 3.13 prezentuje geometrii povrchu a jednoduše na ní lze ukázat, jak by měl povrch fungovat. Je složen z kanálů ve tvaru písmene „U“, které mají za funkci odvod vypařené páry z povrchu, tedy prevenci vzniku izolačního filmu bránící dalšímu vypařování. Okrajové části „U“ kanálů, které jsou tvořeny výčnělky až nad izolační pletivo, mají zapříčinit zvýšení přestupu tepla. Tyto výčnělky se označují jako mikro-pilíře. Materiál, ze kterého jsou mikro-pilíře vyrobeny, je shodný s ochlazovanou stěnou a jsou tedy dobře tepelně vodivé. Do meziprostoru mikro-pilířů je vloženo izolační pletivo (křemičitá porézní membrána). Pletivo dokáže propustit kapalinu skrz svá vlákna do spodní části „U“ kanálů, kde se vypařuje většina kapaliny. Další vlastností pletiva jsou hydrofilní účinky a nízká tepelná vodivost. Tyto vlastnosti zaručují kapilární efekt v „U“ kanálech. Kapilární efekt zapříčiní, že většina vypařené kapaliny se již nevrátí skrze pletivo zpět, ale unikne přes odvodní část U kanálů. Na Obrázku 3.13 jsou vidět dva stavy STA, vlevo je klidový stav bez zahřívání a vpravo se nachází situace, kdy dopadají kapky vody na povrch rozpálený na 1000 °C. [26]

## II. Praktická část

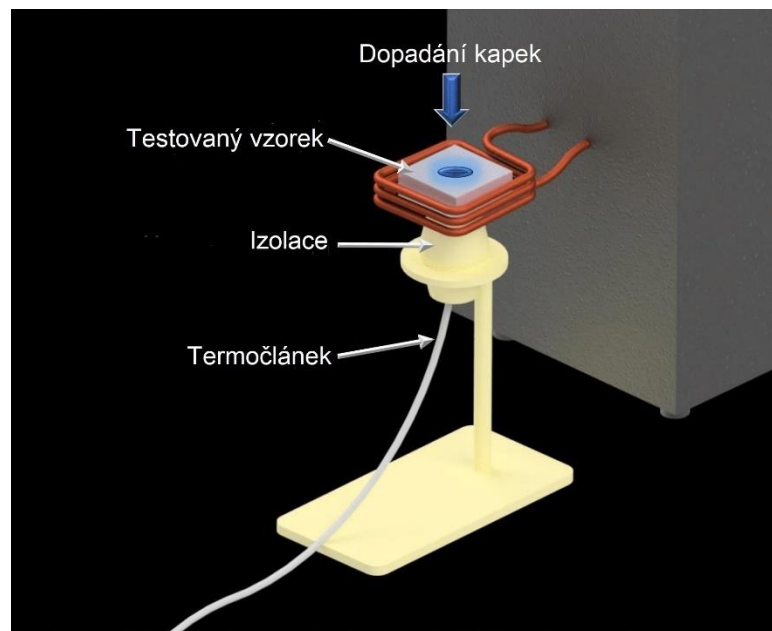
### 4. Zkoumaná témata

Náplní praktické části práce je provedení experimentů týkajících se Leidenfrostova jevu. Leidenfrostův jev je stav, který nastává v případě dotyku kapky kapaliny s horkým povrchem tělesa. Mezi kapkou a povrchem tělesa vzniká tenký film vypařené kapaliny, který zabraňuje dobrému přenosu tepla mezi kapalinou a stěnou tělesa. V této práci proběhly dvě měření a pozorování Leidenfrostova jevu. První měření mělo za cíl porovnat chladnutí ohřátého vzorku oceli za dvou podmínek: na vzduchu a chladnutí doprovázené konstantním kapáním vody na vzorek. Druhý experiment obsahoval měření dvou různých povrchů o různých drsnostech, pro změření doby životnosti kapky při různých teplotách povrchů. Při vyhodnocování výsledků následně byly zvoleny 2, již existující experimenty, se kterými bylo měření porovnáno. Experimentální data z provedeného měření byla následně použita pro sestavení křivky varu.

## 5. Experimenty

### 5.1 Experiment s chladnutím vzorku

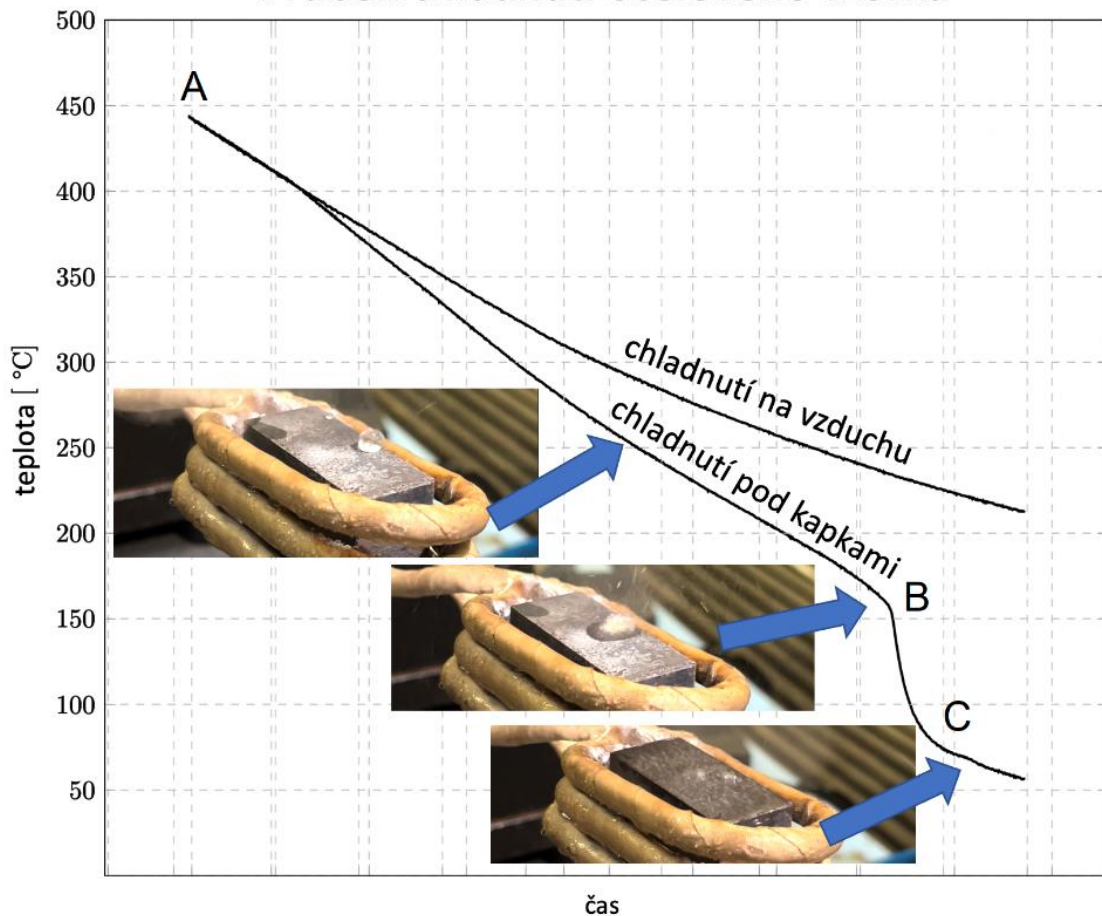
Na Obrázku 5.1 je zobrazeno schéma měření chladnutí ocelového vzorku. Vzorek o rozměrech 40 x 30 x 65 byl vyroben z oceli. Ohřev byl proveden indukčně pomocí zdroje U. S. Solid 15 kW Induction Heater [36], cívka byla ovinuta okolo testovaného vzorku dle schematického Obrázku 5.1. Do spodní části vzorku byl zaveden termočlánek, který byl vyveden do měřicího zařízení Arduino, data byla následně vyhodnocována v počítači. Pro uchycení vzorku a izolaci místa zavedení termočlánu od kapající vody je vzorek uložen na izolaci z keramiky. Kapání vodních kapek s konstantní frekvencí bylo zajištěno ovladatelným ventilem řízeným zařízením Arduino.



Obrázek 5.1 Schéma měření chladnutí vybraného vzorku

Experiment sestává ze dvou měření, obě měření začala na teplotě okolo 440 °C. Během prvního měření byl vzorek ustálen na teplotě okolo 440 °C, následně byl vypnut zdroj ohřevu. Chladnutí vzorku během prvního měření probíhalo za teploty okolí 21 °C, bez dopadání vodních kapek. Druhé měření probíhalo na stejném vzorku, ale po uplynutí několika hodin pro zaručení úplného vychladnutí vzorku pro dosažení stejné počáteční podmínky. Zahřátí vzorku a jeho ustálení na teplotě okolo 440 °C při druhém experimentu probíhalo obdobně. Po vypnutí zdroje následovalo otevření automatického ventilu, kterým bylo dosaženo prakticky kapání chladicího média (vody) s konstantní frekvencí (2 Hz) na povrch vzorku. Průměr dopadajících kapek byl 3 mm.

## Průběh chladnutí ocelového vzorku



Obrázek 5.2 Graf chladnutí měřeného vzorku

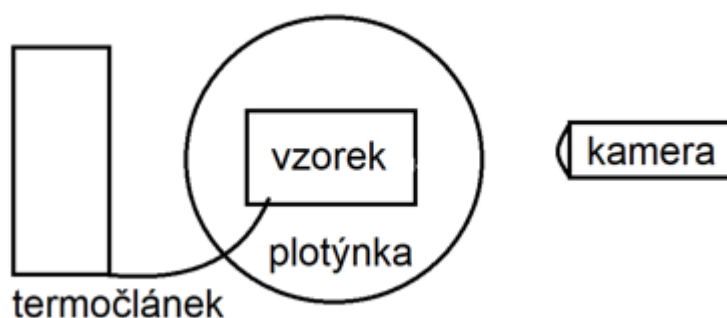
Na Obrázku 5.2 je graf průběhu chladnutí ocelového vzorku doplněný o fotky jednotlivých fází průběhu chladnutí s kapáním vody. V grafu jsou průběhy obou měření, kde horní křivka odpovídá chladnutí vzorku na vzduchu a spodní křivka odpovídá chladnutí pod kapkami vody. Křivky se v prvotní části měření významně nerozcházejí až do teploty kolem 400 °C. Tento jev může být zapříčiněn místem měření teploty, neboť termočlánek je umístěn na spodní straně vzorku a vzorek samotný je vodou ochlazovaný na vrchní straně. Celkový zaznamenaný čas experimentu je 4 minuty a 21 sekund.

Křivka chladnutí vzorku na vzduchu se přibližuje lineární přímce až do teploty okolo 325 °C. Zde se mírně změní rychlost poklesu teploty, tj. dochází ke zpomalení chladnutí vzorku. Primární jev přestupu tepla, který lze pozorovat na vzorku ochlazovaném vzduchem je přirozená konvekce (proudění). Ochlazování probíhalo bez jakéhokoliv ventilátoru, nebo jiného zařízení pro pohyb vzduchu. Na grafu je také patrné, že tendence zpomalování chladnutí vzorku pokračovala až do konce porovnávané oblasti chladnutí.

Křivka s ochlazováním vodními kapkami na Obrázku 5.2 je rozdělena do 3 oblastí, jednotlivé dělicí body jsou označeny písmeny A, B, C. Ke každé oblasti byla přiřazena fotka reprezentující chování kapky vody v dané části křivky. Bod A je počátek obou měření. Mezi body A a B dochází k Leidenfrostově jevu. Jak je možné pozorovat na horní fotce, kapka vody vytvořila nepravidelnou kouli s velmi malou plochou doteku. Oproti křivce chladnutí na vzduchu je křivka mezi body A a B posunuta níže a je zde i vidět rychlejší pokles teplot neboli vyšší rychlost ochlazování stěny. Bod B je bod zlomu, který odpovídá Leidenfrostově bodu. Teplota bodu B je přibližně 160 °C. Během experimentu se podařilo zachytit tento bod na prostřední fotce. Voda v tento moment přestala tvořit kapky kulového tvaru, naopak se začala výrazněji „přilepovat“ ke vzorku. Kapky po dopadu výrazně syčely a prskaly. Mezi body B a C docházelo k rychlému vypařování kapaliny bez vzniku parního filmu. V této oblasti se povrch prudce ochladil za krátký čas, neboť po dopadu kapky nezůstávala žádná zbytková voda na povrchu vzorku. Bodem C začíná oblast, kde se z povrchu přestala dostatečně odpařovat voda a začal vznikat kontinuální vodní film v kapalně fázi. Na dolní fotce je možné sledovat, jak se kapka roztéká po povrchu. Měření bylo ukončeno ve chvíli, kdy byla celá horní plocha pokryta vodou, neboť při stékání po stěnách začalo docházet k ovlivňování výsledků na termočláneku.

## 5.2 Experiment s drsnostmi povrchu

Tento experiment se zaměřuje na porovnání naměřených hodnot s daty z experimentů, které byly představeny v Kapitole 3.6. Jedná se o grafy času života kapky v závislosti na teplotě ohřívání povrchu. Tento experiment se zabýval dvěma vzorky s různými povrchy. První vzorek je označen jako Miska, druhý vzorek je označen jako Plotýnka. Drsnosti povrchů Misky a Plotýnky jsou odlišné. Plotýnka má povrch výrazně drsnější, než je povrch Misky.



Obrázek 5.3 Schéma zapojení měření experimentů o životnosti kapky

Experiment byl sestaven z termočlánku typu K, měřeného vzorku, plotýnky a kamery. Kamera zaznamenávala celý postup experimentů a následně byl z videa odečítán čas života kapek. Termočlánek typu K byl bodovým kontaktem spojen s měřeným povrchem v blízkosti kapané oblasti. Kapání vody bylo zajištěno ručním kapátkem. Schéma zapojení experimentu s Miskou je vyznačeno na Obrázku 5.3. Zapojení experimentu s měřením Plotýnky je totožné, pouze měřeným vzorkem je v tomto případě samotná topná Plotýnka. Obrázek 5.4 je fotka Misky a na Obrázku 5.5 je zobrazena využitá Plotýnka. Plocha, na kterou bylo na Plotýnce kapáno, je vyrobena z litiny a u Miska byla vyrobena z hliníku. Celkové zapojení experimentu je na Obrázku 5.6. Pro měření teploty termočlánkem byla využita měřicí stanice z Obrázku 5.7.



Obrázek 5.4 Využitá miska



Obrázek 5.5 Využitá plotýnka [37]



Obrázek 5.6 Fotka sestavy experimentu



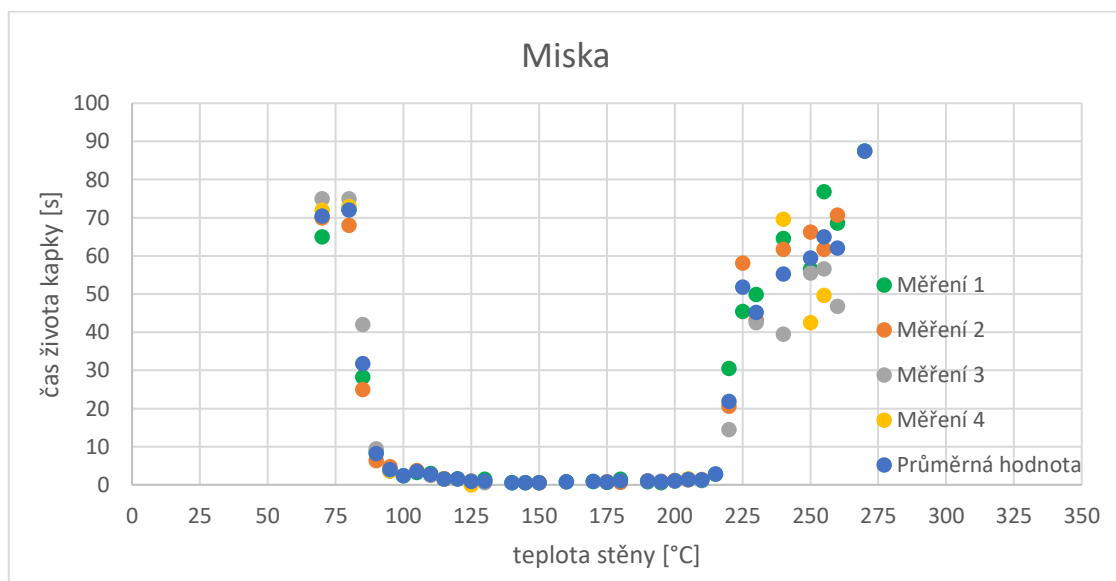
Obrázek 5.7 Měřicí stanice pro vyhodnocení termočlánku [38]

Experiment probíhal v prostorách laboratoře FS ČVUT oboru Energetiky. Během experimentu bylo prováděno kapání za různých teplot. Celé měření bylo zaznamenáno na kameru a následně vyhodnoceno pomocí výpočetního softwaru Excel. Grafické výstupy experimentu byly porovnány s daty, které byly naměřeny v experimentu od S. Illias a spol. popsaném v Kapitole 3.6.2, druhé porovnání bylo provedeno pro experiment od J. Li a spol. popsaném v Kapitole 3.6.5.

Po zapojení experimentu byla teplota měřeného objektu zvýšena na 70 °C, od které byl pozorován počátek bublinkového varu. Na této teplotě bylo provedeno první měření času života kapky. Postupně byly provedeny měření po 5 nebo 10 °C. V rozsahu 10 °C byly vždy proměřeny alespoň 2 časy. Naměřené hodnoty byly vloženy do grafů. Pro porovnání s ostatními experimenty byl vždy pro jednu teplotu vytvořen aritmetický průměr naměřených hodnot. Aritmetické průměry byly následně vyneseny do jednoho grafu pro porovnání výsledků různých experimentů.

### 5.2.1 Miska

Prvním měřeným povrchem byla Miska. Miska byla o vnitřním průměru 72,7 mm. Stejně jako u ostatních experimentů byl povrch Misky nejprve ohřát na 70 °C, kdy začíná docházet ke vzniku prvních parních bublin. Tuto situaci reprezentuje fotka na Obrázku 5.9. Při této teplotě byly naměřeny 4 hodnoty času života kapky. Termočlánek bylo nutné umístit v dostatečné vzdálenosti, aby nedošlo k ovlivnění výsledků. Při této teplotě byl změřen rozdíl teplot mezi bodem měření a místem kapání. Teplota v místě kapání vody kapátkem byla o 18 °C nižší než v bodě měření, veškeré grafy jsou vytvořeny z naměřených dat, bez této korekce.



Obrázek 5.8 Graf měření Misky

Na Obrázku 5.8 je výsledek měření experimentu s kapáním vody na Misku. První výrazný bod nastal v oblasti mezi 85 °C a 95 °C. Čas vypařování vody se z průměrné hodnoty 32 s změnil na přibližně 8 s. Kapalina začala během varu vydávat hlasitý zvuk a bylo pozorováno nahodilé poskakování kapky po povrchu vzorku. Následovala oblast, kde doba setrvání kapky na povrchu průměrně odpovídala času kolem 1 s. Na Obrázku 5.10 je možné pozorovat fotku kapky na Misce při teplotách této oblasti. Tato oblast odpovídá teplotám od 100 °C a do přibližně 215 °C. Již od teplot kolem 190 °C bylo možné pozorovat „přilepování“ kapek na povrch. Mezi teplotou 215 °C a 220 °C nastal další výrazný zlom. V této oblasti začal vznikat Leidenfrostův jev, který je možné pozorovat na Obrázku 5.11. Z grafu je také patrný široký rozsah naměřených hodnot. Následovalo měření až do teplot kolem 270 °C. Touto teplotou bylo měření zakončeno, neboť Miska nedosáhla vyšší teploty i přes nastavení plotýnky na maximum.



Obrázek 5.9 Kapka při 70 °C



Obrázek 5.10 Kapka při 120 °C

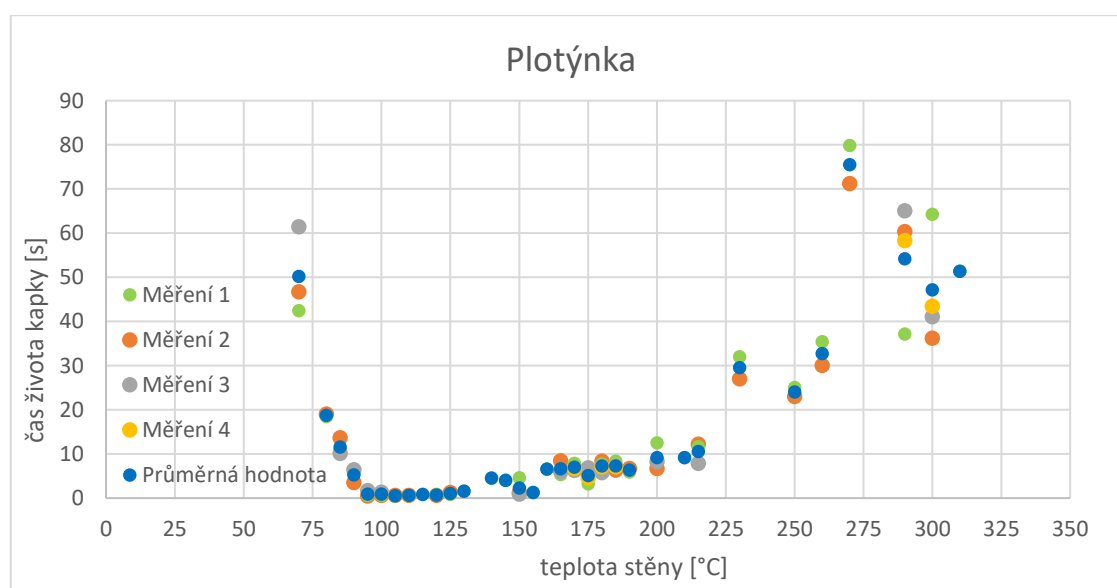


Obrázek 5.11 Kapka při teplotě 230 °C



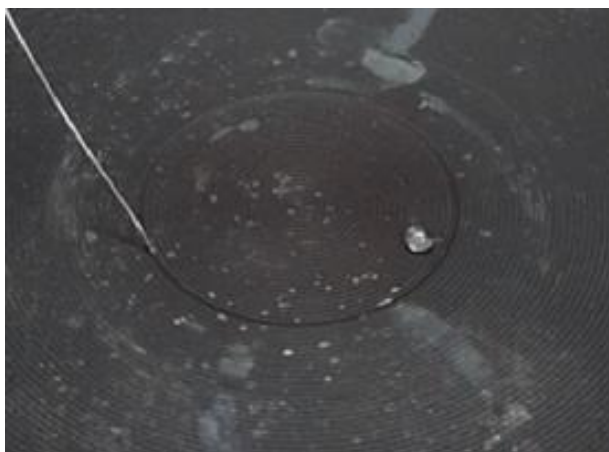
## 5.2.2 Plotýnka

Povrch Plotýnky použitý pro druhou sadu měření je výrazně drsnější než povrch vzorku Misky. První měření proběhlo stejně jako u Misky při teplotě 70 °C a v každém rozsahu teplot 10 °C byly provedeny vždy alespoň dvě měření. Plotýnka měla na povrchu zdrsnění ve tvaru soustředných kružnic. Kružnice o průměru 50 mm tvořila prostor, ve kterém docházelo k měření. Kruhová oblast, ve které probíhalo měření je o 1 mm snížena oproti zbytku povrchu Plotýnky, což usnadnilo komplikace s ubíhajícími kapkami pozorovaných na zcela rovných površích, které byly při výběru vzorku také testovány.



Obrázek 5.12 Graf experimentu měření Plotýnky

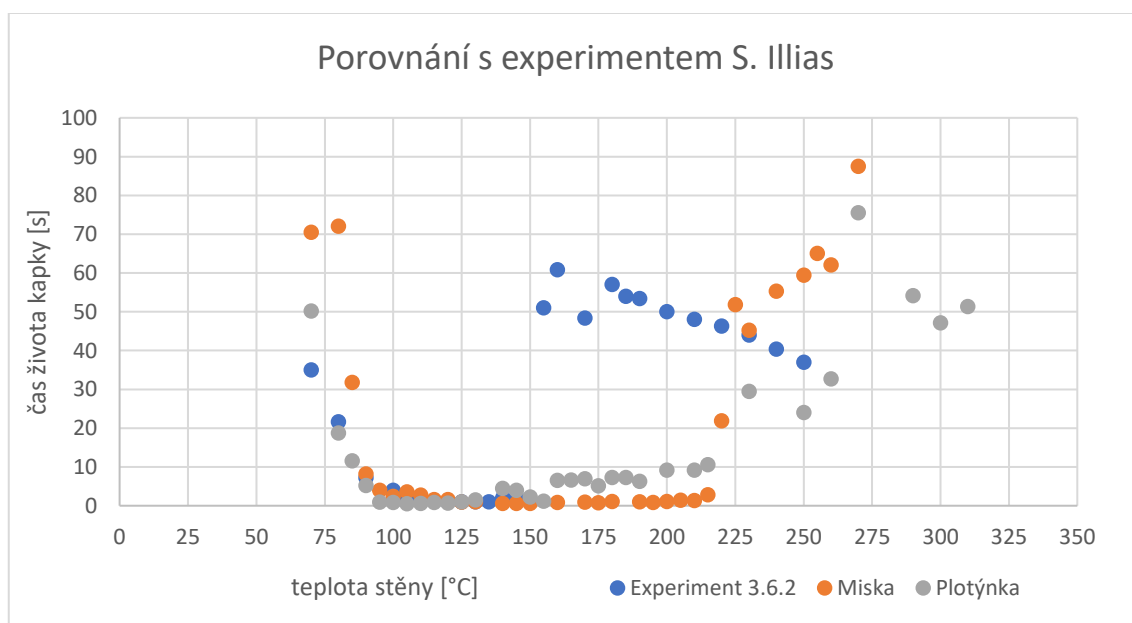
Výsledky měření Plotýnky jsou graficky zpracovány na Obrázku 5.12. Měření začalo na teplotě 70 °C a první bod zlomu začal na teplotách mezi 90 °C a 95 °C. V této oblasti začíná vznikat var vody. Nejrychlejší vypařování vody pokračovalo do teploty okolo 135 °C. Mezi teplotami 135 °C a 220 °C vznikal jev poskakování kapek. Tento jev se projevil nestálostí kapky. Kapka se rozpadala na menší kapky a poskakovaly po celé Plotýnce. Časy v této oblasti nebylo možné přesně naměřit, neboť často část kapky opustila měřenou oblast. Od teplot 230 °C začal vznikat výrazný Leidenfrostův jev, kde kapka byla v klidu. Kapku při teplotě 260 °C je možné pozorovat na Obrázku 5.13. Rozptyl, který vzniká nad teplotou 230 °C, mohl vzniknout nepřesnostmi v provedení měření. Dávkování kapek probíhalo ručním kapátkem a velká závislost této oblasti na velikosti kapky mohla vést ke vzniku tohoto rozptylu. Konec měření nastal při maximální hodnotě rozpálení Plotýnky, což bylo okolo 310 °C.



Obrázek 5.13 Kapka na Plotýnce při teplotě 260 °C

### 5.2.3 Porovnání s existujícími experimenty

Pro porovnání naměřených hodnot byly vybrány dva experimenty, které byly představeny v Kapitole 3.6. Prvním porovnáním je experiment od S. Illias a spol. podrobněji rozebraný v Kapitole 3.6.2. Měřený povrch, který byl následně vybrán pro porovnání v grafu na Obrázku 5.14, byl hliník.



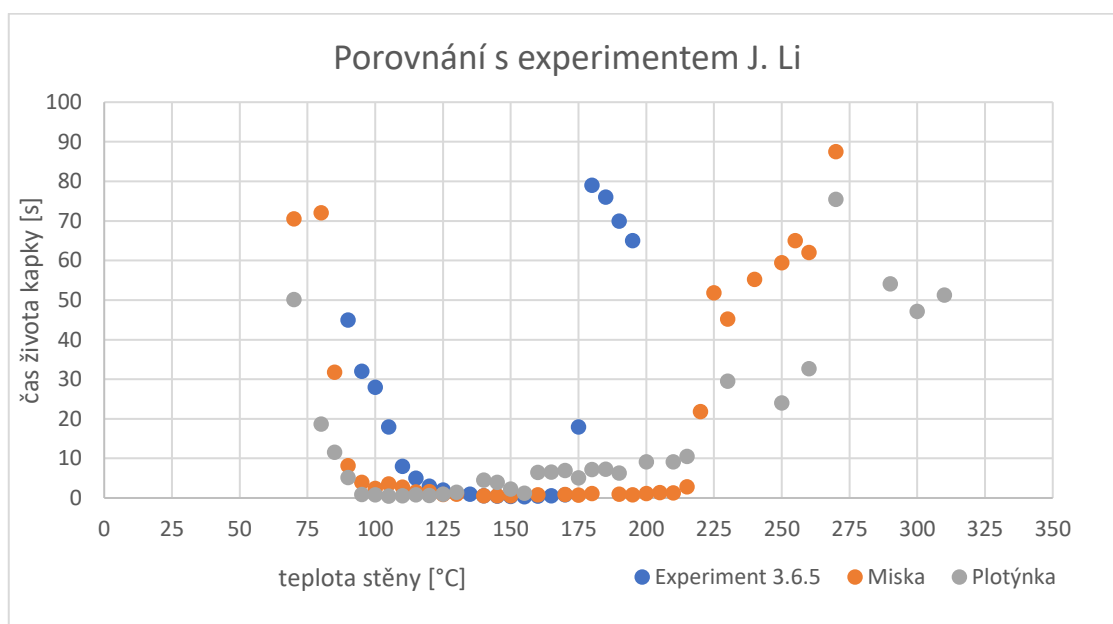
Obrázek 5.14 Grafické porovnání naměřených dat s experimentem od S. Illias a spol.

V popisu experimentu od S. Illias a spol. je vysvětleno, že počátek měření byl stanoven na teplotě 70 °C, kde začíná první pohyb bublinek v kapalině. Naše měření vycházelo ze stejné skutečnosti a začalo také na 70 °C. Hodnoty v grafu jsou aritmetické průměry z našich měření a také z hodnot experimentu od S. Illias a spol. Experiment na

Plotýnce vykazuje podobný trend do teplot kolem 100 °C. Oblast do teploty 140 °C si s jistým rozdílem odpovídá ve všech třech experimentech. Nad teplotou 140 °C se naměřené hodnoty experimentů výrazně rozcházejí. S. Illias a spol. popisují, že již při teplotách okolo 140 °C došlo k rapidnímu nárůstu času výparu, jako Leidenfrostův bod vyhodnotili teplotu 174,95 °C. [29]

Od teploty 135 °C vznikl mezi rozdílnými povrchy našeho měření malý rozptyl. Tento rozptyl vznikl již popsáním poskakováním kapek a jejich tříštěním na povrchu Plotýnky. Tento jev nebylo možné na povrchu Misky pozorovat. V našem měření nastaly první výrazné změny v době vypařování okolo teploty 220 °C. Na této teplotě bylo možné pozorovat prudkou výraznou změnu na Misce, kde se kapky přestaly přichytávat na ohřívaný povrch a začal být dobře pozorovatelný Leidenfrostův jev. Plocha Plotýnky takto prudký nárůst nevykazuje. Naměřená data naznačují bod zlomu v podobném místě i přes to, že drsnost jednotlivých ploch je různá. Tento úkaz je zapříčiněn tím, že měřené místo a místo, kde se kapala voda na Misku, má naměřenou odchylku 18 °C. Podle S. Illias a spol. nastal, během experimentu po Leidenfrostově bodě, znovu pokles doby vypařování se zvyšováním teploty stěny [29]. V našich experimentech bylo možné pozorovat pokles doby vypařování pouze u Plotýnky. Při experimentu s plochou Misky tento pokles nenastal. Leidenfrostův bod je tedy možné popsat pouze na Plotýnce, kde odpovídá teplotě okolo 270 °C.

Druhým vybraným experimentem pro porovnání dat je experiment od J. Li a spol., který je popsán v Kapitole 3.6.5. Povrch, který pro porovnání byl zvolen je v původním článku označen jako vzorek 2 (post), materiálem vzorku je hliník.



Obrázek 5.15 Graf průměrných hodnot pro porovnání našich experimentů s J. Li a spol.

Jako počátek měření z experimentu J. Li a spol. zvolili teplotu 90 °C, při které kapka na ploše vydržela okolo 45 s. Pro tuto shodnou teplotu v našich experimentech kapky vydržely v průměru 8,2 s a 5,2 s, pro Misku, respektive pro Plotýnku. Hodnoty všech tří experimentů se k sobě přibližují kolem teploty 120 °C. Do této teploty naše experimenty vykazují podstatně kratší dobu vypařování kapky, než je tomu u experimentu se vzorkem 2 od J. Li a spol. Hodnoty se podobají do teploty okolo 170 °C. J. Li a spol. určili pro vzorek 2 Leidenfrostův bod při teplotě přibližně 180 °C. Z grafu na Obrázku 5.15 je patrné, že přechodnou teplotou se stalo 175 °C. Za teplotou 180 °C lze pozorovat stejný pokles doby vypařování jako je tomu u experimentu od S. Illias a spol. Pokud by se od hodnot našeho měření pro povrch Misky odečetla změřená hodnota teplotního rozdílu 18 °C, byl by vzestup hodnot Misky začal okolo 200 °C. Při této teplotě bylo měření od J. Li a spol. ukončeno, neboť měřené hodnoty vykazovaly konstantní klesající trend. Plotýnka má tento výrazný vzestup při teplotě 220 °C, kde skončil jev s rozpadem kapek na menší kapky a jejich poskakováním do stran.

### 5.3 Odváděný výkon

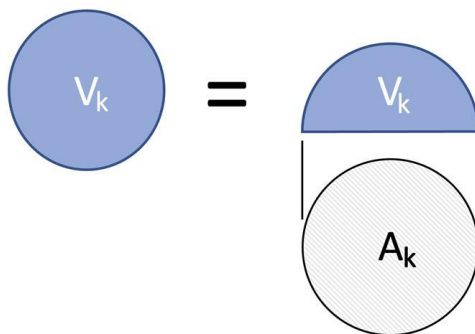
Pro jednotlivá měření byl vyhodnocen tepelný tok, který odpařená kapka odvedla. Výpočet tohoto tepelného toku byl stanoven pomocí následujících rovnic.

$$E_v = l_v \cdot m_k \quad (5.1)$$

V rovnici (5.1)  $E_v$  odpovídá hodnotě tepelné energie potřebné pro vypaření kapky o hmotnosti  $m_k$ , při měrném skupenském teple varu vody  $l_v$ .

$$m_k = V_k \cdot \rho_v \quad (5.2)$$

Hmotnost kapky  $m_k$  vychází z rovnice (5.2), kde  $V_k$  odpovídá objemu kapky a  $\rho_v$  je hustota vody. Hustota vody  $\rho_v$  byla zvolena za teploty 25 °C a objem kapky  $V_k$  byl změřen za pomoci kapátka využitého na experimenty a odměrného válce.



Obrázek 5.16 Grafické porovnání křivek života kapky a odvedeného tepelného toku

Pro výpočet tepelného toku odváděného kapkou při dané teplotě, je nutné znát velikost oblasti doteku kapky s ochlazovanou plochou. Pro výpočet byla zvolena aproximace kapky na polokouli o stejném objemu jako původní kulová kapka. Z tohoto předpokladu byl následně vypočten poloměr polokoule  $r_{pol}$  a plocha kruhu  $A_k$ , který odpovídá předpokládané ploše doteku mezi kapkou a vzorkem. Na Obrázku 5.16 je schematicky znázorněna tato aproximace. Celý postup popisují rovnice (5.3) a (5.4). Pro zjednodušení měření a interpretace výsledků byl proveden předpoklad, že poloměr kapky se během procesu vypařování nemění.

$$r_{pol} = \sqrt[3]{\frac{6 \cdot V_k}{4 \cdot \pi}} \quad (5.3)$$

$$A_k = \pi \cdot r_{pol}^2 \quad (5.4)$$

$$q_n = \frac{E_v}{t_{prům} \cdot A_k} \quad (5.5)$$

Rovnice (5.5) popisuje vztah pro výpočet tepelného toku  $q_n$ , kde  $t_{prům}$  je průměrný čas života kapky při dané teplotě povrchu.

Do odměrného válce bylo pomocí kapátka nakapáno 150 kapek o celkovém objemu 11 050 mm<sup>3</sup>. Tato hodnota odpovídá objemu jedné kapky  $V_k = 73,66 \text{ mm}^3$ . Pro dosazení do rovnice (5.2) je nutné znát hodnotu hustoty vody  $\rho_v = 997 \text{ kg/m}^3$ . Výpočet potřebného tepla pro vypaření kapky postupoval podle rovnic (5.1) a (5.2), kde v rovnici (5.1) je měrné skupenské teplo varu  $l_v = 2\,256\,000 \text{ J/kg}$ .

$$m_k = 73,66 \cdot 10^{-9} \cdot 997 = 7,34 \cdot 10^{-5} \text{ kg} \quad (5.2)$$

$$E_v = 2\,256\,000 \cdot 7,34 \cdot 10^{-5} = 165,68 \text{ J} \quad (5.1)$$

Výpočet pro získání hodnot pro dosazení do rovnice (5.5) probíhal podle rovnic (5.3) a (5.4).

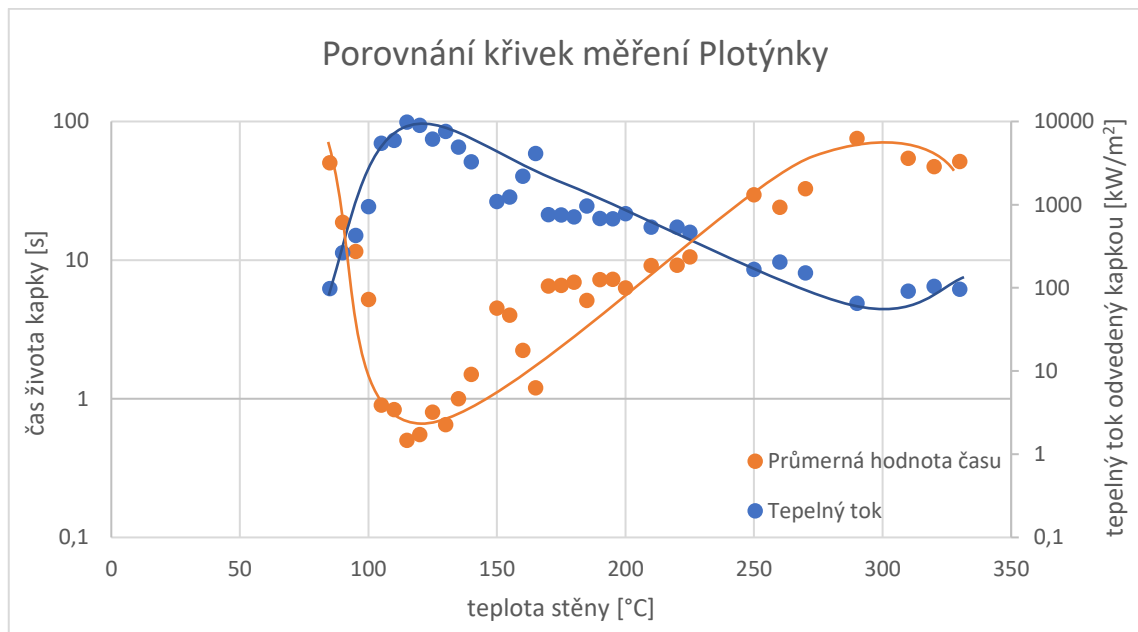
$$r_{pol} = \sqrt[3]{\frac{6 \cdot 73,66}{4 \cdot \pi}} = 3,28 \text{ mm} \quad (5.3)$$

$$A_k = \pi \cdot 3,28^2 = 33,72 \text{ mm}^2 \quad (5.4)$$

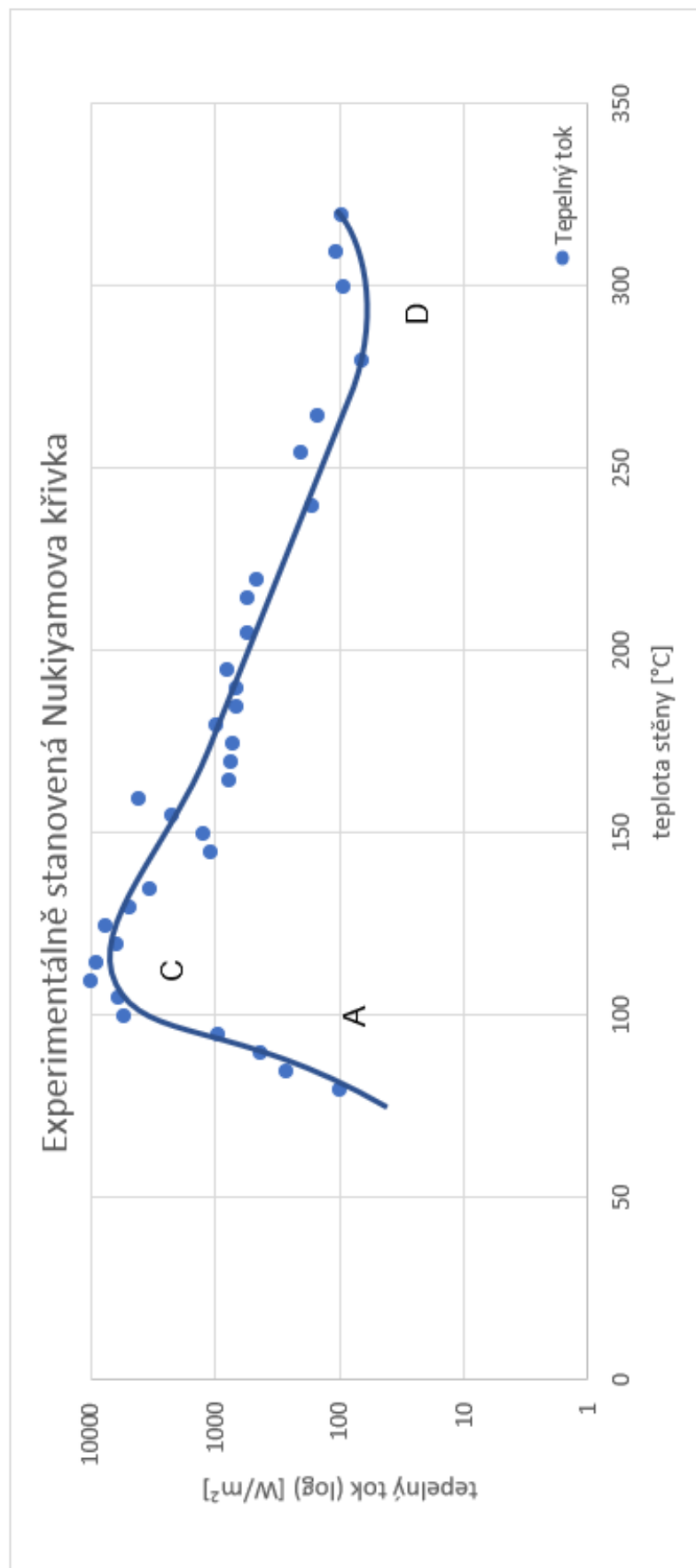
### 5.3.1 Křivka varu

Z experimentálních dat měření doby života kapky na povrchu vzorku Plotýnky byl stanoven tepelný tok v místě dotyku kapky, z kterého byla v jeho závislosti na teplotě vzorku vynesena křivka odpovídající Nukiyamově křivce varu. Pro vhodnou interpretaci byla zvolena úprava grafu na semilogaritmické souřadnice. Pro zjednodušení popisu grafu na Obrázku 5.18 jsou významné body popsány shodnými písmeny, jako tomu je na Obrázku 3.1.

Bodem A začala oblast bublinkového varu. Tento bod byl vybrán jako počátek měření. Mezi body A a C proběhl nárůst odvodu tepla, který je reprezentovaný nárůstem s velkou směrnicí. Mezi těmito body probíhal bublinkový var. Bod C je označován jako kritický bod a bod D jako Leidenfrostův bod. Mezi těmito dvěma body se nachází přechodová oblast. Za bodem D je možné v našem měření pozorovat postupný nárůst, obdobně jak je tomu na Nukiyamově křivce za Leidenfrostovým bodem. Obrázek 5.17 představuje grafické srovnání křivek závislosti času života kapky na teplotě stěny a tepelného toku závislého na teplotě stěny.



Obrázek 5.17 Grafické porovnání křivek života kapky a odvedeného tepelného toku



Obrázek 5.18 Změřená Nukiyamova křivka pro experiment na Plotýnce

## 5.4 Celkové vyhodnocení experimentů

Byly provedeny dvě sady experimentů, kde v první fázi byl měřen průběh chladnutí ocelového vzorku ve dvou prostředích: na vzduchu a pod dopadajícími kapkami vody. V průběhu chladnutí ocelového vzorku pod dopadajícími kapkami vody je zřejmý přechod do oblasti Leidenfrostova jevu, ve které je působením izolační parní vrstvy významně snížen odvod tepla z testovaného vzorku. Ve druhé fázi experimentu bylo provedeno měření doby odparu kapky na ohřívaném povrchu v závislosti na jeho teplotě. Z těchto experimentů byly následně vytvořeny grafické závislosti, které byly porovnány s experimenty z dostupné literatury. Při porovnávání experimentů bylo přihlédnuto k vlivu parametrů jednotlivých experimentů. Měření doby odparu kapky bylo provedeno na dvou odlišných vzorcích označených jako Plotýnka z litiny a Miska z hliníku. Dalším parametrem, ve kterém se měřené vzorky liší, je jejich drsnost. Drsnost povrchu Misky byla nižší, než tomu bylo u Plotýnky. Výsledkem porovnání experimentálních měření na dvou vzorcích je zjištění, že vzniku parní vrstvy je u vzorku s větší drsností dosaženo při vyšších teplotách než u vzorku s menší drsností. Prodlužování času odparu kapky (a tedy i vznik Leidenfrostova jevu) u Misky bylo možné pozorovat okolo teploty 200 °C a u Plotýnky tomu bylo až okolo teploty 230 °C. Výsledné naměřené hodnoty doby odparu vodních kapek byly použity pro výpočet tepelného toku odváděného v místě dopadu kapky. Získaná závislost odváděného tepelného toku na teplotě ohřívaného povrchu je použita pro sestavení Nukiyamovy křivky varu na Obrázku 5.18.



# Závěr

Tato bakalářská práce pojednává o Leidenfrostově jevu a jeho vztahu k chlazení vysokých tepelných toků, které zatěžují jaderné komponenty tokamaků. Bylo provedeno shrnutí základních principů jaderné fúze a aktuálního stavu vývoje fúzní energetiky. Zároveň byly shrnuty základní principy přestupu tepla, byl proveden rozbor krize varu a Leidenfrostova jevu.

Hlavní kapitolou praktické části této práce je popis, interpretace a diskuse výsledků provedených experimentů Leidenfrostova jevu. Byly provedeny dvě sady odlišných měření. V prvním z provedených experimentů se úspěšně podařily změřit průběhy chladnutí ocelového vzorku ve dvou odlišných prostředích: na vzduchu a během kapání vody na vzorek. Výsledkem je graf teploty vzorku v závislosti na čase, ve kterém je pozorovatelná oblast výskytu Leidenfrostova jevu. Druhá sada experimentů se zabývá měřeními času odparu kapky na ohřívaném povrchu v závislosti na teplotě povrchu. Měření bylo provedeno na dvou vzorcích o různých drsnostech povrchu. Výsledkem měření je grafická závislost doby odparu vodní kapky. Výstupy vlastního měření byly porovnány s již existujícími experimenty z dostupné literatury. V závěru práce se podařilo z naměřených dat doby odparu kapky stanovit tepelný tok mezi ohřívanou stěnou a vodní kapkou. Výsledný průběh odváděného tepelného toku v závislosti na teplotě ohřívané stěny odpovídá Nukiyamově křivce varu, která popisuje základní režimy přestupu tepla během chlazení s využitím varu kapaliny.

# Bibliografie

- [1] CIUCCI, Matteo. Obnovitelné zdroje v EU. In: *Evropský parlament* [online]. [cit. 2022-11-07]. Dostupné z: <https://www.europarl.europa.eu/factsheets/cs/sheet/70/renewable-energy>
- [2] *Automobily 2035*. In: *Europarlament* [online]. 2022 [cit. 2022-11-12]. Dostupné z: <https://www.europarl.europa.eu/news/cs/headlines/economy/20221019STO44572/zakaz-prodeje-novych-benzinovyh-a-naftovyh-aut-od-roku-2035>
- [3] *Power Technologie* [online]. 2020 [cit. 2022-11-12]. Dostupné z: <https://www.power-technology.com/analysis/featurethe-worlds-most-used-renewable-power-sources-4160168/>
- [4] STAFFELL, Iain a Stefan PFENNINGER. The increasing impact of weather on electricity supply and demand. *Energy* [online]. 2018, **145**, 65-78 [cit. 2022-11-12]. ISSN 03605442. Dostupné z: doi:10.1016/j.energy.2017.12.051
- [5] KARIMI, Sajad a Soongeol KWON. Optimization-driven uncertainty forecasting: Application to day-ahead commitment with renewable energy resources. *Applied Energy* [online]. 2022, **326** [cit. 2022-11-12]. ISSN 03062619. Dostupné z: doi:10.1016/j.apenergy.2022.119929
- [6] ČERMÁK, Jiří. Kvalita elektrické energie. In: *O energetice* [online]. 2015 [cit. 2022-11-12]. Dostupné z: <https://oenergetice.cz/>
- [7] Výroba a spotřeba elektřiny v ČR. In: *O energetice* [online]. Třebíč: OM Solutions s.r.o., 2021 [cit. 2023-02-03]. Dostupné z: [https://oenergetice.cz/wp-content/uploads/2021/11/studie-scenaru-nefossilni-elektroenergetiky-CR\\_obr1.png](https://oenergetice.cz/wp-content/uploads/2021/11/studie-scenaru-nefossilni-elektroenergetiky-CR_obr1.png)
- [8] Světová výroba elektřiny. In: *Ember Climate* [online]. 2022 [cit. 2022-11-12]. Dostupné z: <https://ember-climate.org/>
- [9] Nárůsty elektřiny dle zemí. In: *Fakta o klimatu* [online]. 2020 [cit. 2022-11-12]. Dostupné z: <https://faktaoklimatu.cz/infografiky/elektrina-svet>

- [10] Predikce spotřeby elektřiny. In: *IAE* [online]. 2020 [cit. 2022-11-12]. Dostupné z: <https://www.iea.org/data-and-statistics/charts/electricity-demand-outlook-in-selected-regions-countries-in-the-stated-policies-scenario-2019-2030>
- [11] Základy fúzní energetiky I. – Historie. In: *Energetika tzb* [online]. Praha: topinfo s.r.o., 2001 [cit. 2022-04-24]. Dostupné z: <https://energetika.tzb-info.cz/elektroenergetika/14482-zaklady-fuzni-energetiky-i-historie>
- [12] MCCRACKEN, Garry a Peter STOTT. *Fúze: energie vesmíru. 2.*, rozšířené vydání. Praha: Academia, 2019. Galileo. ISBN 978-80-200-2986-7.
- [13] ENTLER, Slavomír. Základy fúzní energetiky II. – Základní fyzika fúzních reaktorů. In: *Energetika tzb* [online]. 2016 [cit. 2022-11-15]. Dostupné z: <https://energetika.tzb-info.cz/elektroenergetika/14538-zaklady-fuzni-energetiky-ii-zakladni-fyzika-fuznich-reaktoru>
- [14] Ústav akademie věd - plazma. In: *Avčr* [online]. Praha, 2019 [cit. 2023-02-03]. Dostupné z: <https://www.avcr.cz/cs/o-nas/aktuality/Ustav-fyziky-plazmatu-AV-CR-aneb-60-let-spickoveho-vyzkumu-ve-verejnem-zajmu/>
- [15] SMOLÍK, Vojtěch. *Hypervapotron - High Heat Flux Cooling Technology* [online]. 2022, 93 [cit. 2023-05-27]. Dostupné z: doi:10.13140/RG.2.2.20940.08328
- [16] Základy fúzní energetiky III. – Reaktorové technologie. In: *Energetika tzb* [online]. Praha: topinfo s.r.o., 2001 [cit. 2022-04-24]. Dostupné z: <https://energetika.tzb-info.cz/elektroenergetika/14587-zaklady-fuzni-energetiky-iii-reaktorove-technologie>
- [17] Základy fúzní energetiky IV. – Jaderné komponenty. In: *Energetika tzb* [online]. Praha: topinfo s.r.o., 2001 [cit. 2022-04-24]. Dostupné z: <https://energetika.tzb-info.cz/elektroenergetika/14669-zaklady-fuzni-energetiky-iv-jaderne-komponenty>
- [18] ZHENG, W, Q WU, M ZHANG, Z CHEN, Y SHANG, J FAN a Y PAN. Disruption predictor based on neural network and anomaly detection on J-TEXT. *Plasma Physics and Controlled Fusion* [online]. 2020, **62**(4) [cit. 2022-11-15]. ISSN 0741-3335. Dostupné z: doi:10.1088/1361-6587/ab6b02
- [19] *Základy fúzní energetiky V. – Výroba elektřiny* [online]. Praha, 2016 [cit. 2022-12-21]. Dostupné z: <https://energetika.tzb-info.cz/elektroenergetika/14704-zaklady-fuzni-energetiky-v-vyroba-elektriny>

- [20] KRÁLÍK, Jiří. *Paliva pro jadernou fúzi a jejich vliv na životní prostředí*. Praha, 2022. Diplomová práce. České vysoké učení technické v Praze. Vedoucí práce Ing. Slavomír Entler, Ph.D.
- [21] ŠTĚPÁNEK, Jan. *Krize přestupu tepla prvního druhu*. Praha, 2019. Text k experimentální úloze. České vysoké učení technické v Praze.
- [22] SURTAEV, Anton a Aleksandr PAVLENKO. Observation of boiling heat transfer and crisis phenomena in falling water film at transient heating. *International Journal of Heat and Mass Transfer* [online]. 2014, **74**, 342-352 [cit. 2022-12-21]. ISSN 00179310. Dostupné z: doi:10.1016/j.ijheatmasstransfer.2014.03.033
- [23] Přenos tepla. In: *E-konstrukter* [online]. 2015 [cit. 2022-12-22]. Dostupné z: <https://e-konstrukter.cz/novinka/jaky-je-rozdil-mezi-prenosem-tepla-vedenim-proudenim-a-salanim>
- [24] SOBAC, B., A. REDNIKOV, S. DORBOLO a P. COLINET. Leidenfrost effect: Accurate drop shape modeling and refined scaling laws. *Physical Review E* [online]. 2014, **90**(5) [cit. 2022-12-21]. ISSN 1539-3755. Dostupné z: doi:10.1103/PhysRevE.90.053011
- [25] GLEITZ, M., P. ZÁCHA, S. ENTLER a J. SYBLÍK. *DESIGN OF EXPERIMENTAL DEVICE FOR TESTING OF SUBCOOLED FLOW BOILLING* [online]. 2020, 150-153 [cit. 2023-04-04]. Dostupné z: doi:10.21495/5896-3-150
- [26] ZHOU, Ying a Pingan ZHU. A paradigm shift in liquid cooling by multitextured surface design. *The Innovation* [online]. 2022, **3**(2) [cit. 2022-12-22]. ISSN 26666758. Dostupné z: doi:10.1016/j.xinn.2022.100222
- [27] CASTANET, G., O. CABALLINA, W. CHAZE, R. COLLIGNON a F. LEMOINE. The Leidenfrost transition of water droplets impinging onto a superheated surface. *International Journal of Heat and Mass Transfer* [online]. 2020, **160** [cit. 2022-11-06]. ISSN 00179310. Dostupné z: doi:10.1016/j.ijheatmasstransfer.2020.120126

- [28] CHAZE, W., O. CABALLINA, G. CASTANET, J.-F. PIERSON, F. LEMOINE a D. MAILLET. Heat flux reconstruction by inversion of experimental infrared temperature measurements – Application to the impact of a droplet in the film boiling regime. *International Journal of Heat and Mass Transfer* [online]. 2019, **128**, 469-478 [cit. 2023-04-04]. ISSN 00179310. Dostupné z: doi:10.1016/j.ijheatmasstransfer.2018.08.069
- [29] ILLIAS, S., S. HUSSAIN, N.A. ROSMAN, M.E. BAHARUDIN, A.I.M. SHAFUL, K.A. ISMAIL a M.H. ANI. Critical heat flux and Leidenfrost temperature on Electrical Discharge Machining (EDM) - constructed hemispherical surface. *Case Studies in Thermal Engineering* [online]. 2021, **27** [cit. 2022-11-06]. ISSN 2214157X. Dostupné z: doi:10.1016/j.csite.2021.101312
- [30] ILLIAS, S., N.A. ROSMAN, N.S. ABDULLAH, S. HUSSAIN, M.E. BAHARUDIN, M.A. IDRIS a K.A. ISMAIL. Critical heat flux and Leidenfrost temperature on hemispherical stainless steel surface. *Case Studies in Thermal Engineering* [online]. 2019, **14** [cit. 2023-02-05]. ISSN 2214157X. Dostupné z: doi:10.1016/j.csite.2019.100501
- [31] REIS, Max, Arthur OLIVEIRA a Rogério GONÇALVES. *Determination of Nukiyama and Leidenfrost Temperatures for Hydrocarbons using the Droplet Evaporation Method*. Brazilie, 2017. School of Mechanical Engineering, University of Campinas, SP - Brazil.
- [32] LI, Junhui a Patricia WEISENSEE. Droplet impact and Leidenfrost dynamics on a heated post. *International Journal of Heat and Mass Transfer* [online]. 2023, **201** [cit. 2023-04-06]. ISSN 00179310. Dostupné z: doi:10.1016/j.ijheatmasstransfer.2022.123581
- [33] KRUSE, Corey, Troy ANDERSON, Chris WILSON, Craig ZUHLKE, Dennis ALEXANDER, George GOGOS a Sidy NDAO. Extraordinary Shifts of the Leidenfrost Temperature from Multiscale Micro/Nanostructured Surfaces. *Langmuir* [online]. 2013, **29**(31), 9798-9806 [cit. 2023-02-07]. ISSN 0743-7463. Dostupné z: doi:10.1021/la401936w
- [34] FAROKHNIA, Nazanin, Seyed SAJADI, Peyman IRAJIZAD a Hadi GHASEMI. Decoupled Hierarchical Structures for Suppression of Leidenfrost Phenomenon. *Langmuir* [online]. 2017, **33**(10), 2541-2550 [cit. 2023-02-07]. ISSN 0743-7463. Dostupné z: doi:10.1021/acs.langmuir.7b00163

- [35] VAKARELSKI, Ivan, Neelesh PATANKAR, Jeremy MARSTON, Derek CHAN a Sigurdur THORODDSEN. Stabilization of Leidenfrost vapour layer by textured superhydrophobic surfaces. *Nature* [online]. 2012, **489**(7415), 274-277 [cit. 2023-02-07]. ISSN 0028-0836. Dostupné z: doi:10.1038/nature11418
- [36] Indukční ohřev. In: *U.S.Solid* [online]. Ohio, 2023 [cit. 2023-05-13]. Dostupné z: <https://ussolid.com/u-s-solid-15-kw-high-frequency-induction-heater-30-80-khz-220v-or-110v.html>
- [37] Plotýnka. In: *Sencor* [online]. Říčany, 2023 [cit. 2023-05-06]. Dostupné z: <https://www.sencor.com/electric-single-hotplate/scp-1503wh-eue4>
- [38] Jednotka pro sběr dat. In: *Farnell* [online]. Anglie, 2023 [cit. 2023-05-06]. Dostupné z: [https://cz.farnell.com/keysight-technologies/daq970a/data-acquisition-system-colour/dp/2912860?gclid=Cj0KCQjw9deiBhC1ARIsAHLjR2DNtZhr4IjykMtF5Le9u5tFitK3SZFzu5JgaxmUSVOtcjeM2tFmdaUaAipaEALw\\_wcB&mckv=sHKA6Haqu\\_dc|pcrid|308598721896|keyword|+keysight%20+technologies%20+daq970a|match|b|plid||slid||product||pgrid|59595709897|ptaid|kwd-553939800150|&CMP=KNC-GCZ-GEN-SKU-MDC](https://cz.farnell.com/keysight-technologies/daq970a/data-acquisition-system-colour/dp/2912860?gclid=Cj0KCQjw9deiBhC1ARIsAHLjR2DNtZhr4IjykMtF5Le9u5tFitK3SZFzu5JgaxmUSVOtcjeM2tFmdaUaAipaEALw_wcB&mckv=sHKA6Haqu_dc|pcrid|308598721896|keyword|+keysight%20+technologies%20+daq970a|match|b|plid||slid||product||pgrid|59595709897|ptaid|kwd-553939800150|&CMP=KNC-GCZ-GEN-SKU-MDC)
- [39] OK, Jeong, Junseo CHOI, Emily BROWN a Sunggook PARK. Effect of different fluids on rectified motion of Leidenfrost droplets on micro/sub-micron ratchets. *Microelectronic Engineering* [online]. 2016, **158**, 130-134 [cit. 2023-02-05]. ISSN 01679317. Dostupné z: doi:10.1016/j.mee.2016.04.018
- [40] Kapka cestující do kopce. In: *REPLICACIÓN DE ARTTEXTUM* [online]. USA / Itálie, 2013 [cit. 2023-02-05]. Dostupné z: <https://arttextumreplicacion.files.wordpress.com/2017/02/when-water-flows-uphill-arttextum.png?w=1366&h=768&crop=1>