



VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ

BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY

FAKULTA STROJNÍHO INŽENÝRSTVÍ

FACULTY OF MECHANICAL ENGINEERING

ENERGETICKÝ ÚSTAV

ENERGY INSTITUTE

NÁVRH KRYOGENNÍHO VÝMĚNÍKU PRO ZKAPALNĚNÍ PROCESNÍHO PLYNU

DESIGN OF A CRYOGENIC EXCHANGER FOR PROCESS GAS LIQUEFACTION

DIPLOMOVÁ PRÁCE

MASTER'S THESIS

AUTOR PRÁCE

AUTHOR

Bc. David Wittek

VEDOUCÍ PRÁCE

SUPERVISOR

Ing. Filip Toman, Ph.D.

BRNO 2024

Zadání diplomové práce

| | |
|-------------------|--|
| Ústav: | Energetický ústav |
| Student: | Bc. David Wittek |
| Studijní program: | Energetické a termofluidní inženýrství |
| Studijní obor: | Energetické inženýrství |
| Vedoucí práce: | Ing. Filip Toman, Ph.D. |
| Akademický rok: | 2023/24 |

Ředitel ústavu Vám v souladu se zákonem č.111/1998 o vysokých školách a se Studijním a zkušebním řádem VUT v Brně určuje následující téma diplomové práce:

Návrh kryogenního výměníku pro zkapalnění procesního plynu

Stručná charakteristika problematiky úkolu:

Kryogenika je fyzikální obor zabývající se dosahováním velmi nízkých teplot. V přeneseném významu označuje slovo kryogenika také technické zařízení k udržování nízké teploty. Americký Národní institut standardů a technologie stanovil hranici mezi chlazením a kryogenikou na 93,15 K. Tato hodnota se jeví logicky, neboť bod varu takzvaných permanentních plynů (vodík, kyslík, neon, dusík) leží pod touto hranicí a bod varu běžných chladicích kapalin leží nad ní. Cílem práce bude návrh vinutého kryogenního výměníku určeného pro zkapalnění procesního plynu.

Cíle diplomové práce:

- 1) rešerše tepelných výměníků používaných v kryogenice.
- 2) tepelný návrh výměníku pro zadané parametry.
- 3) hydraulický návrh výměníku.

Seznam doporučené literatury:

BARRON, Randall F. a Gregory NELLIS. Cryogenic heat transfer. Second edition. Boca Raton: CRC Press, Taylor & Francis Group, [2016]. ISBN 9781482227444.

VDI heat atlas. 2nd ed. New York: Springer, 2010. ISBN 978-3540778769.

Termín odevzdání diplomové práce je stanoven časovým plánem akademického roku 2023/24

V Brně, dne

L. S.

doc. Ing. Jiří Pospíšil, Ph.D.
ředitel ústavu

doc. Ing. Jiří Hlinka, Ph.D.
děkan fakulty

ABSTRAKT

Energetická hustota kapalného zemního plynu je více než pětsetkrát vyšší než v jeho plynné podobě. Klíčovým komponentem pro jeho přípravu je tepelný výměník, ve kterém dochází k samotnému zkapalnění. Tato diplomová práce se zabývá návrhem kondenzátoru, který je realizován jako výměník typu Giauque-Hampson se svazkem spirálovitě vinutých trubek. V práci je navrženo technické řešení zařízení a jsou porovnávány možné konfigurace umístění jednotlivých teplotních médií. Zkoumány jsou koncepty s kondenzací uvnitř trubek a v mimotrubkovém prostoru. Kromě zajištění bezpečného provozu v rámci návrhových stavů je kladen důraz na minimalizaci rozměrů zařízení a tím spojených výrobních nákladů.

Klíčové slova

Kapalný zemní plyn, kondenzace, spirálovitý výměník, přenos tepla, kryogenní technologie

ABSTRACT

The energy density of liquid natural gas is more than five hundred times higher than in state of gas. A key component for its preparation is the heat exchanger, where the liquefaction takes place. The aim of this work is design of a condenser. Its implementation is like Giauque-Hampson type exchanger with a bundle of helical wound tubes. Technical solution for the device is proposed and various configuration of heat-carrying media placement are compared. Concepts with condensation inside the tubes and in the shell are studied. In addition to ensuring safe operation within the design conditions, there are focused on minimizing the size of the equipment and the associated production costs.

Key words

Liquefied natural gas, condensation, helical heat exchanger, heat transfer, cryogenic technologies

BIBLIOGRAFICKÁ CITACE

WITTEK, David. *Návrh kryogenního výměníku pro zkapalnění procesního plynu*. Brno, 2024. Dostupné také z: <https://www.vut.cz/studenti/zav-prace/detail/157000>. Diplomová práce. Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství, Energetický ústav. Vedoucí práce Filip Toman.

PROHLÁŠENÍ

Prohlašuji, že jsem diplomovou práci na téma *Návrh kryogenního výměníku pro zkapalnění procesního plynu* vypracoval samostatně s použitím odborné literatury a pramenů, uvedených v seznamu, který tvoří přílohu této práce.

24.5.2024

Datum

David Wittek

PODĚKOVÁNÍ

Rád bych touto formou poděkoval vedoucímu této diplomové práce, Ing. Filipu Tomanovi, Ph.D., za cenné rady, odborné vedení a trpělivost po celou dobu vypracovávání této práce. Taktéž děkuji rodině a přátelům za podporu a pochopení po celou dobu studia.

Obsah

| | | |
|---|---|----|
| 1 | Úvod | 10 |
| 2 | Tepelné výměníky | 11 |
| | 2.1.1 Trubkové výměníky | 11 |
| | 2.1.2 Deskové výměníky | 11 |
| | 2.2 Kryogenní teploty | 12 |
| | 2.3 Tepelné výměníky pro kryogenní aplikace | 16 |
| | 2.3.1 Trubkový kryogenní výměník | 17 |
| | 2.3.2 Kryogenní výměník Giaque-Hampson | 18 |
| | 2.3.3 Žebrované deskové výměníky | 21 |
| | 2.3.4 Leptané deskové výměníky | 22 |
| | 2.3.5 Perforované deskové výměníky | 22 |
| | 2.3.6 Sintrovaný kryogenní výměník | 23 |
| 3 | Tepelná výměna se změnou fáze | 24 |
| 4 | Zemní plyn | 28 |
| 5 | Návrh tepelného výměníku | 30 |
| | 5.1 Zadání | 30 |
| | 5.2 Koncepce | 30 |
| | 5.3 Technické parametry výměníku | 30 |
| | 5.4 Nenávrhové stavy | 31 |
| | 5.5 Charakteristika pracovních médií | 32 |
| | 5.6 Tepelný výměník s kondenzací v trubkách | 33 |
| | 5.6.1 Parametry pracovních médií | 35 |
| | 5.6.2 Tepelný výpočet mezitrubkového prostoru | 37 |
| | 5.6.3 Tepelný výpočet trubkového prostoru | 38 |
| | 5.6.4 Výpočet celkového tepelného toku | 42 |
| | 5.6.5 Tlakový spád mezitrubkového prostoru | 49 |
| | 5.6.6 Tlakový spád trubkového prostoru | 50 |
| | 5.7 Tepelný výměník s kondenzací v mezitrubkovém prostoru | 56 |
| | 5.7.1 Parametry pracovních médií | 57 |
| | 5.7.2 Tepelný výpočet mezitrubkového prostoru | 59 |
| | 5.7.3 Tepelný výpočet trubkového prostoru | 62 |
| | 5.7.4 Výpočet celkového tepelného toku | 66 |
| | 5.7.5 Tlakový spád mezitrubkového prostoru | 72 |
| | 5.7.6 Tlakový spád trubkového prostoru | 77 |
| 6 | Diskuse | 82 |
| 7 | Závěr | 84 |
| | Seznam použitých zdrojů | 85 |
| | Seznam příloh | 87 |
| | Seznam použitých symbolů a zkratk | 91 |

1 Úvod

Zemní plyn jako fosilní palivo představuje klíčovou energetickou surovinu využívající se při dodávkách tepla, ale i elektrické energie. Význam zemního plynu v posledních letech roste s potřebou stabilizace energetické sítě, která stále více využívá obnovitelné zdroje energie. Velký význam zemního plynu spočívá v zajištění tepelné energie spalováním v lokálních topeništích a energeticky náročných sektorech průmyslové výroby.

Nynější geopolitická situace narušila středoevropský distribuční řetězec zemního plynu, který se spoléhal na síť plynovodů z Ruské Federace. Výstavba nových potrubních systému je časově a finančně náročná, počet vhodných blízkých nalezišť je omezený. Alternativou potrubní přepravy je využití flexibilnějších dopravních prostředků jako jsou například tankery. Ekonomicky se však doprava zemního plynu mimo potrubní síť při atmosférickém tlaku a běžných teplotách nevyplácí, kvůli jeho malé energetické hustotě.

Globálně se stále více prosazuje přeprava ve formě zkapalněného plynu (LNG). Zkapalněný zemní plyn je možné lodní dopravou dopravovat na velké vzdálenosti za akceptovatelné ceny. S růstem trhu je nutné razantní rozšíření distribuční soustavy, včetně nových terminálů, kde dochází ke změnám fáze.

Proces zkapalňování zemního plynu je energeticky náročný a probíhá za nízkých teplot, což klade vysoké nároky parametry zařízení. Je nutné zajistit, aby zařízení zachovala svou funkčnost i při nízkých provozních teplotách. V daných podmínkách jsou obecně látky velmi citlivé na teplotní změny. V rámci návrhového rozsahu teplot může dojít ke změně fyzikálních vlastností médií a konstrukčních materiálů i o několik řádů, to je nutné zohlednit při návrhu.

S rozvojem nízkoteplotních aplikací dochází k vývoji specifických tepelných výměníků uzpůsobených daným podmínkám. Předmětem této práce je návrh spirálovitého tepelného výměníku pro kondenzaci zemního plynu. V rámci práce jsou navrženy různé možnosti uspořádání a navržena optimalizace pro dosažení minimálních rozměrů při zachování požadovaných technických parametrů zařízení.

2 Tepelné výměníky

Technická potřeba realizace přenosu tepelné energie mezi různými médii s odlišnými teplotami vedla k vývoji tepelných výměníků. Jednotlivé typy se navzájem liší dle specifických požadavků konkrétních aplikací. Klíčové vlastnosti tepelných výměníků jsou především efektivnost, kompaktnost, tlaková ztráta a cena. Je třeba zohlednit provozní parametry výměníku a teplotních médií. V běžných aplikacích jsou nejpoužívanější trubkové a deskové. Ve specifických aplikacích především odběru nízko potenciálového tepla plynům (spalinám) se hojně využívají rekuperační a regenerační výměníky.

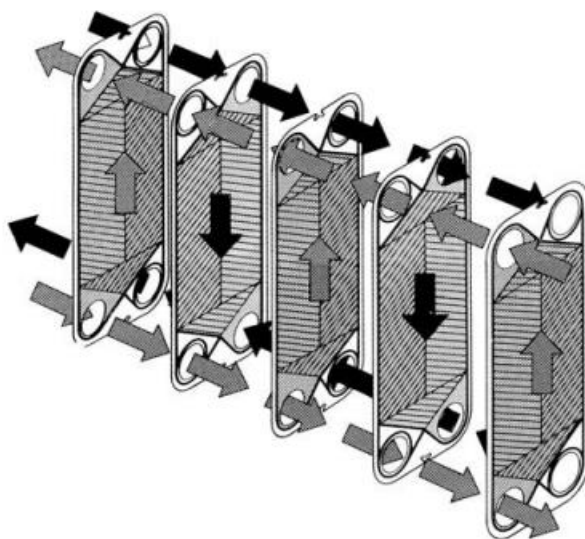
2.1.1 Trubkové výměníky

Nejběžnější konstrukce tepelných výměníků využívá trubek. Jedno médium protéká uvnitř trubky, případně trubek a druhé proudí okolo trubky v mezitrubkovém prostoru výměníku. Tepelná energie se přenáší stěnou trubky. Trubkové výměníky jsou robustní výměníky vhodné pro přenášení velkých tepelných toků, jsou vhodné pro použití v širokém spektru teplot a tlaků. Díky své konstrukci jsou snadno přístupné pro údržbu a je možné i provedení s určitou mírou samočištění. Provedení vícetrubkových, svazkových, výměníků je standardizováno, nejrozšířenější jsou konstrukce dle normy TEMA. Svazkový výměník se skládá z trubek fixovaných v trubkovnici, vnější plášť je rozdělen na přední hlavu, plášť a zadní hlavu. Proudění tekutiny v mezitrubkovém prostoru je usměrňováno pomocí přepážek, které mají rovněž podpůrnou konstrukční funkci. Svazkové výměníky se využívají v kondenzátorech, parogenerátorech a ostatních aplikacích s požadavkem přenosu velkého výkonu.

Pro kryogenní aplikace nicméně není konvekční design trubkových výměníků vhodný. Vykazuje nízké hodnoty efektivnosti, především pro omezené možnosti izolace od okolí. Robustní konstrukce by s ohledem na materiálové požadavky kryogenních aplikací zvyšovala náklady a samotná konstrukce by s ohledem na teplotní dilatace a omezené schopnosti těsnění byla složitá. Proto se pro aplikace v kryogenních oblastech využívají různé modifikace trubkových výměníků uvedené v následujících částech práce.

2.1.2 Deskové výměníky

Deskové výměníky jsou sestaveny z vrstev plechových desek, které oddělují jednotlivá teplosměnná média. Prolisované zvlnění profilu umožňuje zefektivnění přenosu tepla a zlepšuje celkové mechanické vlastnosti výměníku. Média jsou do prostoru výměníku přiváděna skrze přívodní porty, proudí v protiproudém uspořádání na protějších stranách desky (viz obr. č. 1). Geometrie prolisovaného profilu ovlivňuje součinitel přestupu tepla a tlakové ztráty. S rostoucím „vrcholovým“ úhlem roste hodnota součinitele přestupu tepla i tlakové ztráty. Deskové výměníky vykazují vysokou kompaktnost, v případě těsněného provedení i vysokou variabilitu přenášeného výkonu (lze přidat či ubrat teplosměnnou desku). Těsněné deskové výměníky jsou omezeny provozním tlakem přibližně do 3 MPa a teplotou od 50 °C do 200 °C. [8] Pevně spojené svařované deskové výměníky jsou vhodné pro použití do 10 MPa a teplot od -269 °C do 204 °C. [7] Nevýhodou deskové konstrukce je velká tlaková ztráta, proto nejsou vhodné do vysokorychlostních a vysokotlakových aplikací. Rovněž se nepoužívají při výrazném rozdílu hmotnostních průtoků, velké viskozitě médií a při plánované změně fáze. Z mechanických důvodů nejsou vhodné pro podtlakové použití.



Obr. č. 1 – Schématické znázornění proudění kapalin v deskovém výměníku s paralelním protiproudém uspořádání. Obrázek byl převzat z [5].

Svařované deskové výměníky jsou z pohledu mechanických vlastností vhodné i pro kryogenní aplikace. Jejich využití je omezeno na použití kapalných medií. Typické provedení s důrazem na konvekční výměnu tepla podpořenou silně turbulentním prouděním není vhodné pro plynné substance. Proto se v kryogenice častěji uplatňují modifikace deskových výměníků, které jsou uvedeny dále v práci.

2.2 Kryogenní teploty

Vlastnosti většiny látek a materiálů jsou úzce spjaty s teplotou. V případě velmi nízkých teplot je chování látek již natolik specifické, že je potřeba zcela odlišného přístupu. Běžně průmyslově používané plyny jako jsou např. metan, oxid uhličitý, vzdušné plyny aj., se nachází v kapalném skupenství, případně tak blízko vypařovacích teplot, že jejich chování neodpovídá modelu ideálního plynu a je třeba k nim přistupovat jako k plynu reálnému. Výrazně se mění vlastnosti i pevných látek, materiálů. Měrná tepelná kapacita vybraných pevných látek je při velmi nízkých teplotách závislá na třetí mocnině teploty. [1] Významnou roli hrají kvantové jevy, zmiňovaná změna tepelné kapacity je způsobena omezenými možnostmi excitace atomů v daných podmínkách. [1]

Touto oblastí teplot se zabývá samostatný vědní obor – kryogenika. Jako horní teplotní hranice kryogenních teplot byla Národním institutem standardů a technologie USA stanovena teplota 123 K, což přibližně odpovídá -150 °C . [1] Teploty varu řady důležitých průmyslových plynů se nachází pod touto teplotou. Dosažení kryogenních teplot je podstatné pro zkapalnění helia, vodíků, kyslíku, dusíky, či vzduchu.

Mezi důležitější oblasti, kde je nutné dosahování teplot pod 123 K, jsou technologie na separaci složek vzduchu (prostřednictvím frakční destilace), zkapalňování zemního plynu (LNG) a dalších průmyslových plynů (např. CO_2). Kryogenních teplot je běžně dosahováno v kosmonautice, rakety Falcon 9 aj. využívají jako oxidační činidlo kapalný kyslík. Teploty v řádech jednotek kelvinů jsou nutné pro dosažení supravodivosti a supratekutosti. [1]

Mechanické vlastnosti konstrukčních materiálů

Při nízkých teplotách dochází k významným změnám vlastností pevných látek, včetně materiálu využívající se na konstrukci tepelných výměníků. Oproti běžným teplotám se mění

mechanické vlastnosti materiálů, jejich termofyzikální vlastnosti a vlivem teplotní roztažnosti i celkové rozměrové parametry konstrukce.

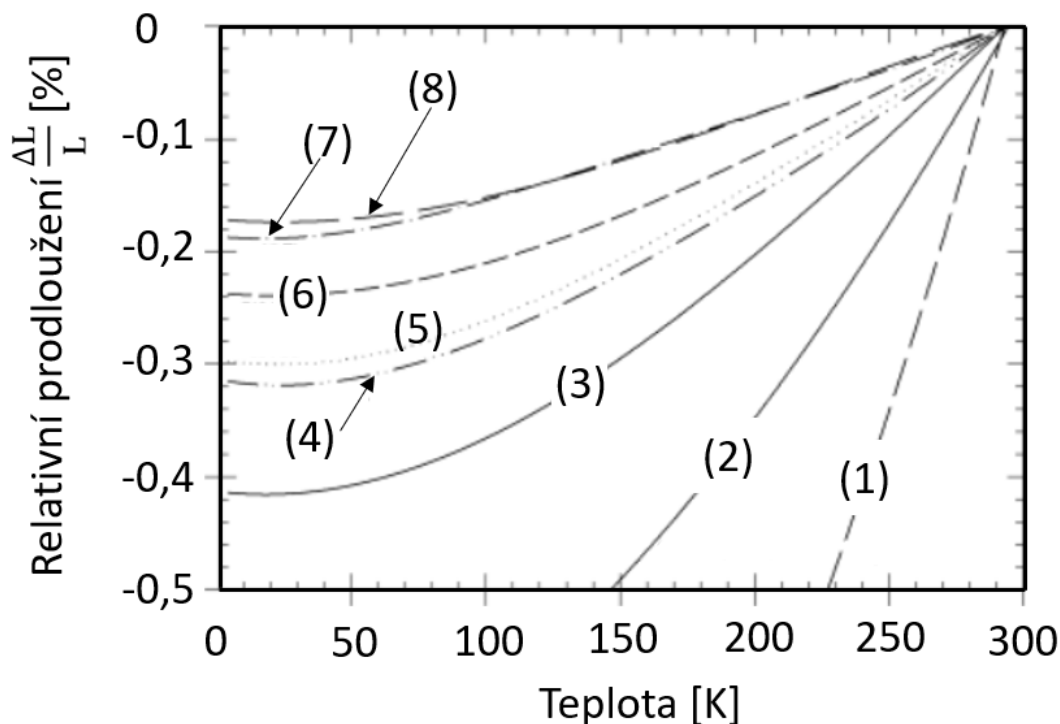
Přechodová teplota

Nevhodně vybraným materiálům se při podkročení přechodové teploty skokově zhoršují vybrané mechanické vlastnosti, materiál zkřehne. Rychle se šířící křehký lom může mít fatální dopad na celou konstrukci, i když za běžného stavu vykazuje materiál houževnaté vlastnosti. Je odolný proti vzniku a rozšiřování trvalých deformací, popřípadě trhlin. Vnější práce je „tlumena“ ve vratných elastických deformacích materiálu. Lom u houževnatých materiálů je plastický, vyznačuje se pomalým šířením, pro jeho vznik je potřeba vysoké mechanické napětí. Houževnatost řady látek klesá s teplotou. Po podkročení přechodové teploty materiál přestává být houževnatý a stává se křehkým, snižuje se práce potřebná pro vytvoření trhliny. Vzniká křehký lom, vyznačující se náhlým objevením již při nízkém mechanickém zatížení a malé plastické deformaci materiálu. Typické pro něj je velmi rychlé šíření materiálem.

Přechodovou teplotu je možné snížit žíháním, tvářením za studena s rekrystalizací, zjemněním krystalické struktury. Naopak zvýšením přechodové teploty se projevuje kalení, obecně tvářením za studena a další úpravy s hrubnutím metalografického zrna.

Teplotní roztažnost

Většina pevných materiálů vykazuje kladnou teplotní roztažnost, s klesající teplotou se zmenšují. Mezi pevné materiály s anomální roztažností (s klesající teplotou dochází k roztažení) se řadí např. ScF_3 . Využívá se proto jako kompenzátor roztažnosti jiných látek. Mírou roztažností daného materiálu na teplotě je součinitel tepelné roztažnosti, který se odlišuje dle materiálu. Pro nízké teploty je hodnota součinitele tepelné vodivosti závislá i na teplotě, roztažnost má tedy v závislosti na teplotě nelineární charakter (viz graf č. 1). Mezi materiály s nejvýraznější teplotní roztažností patří slitiny hliníku, (např. Al 6061) používaný při konstrukci kryogenních výměníků pro dobrou tepelnou vodivost. [1]

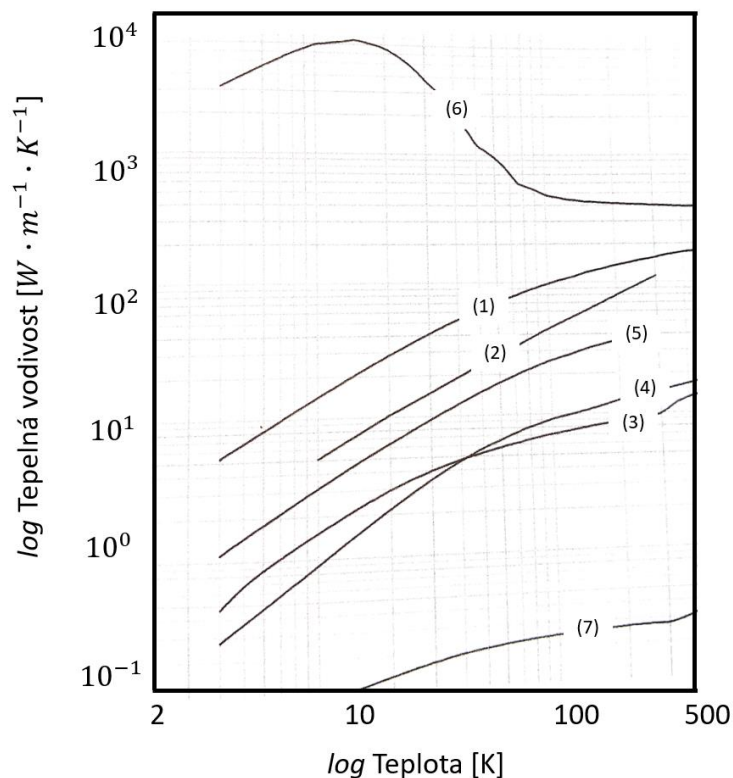


Graf č. 1 – Závislost teplotní roztažnosti na teplotě vybraných materiálu. Křivky odpovídají materiálům: (1) polyamid, (2) G10CR, (3) hliníková slitina 6061, (4) slitina mědi a beryllia, (5) nerezová ocel 304 SS, (6) inconel 718, (7) slitina titanu a niobu, (8) slitina Ti-6Al-4V. Graf byl převzat z Cryogenic Material Properties Database [13] a upraven.

Teplotní roztažnost je při návrhu kryogenního tepelného výměníku velmi podstatná. Výměníky jsou zpravidla konstruovány při pokojové teplotě, rozměry dlouhých trubkových svazků se při nízké provozní teplotě změni o jednotky procent. Přitom je nutné zachovat těsnost a mechanickou odolnost.

Tepelná vodivost

Tepelná vodivost kovových materiálů se s nízkými teplotami významně mění, řádově intenzivněji než při vysokých teplotách. U většiny kovů s klesající teplotou klesá i tepelná vodivost, ale některé materiály (měď) vykazují nemonotónní chování a v určitém intervalu s klesající teplotou tepelná vodivost roste.



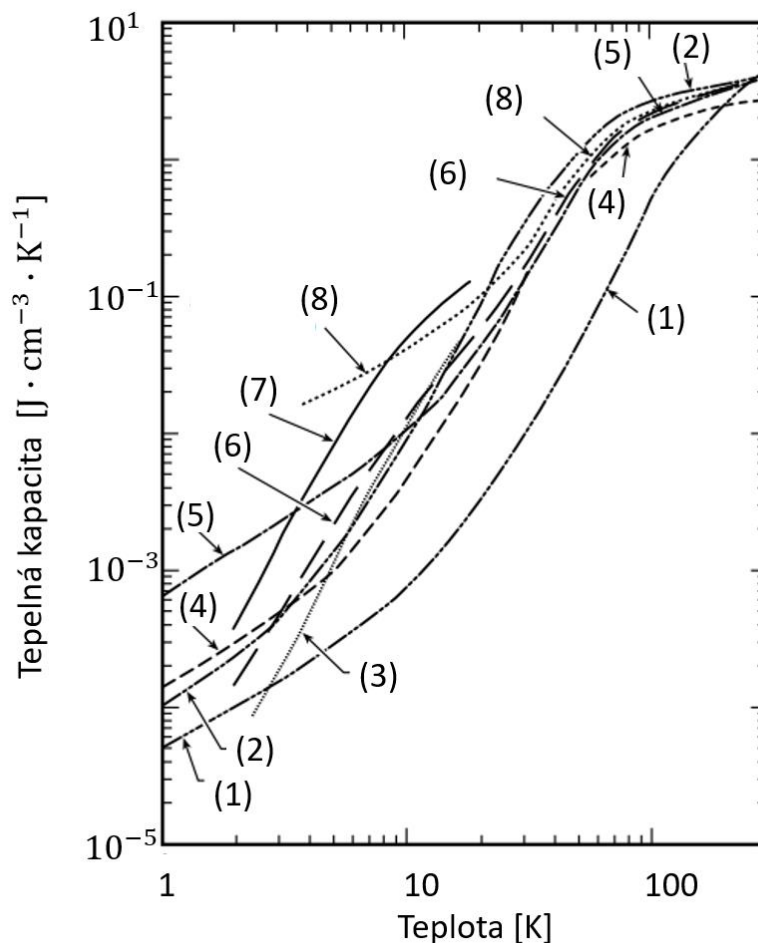
Graf č. 2 - Závislost tepelné vodivosti na teplotě pro vybrané materiály: (1) slitina hliníku 6061, (2) slitina mědi a beryllia, (3) inconel, (4) nerezová ocel 304, (5) ocel s obsahem niklu, (6) čistá měď, teflon. Graf byl převzat z Cryogenic Heat Transfer [1] a upraven, použitá data jsou převzata z programu EES.

Za pokojové a vyšší teploty je přenos tepla kovových vodičů realizován pohybem elektronového plynu, jehož parametry jsou téměř nezávislé na teplotě. Tepelná vodivost dobrých vodičů jako je např. měď je nad 100 K téměř konstantní (viz graf č. 2). [1] Při nízkých teplotách se výrazně projevuje vliv dislokací a bodových poruch v krystalické mřížce, které mají za následek zpomalení elektronového plynu. Zároveň se ale s teplotou snižuje odpor elektronovému plynu způsobený interakcemi s fonony. [1] Kombinace těchto dvou faktorů má za následek celkovou nemonotónnost závislosti tepelné vodivosti na teplotě v kryogenních aplikacích.

Měrná tepelná kapacita

Tepelná kapacita pevných látek za pokojové a vyšší teploty je jen slabě závislá na teplotě, její hodnota je téměř konstantní. V případě kryogenních teplot je měrná tepelná kapacita silně závislá na teplotě. S klesající teplotou klesá i hodnota měrné tepelné kapacity. Pro látku jejíž teplota se limitně blíží absolutní nule, se i hodnota měrné tepelné kapacity limitně blíží nule v souladu s Třetím zákonem termodynamiky. [1]

Při nízkých teplotách jsou omezené schopnosti excitace molekul, vyšších oscilačních frekvencí nelze dosáhnout. Tím je omezena schopnost akumulace energie do této formy. Toto chování pevných látek je popsáno např. Debyeho modelem. [1] Na makroskopické úrovni se projeví právě poklesem hodnoty měrné tepelné kapacity.



Graf č. 3 - Graf závislosti tepelné kapacity za konstantního objemu pro následující materiály: (1) beryllium, (2) měď, (3) pyrex, (4) hliník, (5) železné slitiny, (6) sklo, (7) epoxid, (8) nerezová ocel 310. Graf byl převzat z Experimental Techniques for Low Temperatures [12] a upraven.

2.3 Tepelné výměníky pro kryogenní aplikace

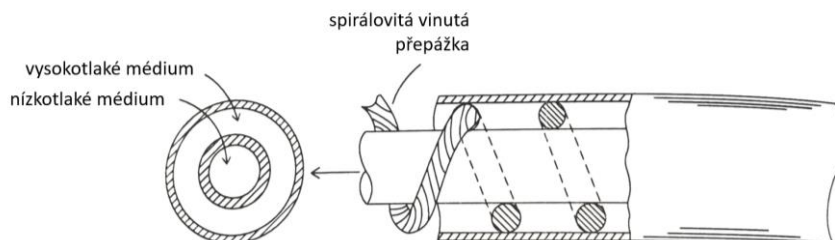
Tepelné výměníky pro kryogenní aplikace musí být navrženy s ohledem na velmi nízké provozní teploty pod -150 °C. Zařízení musí správně fungovat při těchto provozních teplotách, ale též v široké škále teplot, které je vystavena při najíždění, přechodových stavech. Teplota konstrukce před uvedením do provozu má typicky teplotu nad 0 °C.

Samotný tepelný výměník musí být navržen, aby byl při provozu vysoce efektivní, zvláště při chlazení. Minimální teplota chladícího média je omezena technickými potažmo termodynamickými možnostmi realizace. Teplotní spád vůči okolí je řádově vyšší než spád mezi teplonosnými médii. Pro zabránění velkým teplotním únikům do okolí je nutná adekvátní izolace.

U kryogenních tepelných výměníků je z výše uvedených důvodů požadavek na účinnost tepelné výměny alespoň 85 % pro správnou funkci. Kdežto konvenční systémy jako je regenerace u plynových turbín stále funguje i při účinnosti okolo 5 %. [1]

2.3.1 Trubkový kryogenní výměník

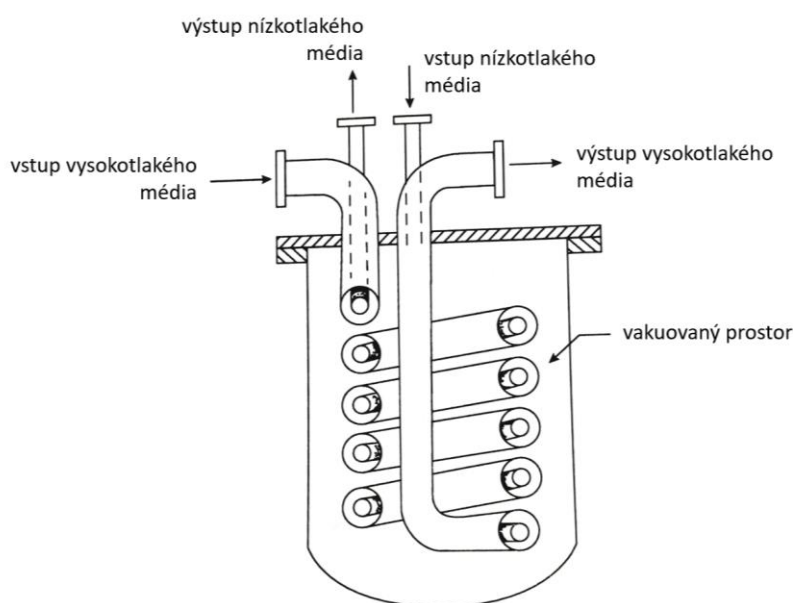
Je nejjednodušším typem výměníku používaných v kryogenních aplikacích. Je tvořen systémem „trubka v trubce“ s koncentrickým uspořádáním (viz obr. č. 2), případně vícetrubkovým uspořádáním, kdy je ve vnější trubce umístěno vícero vnitřních trubek. Médium s vyšším tlakem proudí ve vnitřní trubce a vnější trubka je vyplněna médiem s nižším tlakem. Vnitřní trubka je nejčastěji fixována pomocí drátové, popřípadě plastové přepážky vinuté na vnější straně vnitřní trubky. Přepážka dále podporuje rozvoj turbulencí v proudění ve vnější trubce a zintenzivňuje přenos tepla na úkor tlakové ztráty. [1]



Obr. č. 2 – uspořádání výměníku „trubka v trubce“ s vymežovací vinutou přepážkou. Obrázek převzat z Cryogenic Heat Transfer [1] a upraven.

Celý systém „trubka v trubce“ je nejčastěji vinut do spirálovitého tvaru a celý umístěn v izolovaném kontejneru s odčerpaným vzduchem pro maximální omezení úniků konvekce a kondukcí.

Tento typ výměníku byl poprvé použit Lindem pro zkapalňovač vzduchu roku 1885. Na stejném principu funguje např. i kondenzátor helia prof. Sama Collina z roku 1959 s deseti vnitřními trubkami. [1]

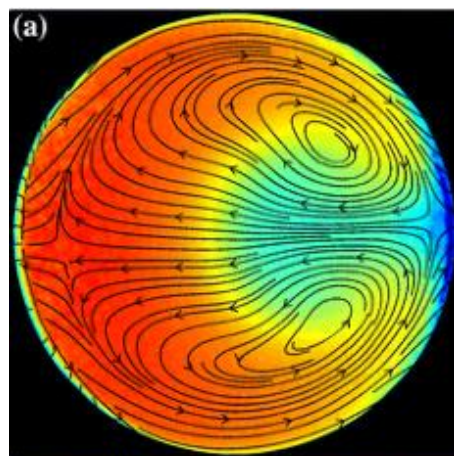


Obr. č. 3 – Trubkový kryogenní výměník ve vakuované nádobě. Obrázek převzat z Cryogenic Heat Transfer [1] a upraven.

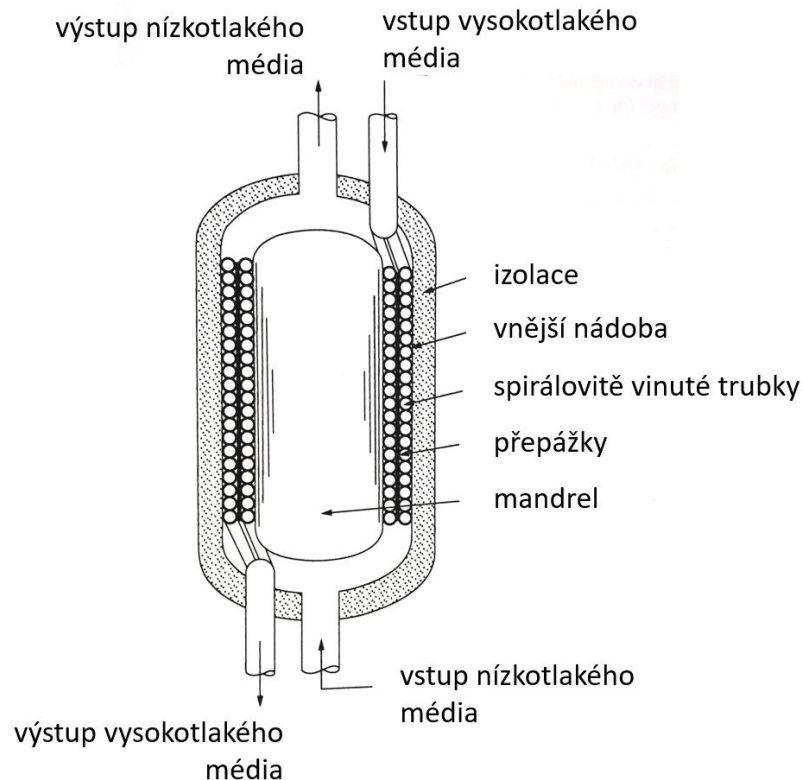
2.3.2 Kryogenní výměník Giauque-Hampson

Tento typ výměníku se skládá ze spirálovitě vinutých trubek v několika vrstvách okolo centrálního „mandrelu“ (jádra) uvnitř izolované válcové nádoby. Mandrel zajišťuje mechanickou odolnost a podporu při konstrukci a provozu výměníku. Svým umístěním v ose nádoby výměníku snižuje objem mezitrubkového prostoru, což snižuje potřebné množství mezitrubkového média při zachování stejného tepelného toku. Jednotlivé vrstvy trubek mohou být vinuty v protichůdné orientaci a vymezeny v mezitrubkovém prostoru přepážkami. Vícevrstvé uspořádání umožňuje flexibilní konfiguraci a ve složitějších aplikacích může zahrnovat několik nezávislých médií v jednom výměníku. Vysokotlaké médium proudí uvnitř trubek a nízkotlaké v mezitrubkovém prostoru mezi centrálním mandrelem a vnější stěnou nádoby. Trubku je pro stejnoměrné proudění nutné vinout, tak aby mezitrubkové prostory byly rovnoměrně rozloženy v celém prostoru mezi mandrelem a vnějším pláštěm. [1]

Oproti přímým trubkám mají trubky zahnuté vyšší hodnotu přestupu tepla v trubkové části. Působením odstředivých sil dochází k vychýlení proudnic od osy trubky směrem k vnější stěně trubky. Dochází zde tedy k nárůstu tlaku, naopak při vnitřní stěně dochází u tlaku k poklesu. Tlakový gradient vyvolává sekundární pohyb tekutiny, kolmý na proudnici. [21] Na hlavní ose trubky, která je kolmá k ose nádoby výměníku, dochází k pohybu od vnější stěny trubky k vnitřní stěně. Poté je proud strháván zakřivením trubky, proudí kolem horní a spodní stěny zpátky na vnější stranu (viz obr. č. 15). V trubce vzniká dvojice vírů, které se nazývají Deanovy. [21] Toto sekundární proudění kolmé na směr primárního proudění má pozitivní vliv na přestup tepla z vnitřní strany trubky. Součinitel přestupu tepla je obecně vyšší než u standardní přímé trubky.



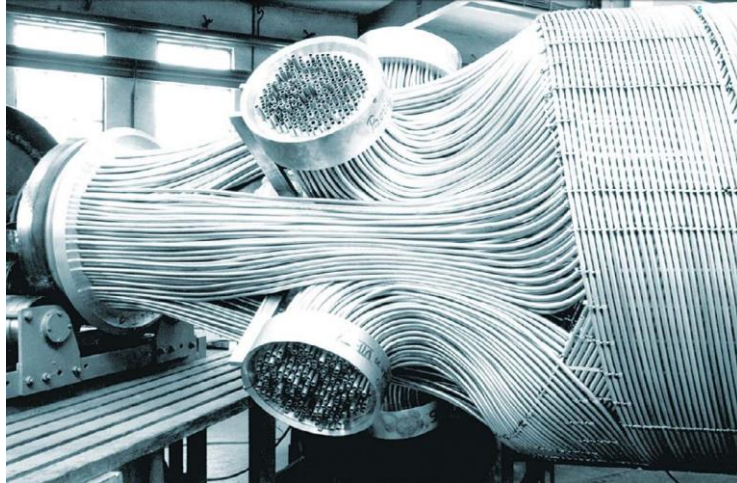
Obr. č. 4 - Vizualizace Deanových vírů, obrázek byl převzat z [14]



Obr. č. 5 – Spirálovitý tepelný výměník Giaque-Hampson pro kryogenní aplikace. Teplosměnná média jsou vedena ve dvou vrstvách. Obrázek převzat z Cryogenic Heat Transfer [1] a upraven.

Výměníky určené na nízkoteplotní aplikace jsou nejčastěji konstruovány z hliníkových slitin. Tepelný výměník se spirálovitým uspořádáním má poměr teplosměnné plochy k objemu celého výměníku nejčastěji v rozmezí $20\text{-}300\text{ m}^2/\text{m}^3$. [2] Spirálovité výměníky vykazují větší kompaktnost než běžné trubkové, ale nižší než deskové. Celková teplosměnná plocha výměníku může dosahovat až $40\,000\text{ m}^2$. V případě protiproudého uspořádání s optimalizovanou geometrií je možné dosáhnout nedohřevu okolo $1,5\text{ °C}$. [1]

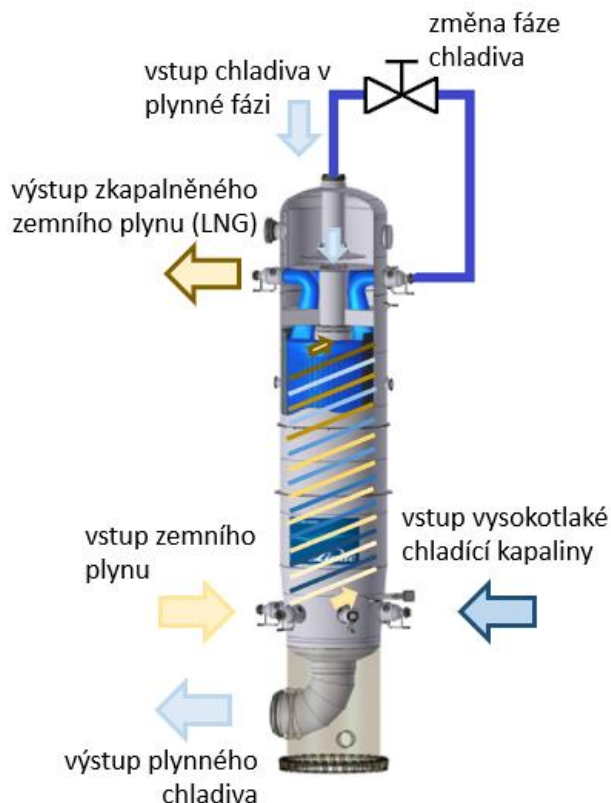
Výhodou spirálovité geometrie je dobrá mechanická odolnost i při nenávrhových stavech a najíždění. Konstrukce dobře zvládá teplotní dilataci ve velkém teplotním rozsahu. S ohledem na malé vnitřní průměry vnitřních trubek a komplikovanou mezitrubkovou strukturu je mechanické čištění výměníku obtížné, spirálovitá konstrukce je vhodná především pro provoz čistých kapalin bez pevných částí. Nejčastější aplikací jsou velké zkapalňovače vzduchu a zkapalňovače LNG. [2]



Obr. č. 6 - Vyústění vícevrstvého trubkového systému spirálovitého kryogenního výměníku, fotografie byla převzata od autorů Popov a spol. [2]

Původní design spirálovitého výměníku byl patentově chráněn až do 80. let 20. století a jeho vývoj byl do té doby omezen. Po uvolnění byl vývoj zaměřen především na experimentální získávání poznatků o chování výměníku. Byla měřena tlaková ztráta v trubkovém i mezitrubkovém prostoru pro různé plyny. Byla studována problematika dvoufázového proudění a chování filmu kapaliny stékající po vnější straně trubek, které je typické pro svazkové výměníky. [2]

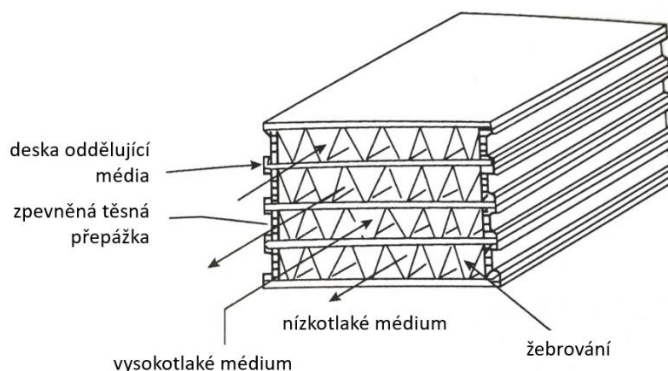
Moderní spirálovité výměníky obsahují složité systémy potrubí z obtížně svařitelných hliníkových slitin. Pro účinné spojení byla vyvinutá nová metoda svařování Hybrid Friction Diffusion Bonding (HFDB). [2] Optimalizované zkapalňovače jsou pro maximální efektivnost navrhovány jako dvoutahové na straně chladicího média. Pro využití maximálního chladicího potenciálu je uplatňována i zde změna fáze (vypařování). Při vstupu do výměníku je chladicí kapalina vedena ve spirálovitém trubkovém vinutí v souproutém uspořádání s ochlazenou látkou, na konci prvního tahu dochází k vypaření média, které poté prostupuje mezitrubkovým prostorem výměníku v plynné fázi v protiproudé konfiguraci vůči svazku trubek (viz obr č. 7). [6]



Obr. č. 7 - Schéma spirálovitého výměníku s fázovou změnou chladicí látky pro výrobu LNG od firmy Linde. [6]

2.3.3 Žebrované deskové výměníky

Žebrované deskové výměníky jsou kompaktní tepelné výměníky sestavené z vrstev navzájem svařených plechů. Mezi plechy proudí paralelně teplosměnné látky podílející se na tepelné výměně. Pro zvětšení teplosměnné plochy a zintenzivnění tepelné výměny jsou v prostoru proudící kapaliny žebra. Průtočné kanály jsou tvořeny vlnitým profilem žebrování zarovnaných do směru toku (viz obr. 8). V závislosti na aplikaci se využívají žebra přímá, vlnitá, vroubkovaná, či se vzorem rybí kosti. Pro lepší využití disponibilního teplotního spádu jsou deskové výměníky konstruovány v protiproudém uspořádání. Proud kapaliny je přiváděn a odváděn přes svařované přivaděče na konci teplosměnných ploch. [1]



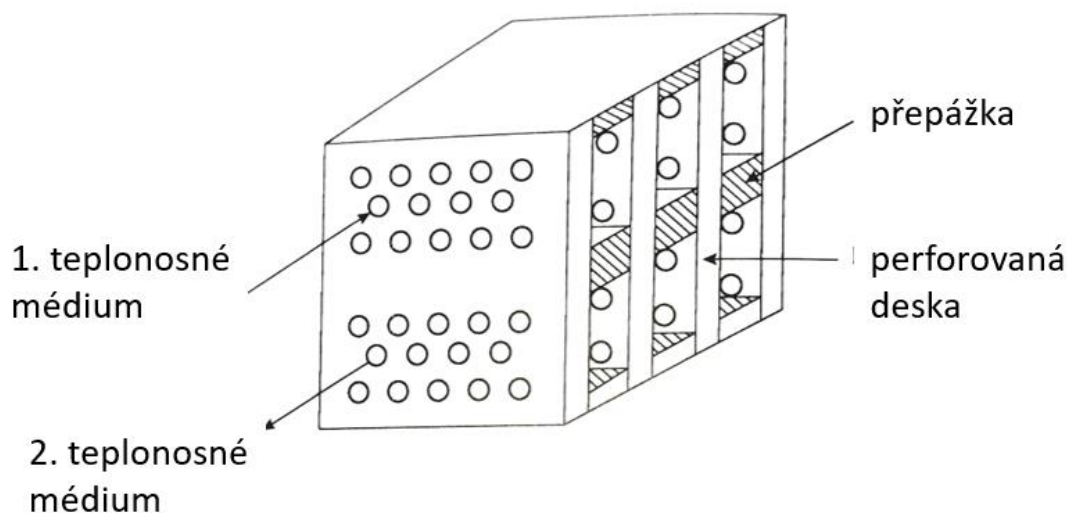
Obr. č. 8 – Žebrovaný deskový výměník pro použití v kryogenice. Obrázek převzat z Cryogenic Heat Transfer [1] a upraven.

2.3.4 Leptané deskové výměníky

Leptané deskové výměníky, původní název „printed circuit heat exchanger“ [1] je druh deskového výměníku vhodného pro kryogenní aplikace. Vykazuje vysokou kompaktnost, teplosměnná plocha tohoto výměníku v jednotkovém objemu je $2500 \text{ m}^2/\text{m}^3$ (8násobek hodnoty spirálovitých výměníků). Leptané deskové výměníky se vyrábí z kovového plechu tloušťky 1,6 až 2 mm fotochemickým leptáním. Na povrchu jsou vytvořeny drážky průměru 0,5 – 2 mm, které slouží jako průtočné cesty. Desky jsou utěsněny difúzním svařováním, výsledný produkt má podobu kovového bloku. Díky absenci těsnění je možno dosahovat vysokých provozních tlaků 60 MPa v rozsahu teplot – 200 až 900 °C. [2] Riziko úniku kapaliny je velmi nízké. Účinnost tepelné výměny dosahuje až 98 %. Leptané deskové výměníky nicméně dosahují vysoké hodnoty tlakové ztráty díky odporům v úzkých kanálech a složitou trajektorií proudnic. Malé průměry téměř znemožňují efektivní čištění výměníku, pro vysokou náchylnost k zanášení je vhodný pouze pro plynná média. Výroba tohoto typu deskovým výměníku je nákladná. V současné době jsou uplatňovány v závodech na výrobu LPG a také v akumulaci elektrárně ukládající elektrickou energii do zkapalněného vzduchu (LAES). [2]

2.3.5 Perforované deskové výměníky

Perforované deskové výměníky se sestávají z paralelně umístěných děrovaných desek z materiálu s vysokou tepelnou vodivostí (nejčastěji měď, hliník). Desky jsou vzájemně vymezeny distančními vložkami a těsněním z tepelně izolujících materiálu. Média podílející se na tepelné výměně prostupují čelně perforovanými deskami (viz obr. č. 9), jednotlivé proudy jsou vzájemně odděleny distančními vložkami a těsněním. V současné době jsou distanční vložky nejčastěji konstruovány z nerezové oceli, dříve byly pro problémy s délkovou roztažností využívány plasty. Mechanická odolnost takové konstrukce ale byla nízká. Tepelná výměna je v největší míře realizována přímo v perforovaných deskách. Díry jsou konstruovány s malým průměrem mezi 0,4 až 1,5 mm, tloušťka plechu je 0,75násobkem tohoto průměru. Tato konfigurace neumožňuje plné rozvinutí hydrodynamické mezní vrstvy a prostup tepla nabývá vysokých hodnot. Perforované deskové výměníky jsou nejčastěji navrhovány v protiproudém uspořádání. [1]



Obr. č. 9 – Perforovaný deskový výměník, tepelná výměna probíhá především kondukcí perforovanou deskou. Obrázek převzat z Cryogenic Heat Transfer [1] a upraven.

2.3.6 Sintrovaný kryogenní výměník

Tento typ tepelných výměníků je tvořen sintrovaným kovovým práškem s vysoce porézní strukturou, pevná výplň tvoří přibližně polovinu objemu. Porézní struktura zvětšuje vnitřní povrch výměníku. Funguje jako teplosměnná plocha. Velká teplosměnná plocha snižuje Kapičův odpor [1] na rozhraní tekutiny-pevné látky a umožňuje použít tento druh výměníku i pro aplikace při velmi nízkých teplotách v řádech jednotek Kelvina. Sintrované výměníky se využívají mj. v He^3/He^4 dilučních chladicích zařízeních. [1]

3 Tepelná výměna se změnou fáze

Obecné fyzikální principy přenosu tepla konvekce, kondukce a radiace jsou úzce vázány na specifické podmínky. Průběh tepelné výměny významně ovlivňuje teplota, proudění, vlastnosti materiálu. Zcela specifická situace nastává při probíhající fázové změně, změna fáze je spjatá se skokovou změnou termofyzikálních vlastností látek a také přijímáním, či uvolňováním tepla na provedení fázové změny. To je úměrné latentnímu teplu daného materiálu. Při návrhu tepelných výměníků s plánovanou změnou fáze je třeba brát v úvahu i specifické makroskopické procesy spojené s dvoufázovým prouděním, přívodem a odvodem jednotlivých médií.

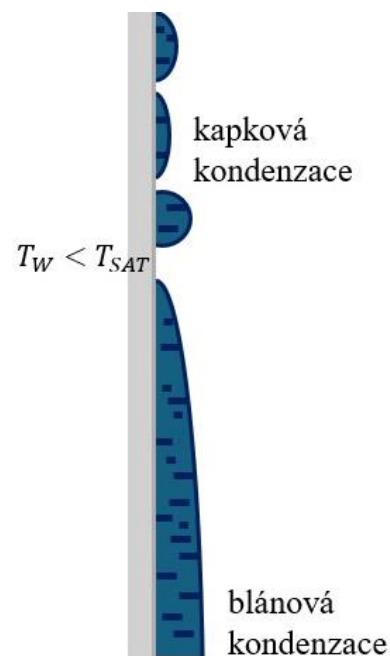
Fázový přechod chemicky čistých látek probíhá za konstantní teploty, která je úměrná tlaku. Teplota, kdy dochází k přeměně kapaliny v pevnou látku (a opačně) je teplotou tání a přechod kapaliny v plyn (var) probíhá při teplotě varu, inverzní proces probíhají proces při shodné teplotě je nazýván kondenzace.

Izobarická kondenzace

Kondenzace látky, tj. fázové změny plynu v kapalinu, je inverzním procesem k varu. Ke kondenzaci dochází při styku plynu se látkou, jejíž teplota je rovná nebo nižší než daná teplota kondenzace látky. Kondenzace může probíhat na volné hladině kapaliny, případně povrchu jiného materiálu (nukleačních jader) o dané či nižší teplotě.

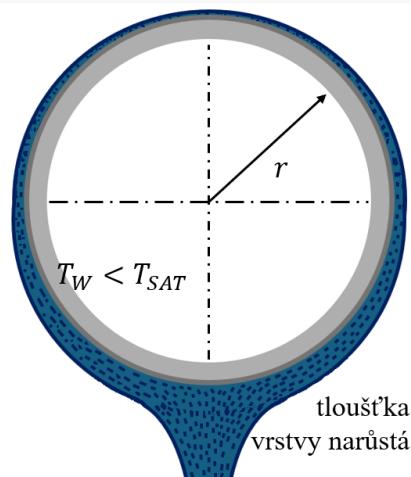
Kapková kondenzace je charakteristická tvorbou kapek na chladné kondenzační stěně. Plynné médium přichází do styku přímo s odhalenou stěnou, přenos tepla je ovlivněn pouze odporem přestupu tepla mezi plynem a stěnou. K zvýšení statistické pravděpodobnosti vzniku nové kapky je potřeba výskytu tzv. nukleačních jader, typicky prachové částice, nerovnosti na povrchu, různé důlky. Kapky kapaliny mají tendence stékat z povrchu a uvolňují tedy chladný prostor stěny pro další kondenzaci. Rychlost odvodu kapek je dána provedením povrchu kondenzační plochy, nesmáčivé povrchy umožňují dosáhnout vyšších hodnot tepelných toků kondenzátoru, nicméně časem kvalita povrchu významně klesá. Rychlost odvodu kapaliny dále ovlivňuje vektor tíhové síly na daném kondenzačním povrchu a rychlost proudícího média, kdy s rostoucí rychlostí rostou smykové síly na rozhraní kapalina – plyn. Součinitel přestupu tepla dosahuje hodnot v řádu $10^5 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$. [5]

Blánová kondenzace nastává, pokud se na kondenzační stěně vytvoří souvislá vrstva kapalného kondenzátu. Kondenzace další látky pak může probíhat až při hladině, mezi kondenzační plochou a plynem není přímý kontakt. Tepelná výměna je realizována přes vrstvu kapaliny a celkový tepelný tok je definován odpory přestupu tepla ze stěny do kapaliny, konvekci kapalinou a přestupem tepla z kapaliny do plynu. Tloušťka kapalně vrstvy nenabývá dostatečně velkých hodnot pro rozvoj turbulentního proudění. Odtok kondenzátu ze stěny je tak zpravidla laminární, přenos tepla konvekci je zanedbatelně malý. Tepelný tok vrstvou kapaliny je realizován téměř výhradně kondukcí. Součinitel přestupu tepla je řádově nižší než v případě kapkové kondenzace, pohybuje se v rozmezí 10^3 až $10^4 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$. [5] S rostoucí tloušťkou kapalně vrstvy se tepelný tok



Obr. č. 10 - Schéma kondenzace na svislé stěně

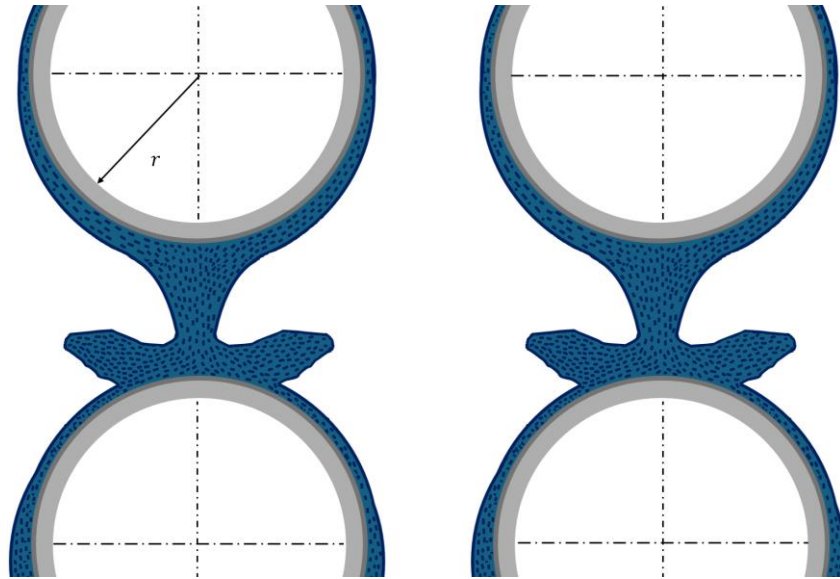
dále snižuje. Tloušťka vrstvy je mj. dána celkovým uspořádáním kondenzačních ploch a je typicky variabilní v rámci jednoho výměníku. Roste ve směru působení tíhové síly vlivem hromadícího se odtékajícího kondenzátu. Parametry kondenzace jsou významně ovlivněny geometrickou charakteristikou kondenzační plochy, kondenzace na vnější straně trubky je odlišná od kondenzace na vnitřní straně. V případě kondenzace látky na vnější straně horizontální trubky (viz obr. č. 11) je nejvyšší tloušťky dosahováno na spodní straně, kde je rovněž nejvyšší tepelný tok zmiňovanou vrstvou.



Obr. č. 11 - Blánová kondenzace na vnějším povrchu trubky. Kondenzát stéká po povrchu trubky, tloušťka vrstvy postupně roste.

Konkrétní režim kondenzátoru nezáleží jen na velikosti přenášeného tepelného toku a provedení jednotlivé teplosměnné plochy, ale i na celkovém designu výměníku, jeho geometrií.

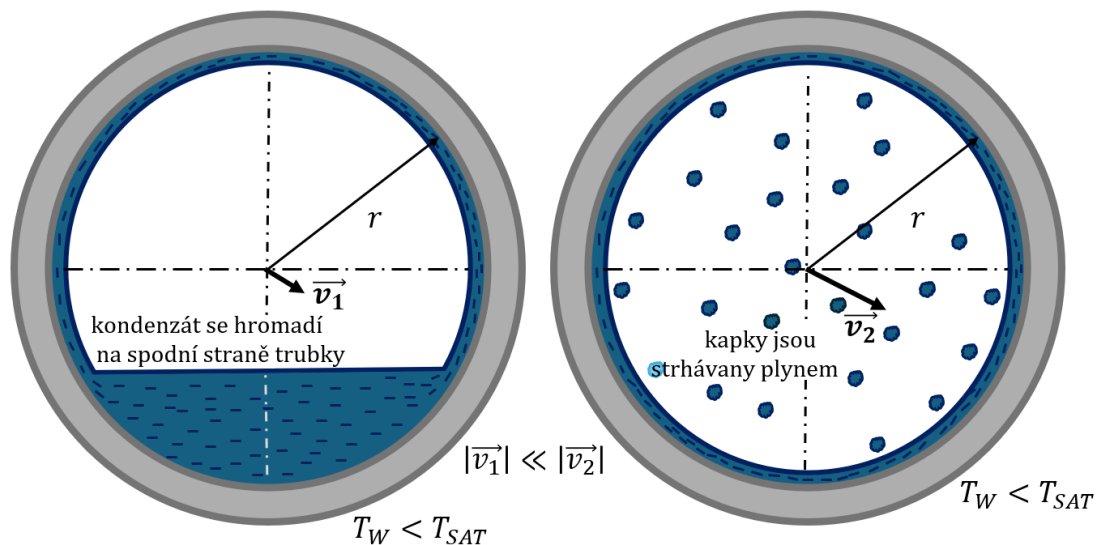
Kondenzace na vnější straně trubky je silně variabilní i v rámci samotného výměníku. Obecně platí, že nejintenzivnější tepelná výměna probíhá na horních stranách horních trubek. Dochází zde ke kapkové kondenzaci (při vhodných provozních parametrech), kapky stékají po povrchu trubky a na spodní straně začínají tvořit souvislou vrstvu, film. Ze spodní strany poté kondenzát odkapává, či odtéká. V případě provedení s trubkami pod sebou kapalina stéká přímo na trubku pod ní a přispívá k tvorbě souvislé vrstvy. To lze částečně eliminovat vhodnou geometrií s přesazenými trubkami. Toto provedení, ale zvyšuje tlakové ztráty v mezitrubkovém prostoru a znesnadňuje čištění. Rovněž je náchylnější na poškození vlivem abraze.



Obr. č. 12 – Kondenzace na svazku horizontálních trubek, v případě uspořádání pod sebou dopadá kondenzát z horních trubek přímo na spodní řadu a přispívá k tvorbě souvislé vrstvy kapaliny na trubce.

Kondenzace na vnitřní straně trubky je výrazně ovlivněna rychlostí proudícího média. V případě nízkých rychlostí jsou smykové síly na rozhraní kapalina – plyn zanedbatelně malé, nedochází ke strhávání kapaliny proudem plynu. Proběhne rozvoj souvislé laminární vrstvy kapaliny. Odtok kondenzátu z horní strany trubky probíhá pouze v důsledku tíhové síly. S ohledem na nízké rychlosti dochází v případě malého sklonu trubky od horizontální roviny k hromadění kondenzátu na spodní straně trubky, kde se vytváří souvislá hladina. Teplota kapaliny odpovídá teplotě vypařování kapaliny a je vyšší než teplota stěny trubky (případně shodná). Kondenzace, která probíhá na volné hladině je tak nižší než v případě souvislé, tenké vrstvy kapaliny po celém obvodu trubky.

V případě významné rychlosti proudícího média roste velikost smykových sil a dochází ke strhávání kapiček kapaliny plynnou fází média. Pokud je vliv rychlosti média natolik dominantní, že lze zanedbat působení tíhových sil, dochází k vytvoření souvislé prstencovité mezní vrstvy po celém obvodu trubky s přibližně konstantní tloušťkou. V krajním případě velmi vysokých rychlostí dochází ke strhávání celé kapalně vrstvy a kondenzace probíhá v kapkovém režimu.



Obr. č. 16 – Kondenzace uvnitř horizontálně orientovaných trubek. Vlevo stav se zanedbatelnou rychlostí proudícího média s odtokem kondenzátu na spodní stranu trubky. Médium v pravé trubce dosahuje dostatečné rychlosti pro vytvoření souvislé prstencovité vrstvy po celém obvodu. Kondenzát je strháván proudem plynu a rychlost kondenzace je vyšší.

4 Zemní plyn

Zadaná zkapalňovaná látka, zemní plyn, je jako významná energetická komodita jedním z nejčastěji zkapalňovaných plynů současnosti. Prokázané zásoby v objevených ložiskách se dnes odhadují na $1,6 \cdot 10^{14} \text{ m}^3$, což při současné úrovni těžby vydrží na dalších 100–200 let. [3] Zároveň je se zemním plynem počítáno minimálně v první fázi plnění Pařížské dohody (tj. do roku 2050) i v rámci EU.

Z chemického hlediska se jedná o plynou směs s dominantním obsahem nasycených uhlovodíků. Největší zastoupení má metan, v závislosti na lokalitě těžby může jeho koncentrace dosahovat přes 99 % (Aljaška). [7] Dále je častý obsah dalších plyných alkanů v různých koncentracích. Uhlovodíky s větším počtem uhlíků v molekule (pentan aj.) se ze směsi odstraňují přímo v místě těžby (bod varu je nižší než pokojová teplota). V místě těžby se též odstraňují další problematické sloučeniny. Jedná se především o vodu (koncentrace závisí na technologii těžby), [3] sulfan a těžké kovy (rtuť).

Za běžných atmosférických podmínek má zemní plyn hustotu $0,7 \text{ kg/m}^3$ a energetickou hustotu $30 - 39 \text{ MJ/m}^3$, což je s porovnáním s ropnými produkty (energetická hustota cca 34 GJ/m^3 [4]) či černým uhlím (energetická hustota cca 47 GJ/m^3 [4]) nižší hodnota a plyný zemní plyn se hodí především pro potrubní transporty. Pro skladování a dopravu mimo dosah potrubní sítě se zemní plyn stlačuje, na vyšší tlaky (CNG), případně zkapalňuje (LNG).

Kapalný zemní plyn

Zemní plyn při atmosférickém tlaku kondenzuje při teplotě $-163 \text{ }^\circ\text{C}$, nejvyšší teplota, při které lze obecně provádět kondenzaci zemního plynu je v jeho kritickém bodě, který odpovídá teplotě $-68 \text{ }^\circ\text{C}$ a tlaku $4,6 \text{ MPa}$. Standardně je příprava LPG a jeho následný transport prováděn při mírně zvýšeném atmosférickém tlaku 125 kPa a teplotě $-162 \text{ }^\circ\text{C}$. [4] Vyšší tlaky by kladly zvýšené nároky na pevnostní parametry transportních tlakových nádob a úměrně tomu by se zvyšovala jejich hmotnost. Zvýšené množství izolace je s ohledem na nízkou hustotu izolačních materiálů přípustné i pro pozemní dopravu.

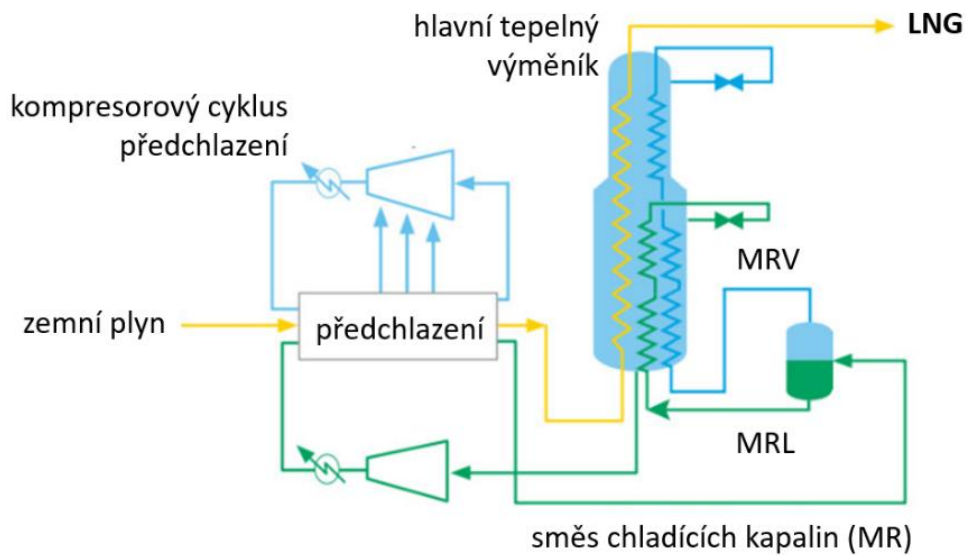
Zkapalňování zemního plynu je spjato s vysokými energetickými náklady na samotný proces. Pro zkapalnění zemního plynu je potřeba dodat energii odpovídající až 10 % jeho výhřevnosti, [4] část této energie v podobě latentního tepla (830 kJ/kg [4]) je zpětně uvolněna při zpětném odpařování. Hustota LNG je 570krát větší než původní hodnota zemního plynu, přibližně 400 kg/m^3 . Energetická hustota odpovídá 22 GJ/m^3 . [4]

Proces zkapalnění je pro velké teplotní rozdíly nejčastěji realizován jako vícestupňový. Více stupňů umožňuje použití v různém rozmezí teplot různé technologie chlazení s individuální optimalizací pro maximální celkovou účinnost. Předchlazením se snižuje potřebný objem hlavního chladiva, snižuje množství tepla, které musí být zemnímu plynu najednou odvedeno. Snižují se tak nároky na technické parametry hlavního výměníku. Celková účinnost chladicího cyklu se zvýší až o 20 %. [10]

Počáteční předchlazení plyného zemního plynu je možno provést absorpční chladicí jednotkou, použitím cyklu s roztokem LiBr, či NH₃. Případně se využívá kompresorové chlazení. Optimální teplota předchlazení je závislá na klimatických podmínkách, pro mírný pás se pohybuje okolo $-40 \text{ }^\circ\text{C}$, pro nižší teploty její hodnota dále klesá. [10] Při odklonu od optimální teploty předchlazení musí být chladiva jednotlivých cyklů optimalizována pro větší teplotní rozsah a celkové účinnost chladicího systému klesá.

Dochlazení zemního plynu na teplotu varu a následné zkapalnění je prováděno v hlavním výměníku. Jako chladivo je nejčastěji využívána směs chladících kapalin (MR) se změnou fáze během tepelné výměny. Změna fáze a uvolněné latentní teplo, které je pro většinu kapalin 4–6 větší než citelné teplo [10], umožní přenést větší chladicí výkon menším množstvím chladicí kapaliny v menším výměníku. Tepelná výměna je realizována v několika tlakových

úrovních. Různé tlakové úrovně umožňují provedení tepelné výměny postupně při různých teplotách a při nejnižší teplotě je poskytnut jen nezbytný podíl celkového chladicího výkonu. [10] Ve vyšší tlakové úrovni se může toto primární chladivo podílet na předchlazení vstupujícího plynu viz schéma níže na obr. č. 14.



Obr. č. 14 – Schéma procesu zkapalňování zemního plynu. Obrázek převzat z Gasprocessingnews [10] a upraven.

5 Návrh tepelného výměníku

5.1 Zadání

Předmětem této práce je návrh tepelného výměníku pro zkapalnění metanu o zadaném tlaku $p_M = 1$ MPa a průtoku $\dot{m}_M = 300 \frac{\text{kg}}{\text{h}}$. Jako chladicí médium se využívá plynný dusík o teplotě $T_{N1} = -180$ °C a tlaku $p_N = 0,45$ MPa. Při návrhu se využívá uzavřený zkapalňovací cyklus bez fázové změny u chladicí kapaliny.

Tepelný výměník je navržen jako ryze kondenzační. Vstupující metan má parametry syté páry o suchosti $\chi_1 = 1$, na výstupu je metan zkapalněný, s ohledem na zabezpečení provozu je uvažováno předdimenzování výměníku a podchlazení kapaliny pod teplotu saturace.

Součástí práce je návrh zařízení se stanovením dílčích parametrů:

- Teploty kondenzace metanu pro daný tlak p_M
- Tepelnou bilanci výměníku a požadovaný tepelný výkon
- Návrh výměníku na daný výkon

5.2 Koncepce

Navrhovaná počáteční teplota chladicí kapaliny (dusíku) je pod hranicí kryogenní oblasti dle NIST (-150 °C) [1]. Při návrhu tepelného výměníku budou tedy uvažovány výše představené koncepce kryogenních výměníků s vhodnými parametry. Sintrované kryogenní výměníky jsou vhodné především pro tepelnou výměnu při velmi nízkých teplotách blízko absolutní nuly. S ohledem na předpokládané vyšší teplotní rozdíly mezi médii nejsou vhodné ani ostatní představené varianty deskových výměníků.

S ohledem na požadované výkonové parametry a specifické provozní podmínky, byl vybrán výměník typu Giauque-Hampson s konstrukcí vícevrstvých spirálovitých trubek. Spirálové vinutí svou konstrukcí připouští větší teplotní dilatace a také umožňuje konstrukci výměníků velkých výkonů. Spirálovité trubkové výměníky jsou v současné době jedny z nejpoužívanějších typů při průmyslovém zkapalňování zemního plynu.

5.3 Technické parametry výměníku

Navrhovaný tepelný výměník typu Giauque-Hampson se skládá z mezitrubkového prostoru tvořeného tlakovou nádrží a v ní umístěných spirálovitých trubkách. Pro tepelně efektivnější využití mezitrubkového prostoru je střed nádrže vyplněn mandrelem viz obr. č. 15.

V rámci návrhu je trubkový prostor tvořen trubkami vinutými na 5 různých poloměrech. Trubky jsou zapojeny paralelně, umístěné koncentricky se stejnou osou jako má nádrž výměníku. Počet trubek byl vybrán na základě iterační optimalizace. S rostoucím poloměrem roste délka spirálovitých trubek a velikost celkového přenášeného výkonu. Při nižších hodnotách poloměru vinutí probíhá přestup tepla intenzivněji. Proudění kapaliny je charakterizováno vyšším Reynoldsovým číslem a intenzivnější je i sekundární proudění. Pro maximální úsporu prostoru a výrobních nákladů je snaha o minimalizaci poloměru při splnění daných výkonnostních parametrů. Zároveň je dodržován doporučený poměr průměru nádoby a její výšky v rozsahu (2; 2,5).

Pro konstrukci trubek tepelného výměníku je navržen materiál SB-209 (1100-0), který se u spirálovitých tepelných výměníků využívá pro svou dobrou tažnost, pevnost, tepelnou vodivost a ostatní fyzikální parametry. Hodnota tepelné vodivosti daného materiálu je

$$\lambda_C = 237 \frac{\text{W}}{\text{m}\cdot\text{K}} \cdot [1]$$

S ohledem na požadované průtoky a tepelný výkon zařízení je volen vnitřní průměr trubek $d_{in} = 20 \text{ mm}$. Minimální tloušťka stěny trubky závisí na umístění média o vyšším provozním tlaku. V případě, že bude v trubkách umístěn metan o vyšším tlaku $p_{in} = 1 \text{ MPa}$ a v okolí trubek bude tlak $p_{out} = 0,44 \text{ MPa}$. Můžeme tloušťku vypočítat dle vztahu *ASME Piping code* uvedený níže. [1] V rámci výpočtu byl volen bezpečnostní koeficient 1,1. Efektivita svařovaných spojů e_w je volena jako 1 s ohledem na předpoklad používání bezešvých trubek. Hodnota přijatelného napětí je $S_a = 18,6 \text{ MPa}$. [1]

$$t_{pin} = \frac{1,1 \cdot (p_{in} - p_{out}) \cdot d_{out}}{2 \cdot (S_a \cdot e_w + 0,4 \cdot (p_{in} - p_{out}))}$$

$$t_{pin} = \frac{1,1 \cdot (1 - 0,44) \cdot 22}{2 \cdot (18,6 \cdot 1 + 0,4 \cdot (1 - 0,44))} = 0,32 \text{ mm}$$

V případě trubek výstavných vnějšímu tlaku $p'_{out} = 1 \text{ MPa}$ a vnitřnímu $p'_{in} = 0,44 \text{ MPa}$, je klíčovým faktorem vedoucí k nenávrhovým stavům elastická deformace stěny trubek. Tloušťku trubek v tomto případě můžeme vypočítat podle vztahu níže. [1]

$$t_{pout} = \left(\frac{(1 - \nu) \cdot 3 \cdot (p'_{in} - p'_{out})}{2 \cdot E} \right)^{\frac{1}{3}} \cdot d_{out}$$

Kde ν je Poissonův poměr, E je Youngův modul pružnosti. Hodnota $3 \cdot (p'_{out} - p'_{in})$ pro kritický tlak vedoucí ke kolapsu trubek je doporučena hodnota dle [1].

$$t_{pout} = \left(\frac{(1 - 0,33) \cdot 3 \cdot (1 - 0,44)}{2 \cdot 69000} \right)^{\frac{1}{3}} \cdot 22 = 0,46 \text{ mm}$$

Pro návrh tepelného výměníku byly vybrány trubky o tloušťce stěny 1 mm, které splňují obě bezpečnostní kritéria. Vnější průměr trubek tedy je $d_{out} = 22 \text{ mm}$.

V rámci řešení se nabízejí dvě možné konstrukční návrhy výměníků, s kondenzací metanu v plášti nebo kondenzací v spirálovitých trubkách. V případě umístění metanu do mezitrubkového prostoru lze očekávat intenzivnější prostup tepla, protože obecně nižší hodnota součinitele přestupu tepla na straně dusíku beze změny fáze bude podpořena konstrukcí spirálovité trubky. Na druhou stranu bude vyšší hodnota tlakové ztráty, větší hmotnostní tok dusíku bude proudit menší průřeznou plochou trubek oproti plochy pláště. Netriviální je rovněž reálná efektivita kondenzace na vnější, respektive vnitřní straně trubek, které se z fyzikálního pojetí liší. Pro porovnání jsou v práci navrženy obě potenciaální varianty, které jsou optimalizovány pro minimalizaci rozměrů.

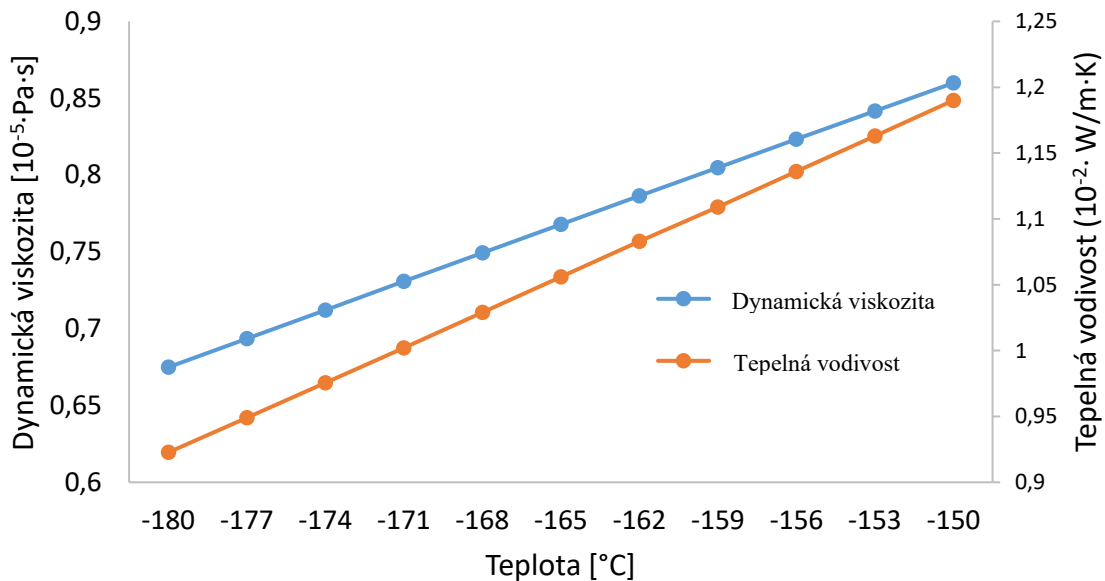
5.4 Nenávrhové stavy

S ohledem na chemickou charakteristiku použitých materiálů a médií, jejich malý korozivní potenciál, je považován vliv koroze na bezproblémový dlouhodobý provoz zařízení za zanedbatelný. Zadaný procesní plyn, metan, je v rámci počátečního zpracování filtrován, zbaven pevných částic a ostatních chemických příměsí. [4] Návrhové navýšení tloušťky trubek oproti výpočtové hodnotě je tak dostatečné pro zabránění negativních vlivů abraze. Rovněž nelze očekávat vznik významných nánosů. Lokální namrzání chlazeného média je s ohledem na teplotu tání ($T_{melt} = -182 \text{ °C}$ [4]) pod vstupní teplotou chladicí látky taktéž nepravděpodobné.

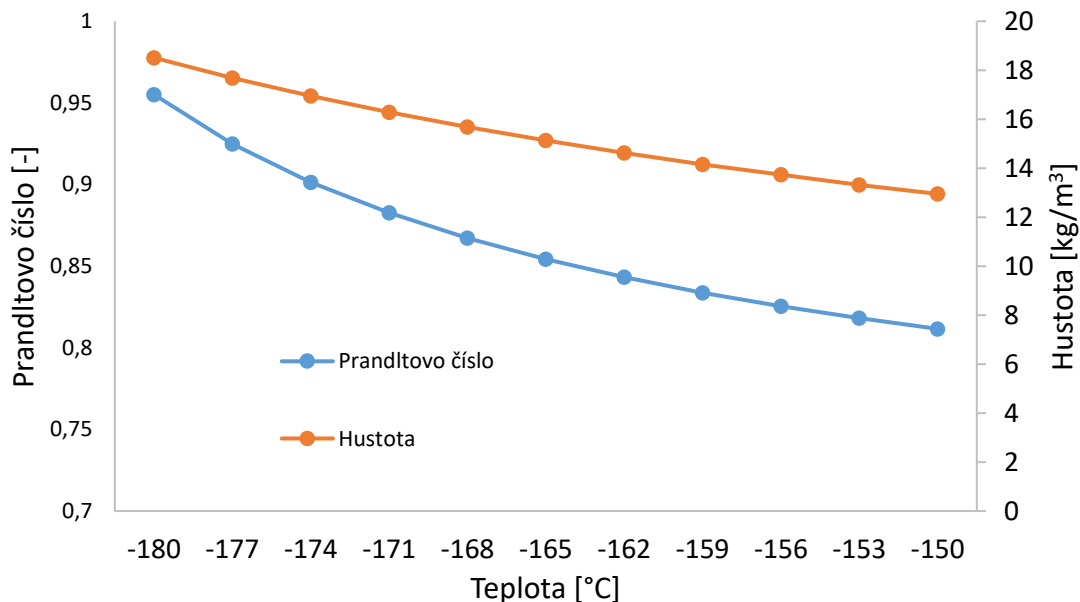
5.5 Charakteristika pracovních médií

Pro realizaci tepelného výpočtu a tlakového spádu je potřebná znalost fyzikálních parametrů použitých médií pro příslušné hodnoty tlaku a teplot. Vzhledem k faktu, že provozní teploty navrhovaného výměníku jsou na pomezí kryogenních teplot, nelze vyloučit, že standartně používané hodnoty při střední teplotě pracovního rozsahu nebudou v tomto případě vhodné.

Průběhy Prandltova čísla, hustoty, tepelné vodivosti a dynamické viskozity v přibližném rozsahu pracovních teplot jsou pro obě pracovní média vyobrazeny v grafech níže.



Graf č. 4 – Závislost dynamické viskozity a tepelné vodivosti dusíku na teplotě.

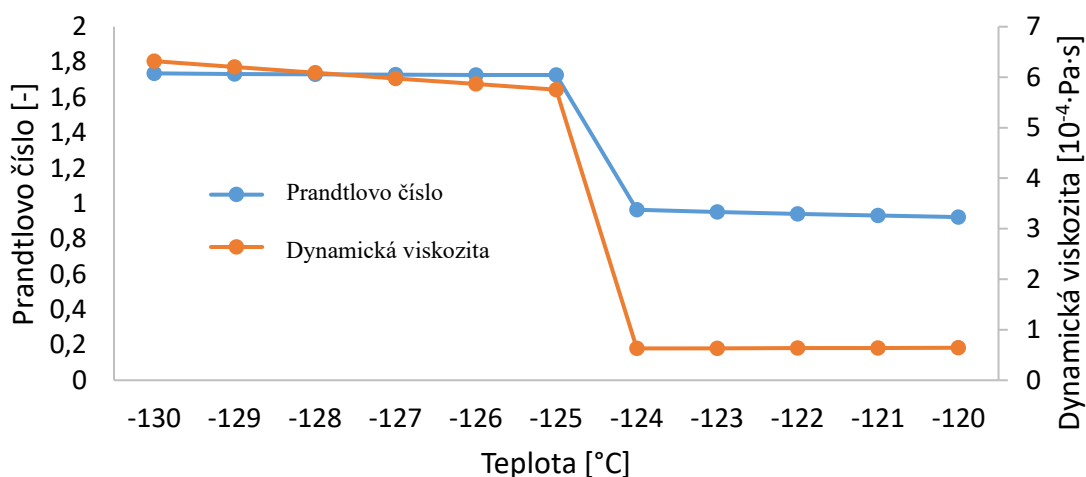


Graf č. 5 – Závislost Prandltova čísla a hustoty dusíku na teplotě.

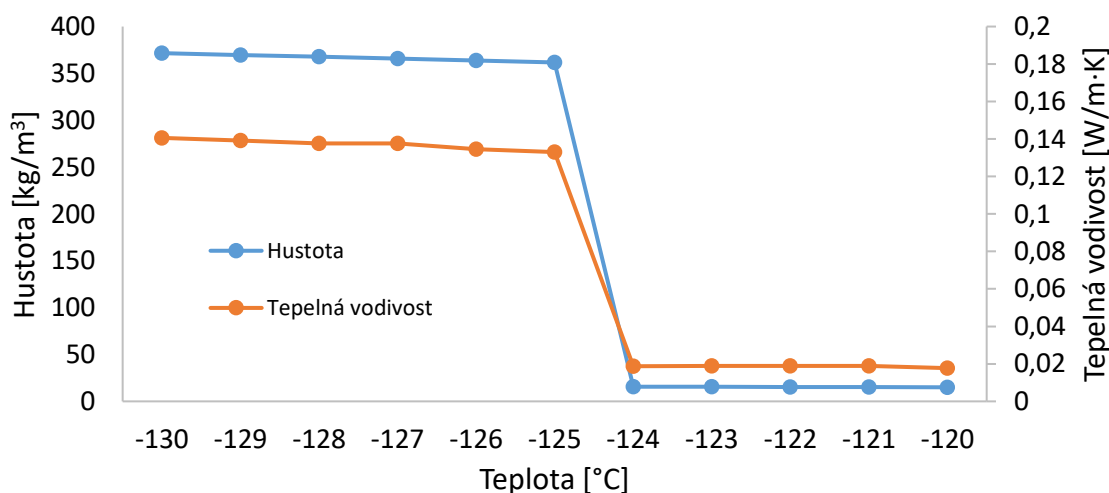
Fyzikální vlastnosti dusíku se spojitě mění v celém rozsahu pracovních teplot. Závislost dynamické viskozity, tepelné vodivosti a hustoty odpovídá lineárnímu trendu, závislost Prandltova čísla je nelineární. Pro účely práce se v případě dynamické viskozity, tepelné

vodivost a hustoty uvažuje hodnota odpovídající střední teplotě média T_{Nm} . Střední hodnota Prandtlova čísla Pr_{Nm} bude určena numerickou integrací vyobrazené závislosti. Hodnota Prandtlova čísla při střední teplotě T_{Nm} nabývá nižších hodnot, v závislosti na konfiguraci výměníku o 2,3 až 3 % (pro variantu kondenzace v trubkách).

Vlastnosti metanu, kondenzujícího média, jsou silně závislé na skupenství. Pro účely práce tedy nelze s dostačující přesností hodnoty nahradit jednou střední hodnotou veličiny. Užívají se tedy vstupní hodnoty média s indexem $M1$ a výstupní s indexem $M2$



Graf č. 6 – Závislost Prandtlova čísla a dynamické viskozity metanu na teplotě.



Graf č. 7 – Závislost hustoty a tepelné vodivosti metanu na teplotě.

5.6 Tepelný výměník s kondenzací v trubkách

První studovanou variantou je konfigurace, kdy se chladící kapalina, dusík, nachází v mezitrubkovém prostoru pláště a v trubkách proudí metan, který mění své skupenství.

V rámci práce jsou proměnné vztaženy na tento typ výměníku označeny indexem a , respektive příponou $-a$ v indexu.

Navrhovaný výměník se skládá z celkem pěti spirálovitých trubek, paralelně uspořádaných. Každá spirálovitá trubka má rozdílný poloměr zakřivení a v rámci výměníku jsou umístěny koncentricky se středem v ose výměníku.

Na základě iteračních výpočtů byly zvoleny hodnoty poloměru $r_{1,a}$ až $r_{5,a}$ viz tabulka níže. V každé trubce dochází k úplné fázové změně metanu ze suchosti $\chi_1 = 1$ do stavu syté kapaliny $\chi_2 = 0$. Poloměr vnitřní strany pláště výměníku je roven hodnotě $r_{0,a}$, vnitřní objem mezitrubkového prostoru je vyplněn mandrelem o poloměru $r_{m,a}$.



Obr. č. 15 – Model spirálovitého výměníku, metan v této konfiguraci kondenzuje v paralelně vinutých trubkách.

Poloměr vinutí trubky [m]

| | | |
|-----------|------|------------------------|
| r_{m_a} | 0,42 | vnitřní poloměr nádrže |
| r_{1_a} | 0,45 | L_{tr1_a} |
| r_{2_a} | 0,48 | L_{tr2_a} |
| r_{3_a} | 0,51 | L_{tr3_a} |
| r_{4_a} | 0,54 | L_{tr4_a} |
| r_{5_a} | 0,57 | L_{tr5_a} |
| r_{0_a} | 0,60 | poloměr mandrelu |

Tabulka č. 1 – poloměry vinutí jednotlivých trubek spirálovitého výměníku

5.6.1 Parametry pracovních médií

Ochlazovaná látka, metan, je na vstupu parou o suchosti $\chi_1 = 1$. Pro příslušnou hodnotu tlaku p_M to odpovídá teplotě varu T_{M1} a měrné entalpii h_{M1} . Hodnota byla určena pomocí databáze programu EES stejně jako všechny další níže uvedené termofyzikální parametry médií, pokud není uvedeno jinak. [22]

$$T_{M1} = f(p_M, \chi_1 = 1) = -123,01 \text{ °C}$$

$$h_{M1} = f(p_M, T_{M1}) = -353,3 \frac{\text{kJ}}{\text{kg}}$$

Zkapalněný metan na výstupu při shodné teplotě T_{M1} má odpovídající měrnou entalpii h_{M2} .

$$h_{M2} = f(p_M, \chi_2 = 0) = -775,8 \frac{\text{kJ}}{\text{kg}}$$

Celkový tepelný tok odvedený z metanu je tak roven Q_M .

$$Q_M = \dot{m}_M \cdot (h_{M2} - h_{M1})$$

Počáteční teplotě T_{N1} a tlaku p_N dusíku odpovídá počáteční měrná entalpie h_{N1} .

$$h_{N1} = f(p_N, T_{N1}) = 86,69 \frac{\text{kJ}}{\text{kg}}$$

S ohledem na nižší předpokládaný entalpický spád dusíku (absence fázové změny) je navržen oproti \dot{m}_M vyšší hodnota hmotnostního toku dusíku \dot{m}_{N_a} . Chladicí médium v tomto případě proudí v mezitrubkovém prostoru o větším průtočném průřezu. Nízká hodnota hmotnostního toku by rovněž neumožňovala rozvoj plného turbulentního proudění podstatné pro intenzivní přenos tepla.

$$\dot{m}_{N_a} = 0,95 \frac{\text{kg}}{\text{s}}$$

Z bilanční rovnice získáme výstupní hodnotu entalpie dusíku h_{N2} .

$$\dot{m}_M \cdot (h_{M2} - h_{M1}) = \dot{m}_{N_a} \cdot (h_{N2_a} - h_{N1})$$

$$h_{N2_a} = \frac{\dot{m}_M \cdot (h_{M2_a} - h_{M1})}{\dot{m}_{N_a}} + h_{N1}$$

$$h_{N2_a} = \frac{0,083 \cdot (-771,8 - (-356,1))}{0,95} + 86,69 = 123,8 \frac{\text{kJ}}{\text{kg}}$$

Pro příslušný tlak p_N odpovídá hodnota výstupní teploty dusíku T_{N2} . [22]

$$T_{N2_a} = f(p_N, h_{N2_a}) = -148,7 \text{ °C}$$

Střední teplota v pracovním rozsahu teplot je:

$$T_{Nm_a} = \frac{T_{N1} + T_{N2_a}}{2} = \frac{-180 + (-148,7)}{2} = -164,35 \text{ °C}$$

Při této teplotě dusíku byly určena tepelná vodivost, dynamická viskozita a hustota. Jako hodnota prandltova čísla je použita střední hodnota v pracovním intervalu teplot.

Fyzikální parametry dusíku

při střední teplotě T_{Nm_a} / střední hodnota v pracovním intervalu teplot

| | |
|------------------------------------|-----------------------|
| λ_{Nm_a} [W/m · K] | 0,011 |
| μ_{Nm_a} [Pa · s] | $7,987 \cdot 10^{-6}$ |
| ρ_{Nm_a} [kg/m ³] | 15,02 |
| Pr_{AVG_a} [-] | 0,8652 |

Tabulka č. 2 – fyzikální parametry dusíku [22]

Vlastnosti metanu, kondenzujícího média, jsou silně závislé na skupenství. Pro účely práce tedy nelze z dostačující přesnosti hodnoty nahradit jednou střední hodnotou veličiny. Užívají se tedy vstupní hodnoty média s indexem $M1$ a výstupní s indexem $M2$.

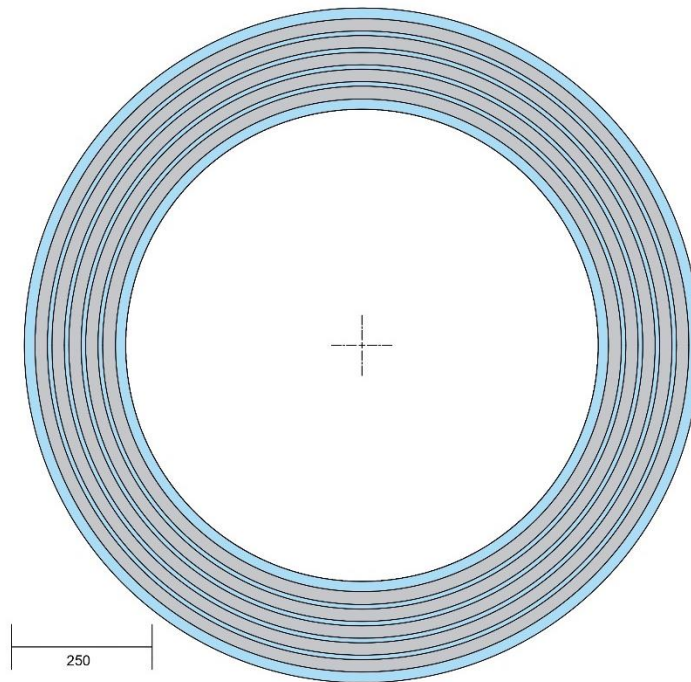
Fyzikální parametry metanu

| na vstupu T_{M1} | | na výstupu T_{M2} | |
|----------------------------------|-----------------------|----------------------------------|-----------------------|
| λ_{M1} [W/m · K] | 0,0189 | λ_{M2} [W/m · K] | 0,1331 |
| μ_{M1} [Pa · s] | $5,758 \cdot 10^{-5}$ | μ_{M2} [Pa · s] | $6,333 \cdot 10^{-5}$ |
| ρ_{M1} [kg/m ³] | 15,51 | ρ_{M2} [kg/m ³] | 361,7 |
| Pr_{M1} [-] | 0,9651 | Pr_{M2} [-] | 1,727 |

Tabulka č. 3 – fyzikální parametry metanu [22]

5.6.2 Tepelný výpočet mezitrubkového prostoru

Tekutina v mezitrubkovém prostoru proudí podélně s osou spirál i celého výměníku ve shodném směru jako médium v trubkách ve směru působení tíhového zrychlení (shora dolů). Minimální průtočný průřez mezitrubkového prostoru S_{out_a} je dán součtem plochy mezikruží mezi pláštěm, jednotlivými trubkami a mandrelem viz obrázek.



Obr. č. 16 – Řez tepelným výměníkem rovinou kolmou na osu výměníku. Šedou barvou jsou znázorněny řezy spirálovitými trubkami. Mezitrubkový prostor je vyplněn modrou barvou.

$$S_{out_a} = \pi \cdot \left[r_{0_a}^2 + \sum_{x=1}^5 \left(r_{x_a} - \frac{d_{in}}{2} \right)^2 - \sum_{x=1}^5 \left(r_{x_a} + \frac{d_{in}}{2} \right)^2 - r_{m_a}^2 \right]$$

$$S_{out_a} = \pi \cdot [0,60^2 + 1,19 - 1,32 - 0,42^2]$$

$$S_{out_a} = 0,167 \text{ m}^2$$

Měrný hmotnostní tok média G_{out_a} proudícího v plášti odpovídá vztahu.

$$G_{out_a} = \frac{\dot{m}_{N_a}}{S_{out_a}}$$

$$G_{out_a} = \frac{0,95}{0,167} = 5,674 \frac{\text{kg}}{\text{s} \cdot \text{m}^3}$$

Na základě měrného hmotnostního toku je určeno Reynoldsovo číslo Re_{out_a} . Jako charakteristický rozměr je použit vnější průměr trubky d_{out} . [17]

$$Re_{out_a} = \frac{G_{out_a} \cdot d_{out}}{\mu_{Nm}}$$

$$Re_{out_a} = \frac{5,674 \cdot 0,022}{7,99 \cdot 10^{-6}} = 14\,912,9$$

Pro určení hodnoty Nusseltova čísla se využije kritériální rovnice, empiricky určený rozsah platnosti v rozmezí ($1000 < Re_{out_a} < 20000$) odpovídá navrhovanému výměníku. [19]

$$Nu_{out_a} = 0,332 \cdot Re_{out_a}^{0,6} \cdot Pr_{Nm}^{0,36}$$

$$Nu_{out_a} = 0,332 \cdot 14\,912,9^{0,6} \cdot 0,8652^{0,36} = 100,6$$

Hodnota součinitele přestupu tepla na vnější straně trubky se určí z definičního vztahu Nusseltova čísla.

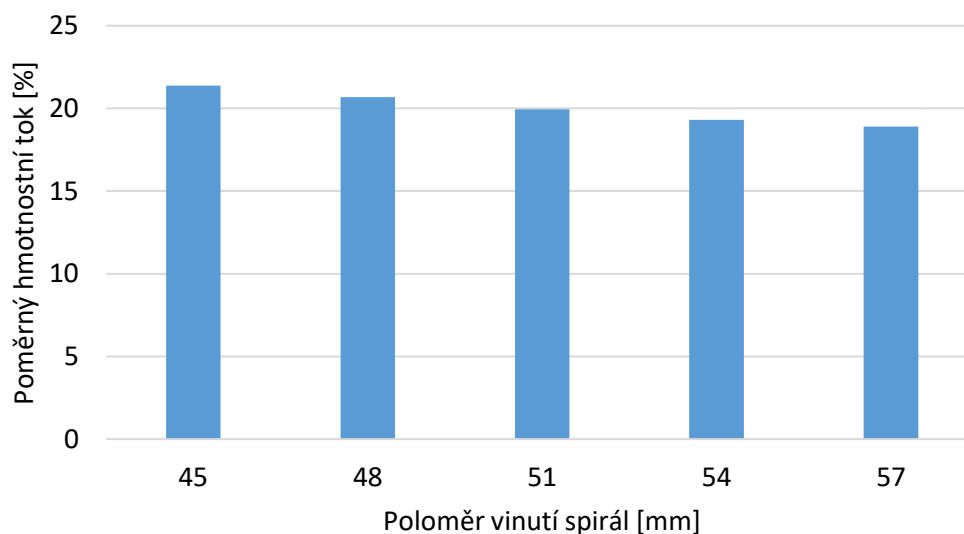
$$\alpha_{out_a} = \frac{Nu_{out_a} \cdot \lambda_{Nm}}{d_{out}}$$

$$\alpha_{out_a} = \frac{100,6 \cdot 0,011}{0,022} = 50,3 \frac{W}{m \cdot K}$$

5.6.3 Tepelný výpočet trubkového prostoru

V rámci trubkového prostoru, jsou jednotlivé veličiny spjaty s tepelným výpočtem určeny samostatně pro každou trubku a celková tepelná bilance se stanoví jako jejich součet.

S ohledem na konstrukci trubkové části výměníku a vyústění všech trubek do jedné nádoby, musí být tlakový spád na všech trubkách stejný. Z důvodu rozdílné délky trubek musí být hmotnostní tok mezi trubky rozdělen nerovnoměrně pro zachování této rovnosti. Konkrétní rozložení hmotnostního toku bylo provedeno iteračně a je znázorněno v grafu č. 8 a tabulce níže.



Graf č. 8 – Rozložení hmotnostního toku metanu v rámci jednotlivých trubek. Výpočet byl proveden iteračně.

| Poloměr vinutí [mm] | Poměrný hmotnostní tok [%] | Skutečný hmotnostní tok $\left[\frac{kg}{s}\right]$ | Skutečný měrný hmotnostní tok $\left[\frac{kg}{m^2 \cdot s}\right]$ |
|------------------------|----------------------------------|--|--|
| $r_{1,a}$ | 45 | $\dot{m}_{M1,a}$ 0,018 | $G_{in1,a}$ 56,73 |
| $r_{2,a}$ | 48 | $\dot{m}_{M2,a}$ 0,017 | $G_{in2,a}$ 54,91 |
| $r_{3,a}$ | 51 | $\dot{m}_{M3,a}$ 0,016 | $G_{in3,a}$ 52,93 |
| $r_{4,a}$ | 54 | $\dot{m}_{M4,a}$ 0,016 | $G_{in4,a}$ 51,22 |
| $r_{5,a}$ | 57 | $\dot{m}_{M5,a}$ 0,015 | $G_{in5,a}$ 50,14 |

Tabulka č. 4 - Rozložení hmotnostního a měrného hmotnostního toku metanu do jednotlivých trubek.

Měrný hmotnostní tok metanu v jednotlivých trubkách byl vypočítán pomocí rovnic uvedených níže.

$$G_{in1,a} = \frac{\dot{m}_{M1,a}}{\pi \cdot \frac{d_{in}^2}{4}}$$

$$G_{in2,a} = \frac{\dot{m}_{M2,a}}{\pi \cdot \frac{d_{in}^2}{4}}$$

⋮

$$G_{in5,a} = \frac{\dot{m}_{M5,a}}{\pi \cdot \frac{d_{in}^2}{4}}$$

Pro trubky vinuté na poloměru r_1 je měrný hmotnostní tok roven:

$$G_{in1,a} = \frac{0,018}{\pi \cdot \frac{0,02^2}{4}} = 56,73 \frac{kg}{m^2 \cdot s}$$

Reynoldsovo číslo pro proudění v trubkách se vypočítá na základě definičního vztahu. Pro jednotlivé poloměry vinutí odpovídají hodnoty:

$$Re_{in1,a} = \frac{G_{in1,a} \cdot d_{in}}{\mu_{M2}}$$

$$Re_{in2,a} = \frac{G_{in2,a} \cdot d_{in}}{\mu_{M2}}$$

⋮

$$Re_{in5,a} = \frac{G_{in5,a} \cdot d_{in}}{\mu_{M2}}$$

Číselným dosazením pro Re_{in1_a} dostáváme hodnotu:

$$Re_{in1_a} = \frac{159,23 \cdot 0,02}{7,987 \cdot 10^{-6}} = 409\,508$$

| Poloměr vinutí trubky | Reynoldsovo číslo |
|-----------------------|----------------------|
| r_{1_a} | Re_{in1_a} 19 704 |
| r_{2_a} | Re_{in2_a} 19 073 |
| r_{3_a} | Re_{in3_a} 18 386 |
| r_{4_a} | Re_{in4_a} 17 794 |
| r_{5_a} | Re_{in5_a} 17 416 |

Tabulka č. 5 – Reynoldsovo číslo proudění metanu v jednotlivých trubkách.

V trubkách dochází ke kontinuální kondenzaci média, proudění je tedy po většinu trasy dvoufázové. Pro výpočet hodnoty součinitele přestupu tepla se využívají následující kritériální rovnice, kdy α_{inS1_a} až α_{inS5_a} odpovídají součiniteli přestupu tepla [5] pro čistou kapalinu v rovné trubce s Reynoldsovým číslem větším než 10^4 a Prandltovým číslem v rozmezí 0,6 až 160.

$$\begin{aligned} \alpha_{inS1_a} &= 0,023 \cdot Re_{in1_a}^{0,8} \cdot Pr_{M2}^{0,4} \cdot \frac{\lambda_{M2}}{d_{in}} \\ \alpha_{inS2_a} &= 0,023 \cdot Re_{in2_a}^{0,8} \cdot Pr_{M2}^{0,4} \cdot \frac{\lambda_{M2}}{d_{in}} \\ &\vdots \\ \alpha_{inS5_a} &= 0,023 \cdot Re_{in5_a}^{0,8} \cdot Pr_{M2}^{0,4} \cdot \frac{\lambda_{M2}}{d_{in}} \end{aligned}$$

Číselně odpovídá součinitel přestupu tepla rovné trubky pro proudění ekvivalentní tomu v trubce na poloměru r_{1_a} následující hodnotě:

$$\alpha_{inS1_a} = 0,023 \cdot 18\,437^{0,8} \cdot 1,727^{0,4} \cdot \frac{0,1331}{0,02} = 492,5 \frac{W}{m \cdot K}$$

| Poloměr vinutí | Součinitel přestupu tepla [W/m ² · K] | |
|----------------|--|-------|
| r_{1_a} | α_{inS1_a} | 519,4 |
| r_{2_a} | α_{inS2_a} | 506,2 |
| r_{3_a} | α_{inS3_a} | 491,4 |
| r_{4_a} | α_{inS4_a} | 478,6 |
| r_{5_a} | α_{inS5_a} | 470,5 |

Tabulka č. 6 – Součinitel přestupu tepla vnitřní strany trubky při zanedbání vlivu spirálovitého zatočení.

Pro korekci na dvoufázové proudění je využit následující vztah podle Shah, [5] který vznikl na základě aproximace integrálních rovnic pro dvoufázové proudění. Dostáváme hodnotu součinitele přestupu tepla α_{inStpx_a} pro rovnou trubku a dvoufázové proudění.

$$\alpha_{inStpx_a} = \alpha_{inSx_a} \cdot \left(0,55 + \frac{2,09}{p^{*0,38}} \right)$$

Člen p^* [5] ve výše uvedené rovnici reprezentuje poměr tlaku fázové změny p_M ke kritickému tlaku tekutiny p_{Mcrit} . [22]

$$p^* = \frac{p_{M1}}{p_{Mcrit}}$$

$$p^* = \frac{1000}{4599} = 0,2174$$

Součinitel přestupu tepla α_{inStpx_a} odpovídá přímé trubce, v případě spirálovitě zatočeného výměníku je tepelná výměna intenzivnější z důvodu vznikajících Deanových vírů. Odpovídající hodnota součinitele přestupu tepla se získá korekcí podle následujícího vztahu. [18] Ten odpovídá v rozmezí hodnot ($1500 < Re < 20000$).

$$\frac{\alpha_{inH}}{\alpha_{inS}} = \frac{\alpha_{inHx_a}}{\alpha_{inStpx_a}} = 1 + 3,4 \cdot \left(\frac{d_{in}}{2 \cdot r_H} \right)$$

S ohledem na fakt, že ve vztahu figuruje poloměr zakřivení trubky výměníku r_H , nabývá součinitel rozdílných hodnot pro každé vinutí trubky r_{1_a} až r_{5_a} . Výsledné hodnoty jsou uvedeny v tabulce č. 7.

$$\alpha_{inH1_a} = \alpha_{inS1_a} \cdot \left[0,55 + \left(\frac{2,09}{p^{*0,38}} \right) \cdot \left(1 + 3,5 \cdot \frac{d_{in}}{2 \cdot r_{1_a}} \right) \right]$$

$$\alpha_{inH2_a} = \alpha_{inS2_a} \cdot \left[0,55 + \left(\frac{2,09}{p^{*0,38}} \right) \cdot \left(1 + 3,5 \cdot \frac{d_{in}}{2 \cdot r_{2_a}} \right) \right]$$

$$\vdots$$

$$\alpha_{inH5_a} = \alpha_{inS5_a} \cdot \left[0,55 + \left(\frac{2,09}{p^{*0,38}} \right) \cdot \left(1 + 3,5 \cdot \frac{d_{in}}{2 \cdot r_{5_a}} \right) \right]$$

Číselným dosazením pro poloměr vinutí r_{1_a} dostáváme číselnou hodnotu α_{inH1a} :

$$\alpha_{inH1_a} = 492,5 \cdot \left[0,55 + \left(\frac{2,09}{0,2174^{0,38}} \right) \cdot \left(1 + 3,5 \cdot \frac{0,02}{2 \cdot 0,57} \right) \right] = 2\,238 \text{ W/m}^2 \cdot \text{K}$$

| Poloměr vinutí | Součinitel přestupu tepla na vnitřní straně trubek [W/m ² · K] |
|----------------|---|
| r_{1_a} | α_{inH1_a} 2 397 |
| r_{2_a} | α_{inH2_a} 2 325 |
| r_{3_a} | α_{inH3_a} 2 249 |
| r_{4_a} | α_{inH4_a} 2 182 |
| r_{5_a} | α_{inH5_a} 2 139 |

Tabulka č. 7 – Součinitel přestupu tepla na vnitřní straně trubky včetně vlivu spirálovitého zatočení konstrukce.

5.6.4 Výpočet celkového tepelného toku

Střední logaritmický spád u spirálovitého výměníku je počítán pro souproudé uspořádání toku se zavedením korekčního faktoru $F_H = 0,99$. [18]

$$LMTD_a = \frac{(T_{M1} - T_{N1}) - (T_{M2} - T_{N2_a})}{\ln \left(\frac{T_{M1} - T_{N1}}{T_{M2} - T_{N2_a}} \right)} \cdot F_H$$

$$LMTD_a = \frac{((-124,04) - (-180)) - ((-123,9) - (-148))}{\ln \left(\frac{(-124,04) - (-180)}{(-123,9) - (-148)} \right)} \cdot 0,99$$

$$LMTD_a = 38,18 \text{ °C}$$

Celkový součinitel prostupu tepla mezi vnitřním prostorem trubky a mezitrubkovým prostorem odpovídá následujícím vztahům pro jednotlivé trubky. Výsledné hodnoty jsou uvedeny v tabulce č. 8.

$$k_{1_a} = \frac{2 \cdot \pi}{\frac{1}{\alpha_{out_a} \cdot d_{out}} + \ln\left(\frac{d_0}{d_{in}}\right) \cdot \lambda_C^{-1} + \frac{1}{\alpha_{inH1_a} \cdot d_{in}}}$$

$$k_{2_a} = \frac{2 \cdot \pi}{\frac{1}{\alpha_{out_a} \cdot d_{out}} + \ln\left(\frac{d_0}{d_{in}}\right) \cdot \lambda_C^{-1} + \frac{1}{\alpha_{inH2_a} \cdot d_{in}}}$$

$$\vdots$$

$$k_{5_a} = \frac{2 \cdot \pi}{\frac{1}{\alpha_{out_a} \cdot d_{out}} + \ln\left(\frac{d_0}{d_{in}}\right) \cdot \lambda_C^{-1} + \frac{1}{\alpha_{inH5_a} \cdot d_{in}}}$$

S číselným dosazením odpovídá k_{1_a} následujícímu výrazu, kompletní výsledky pro všechny poloměry jsou uvedeny v tabulce č. 8.

$$k_{1_a} = \frac{2 \cdot \pi}{\frac{1}{50,3 \cdot 0,022} + \ln\left(\frac{0,022}{0,02}\right) \cdot 237^{-1} + \frac{1}{2\,238 \cdot 0,02}} = 6,772 \text{ W/m} \cdot \text{K}$$

| Poloměr vinutí | Součinitel prostupu tepla u jednotlivých trubek [W/m · K] |
|----------------|---|
| r_{1_a} | k_{1_a} 6,772 |
| r_{2_a} | k_{2_a} 6,776 |
| r_{3_a} | k_{3_a} 6,781 |
| r_{4_a} | k_{4_a} 6,786 |
| r_{5_a} | k_{5_a} 6,791 |

Tabulka č. 8 – Součinitel prostupu tepla mezi médii uvnitř trubek a mezitrubkového prostoru.

V rámci orientačního návrhového výpočtu, je předpokládáno rovnoměrné rozdělení tepelného toku mezi všechny trubky. Trubky vinuté na větším poloměru mají větší teplosměnnou plochu, trubky na menším poloměru pak díky intenzivnějšímu proudění větší hodnotu součinitele přestupu tepla. Daný výpočet slouží pouze pro návrh vhodných parametrů výměníku, ověřovací tepelný výpočet je proveden nezávisle na této aproximaci. Hodnota tepelného toku odvedeného z každé trubky q_{tr_a} , tak musí být rovna nebo větší následující rovnici, aby bylo dosaženo úplné fázové přeměny látky.

$$q_{tr_a} = \frac{\dot{m}_M}{5} \cdot (h_{M2_a} - h_{M1})$$

$$q_{tr_a} = \frac{0,083}{5} \cdot (-771,8 - (-356,1)) = 7\,041,4 \text{ W}$$

$$q_{tr_a} = \frac{\dot{m}_M}{5} \cdot (h_{M2_a} - h_{M1})$$

$$q_{tr_a} = \frac{0,083}{5} \cdot (-771,8 - (-356,1)) = 8\,048,4 \text{ W}$$

Dle požadovaného tepelného výkonu jednotlivé trubky q_{tr_a} lze určit minimální délku spirály $L_{tot-Nav_a}$, která je pro jednotlivé trubky rozdílná a nejvyšší při poloměru r_{5_a} . Konstrukční návrh počítá s úplnou kondenzací ve všech spirálovitých trubkách, proto je nutné, aby všechny byly delší nebo stejně dlouhé.

$$L_{tot-Nav_a}(r_{5_a}) = \frac{|q_{tr_a}|}{k_{5_a} \cdot LMTD_a}$$

$$L_{tot-Nav_a}(r_{5_a}) = \frac{|-8048|}{6,791 \cdot 38,18}$$

$$L_{tot-Nav_a}(r_{5_a}) = 31,04 \text{ m}$$

Vypočítané minimální délce přísluší odpovídající minimální počet závitů, který je závislý na délce jednoho závitu, ten je největší při poloměru vinutí r_{5_a} . Stoupání $c_a = 0,2 \text{ m}$ je voleno pro zachování dostatečného spádu při maximalizaci funkční délky vinutého potrubí.

$$n_{zav-Nav_a} = \frac{L_{tot-Nav_a}}{\sqrt{(2 \cdot \pi \cdot r_{5_a})^2 + c_a^2}}$$

$$n_{zav-Nav_a} = \frac{31,04}{\sqrt{(2 \cdot \pi \cdot 0,57)^2 + 0,2^2}}$$

$$n_{zav-Nav_a} = 8,65$$

V případě tohoto konkrétního výměníku, mají všechny spirály stejný počet závitů n_{zav_a} , který je vyšší než $n_{zav-Nav_a}$ při r_{5_a} . Nadbývajícím tepelným výkonem je využito k podchlazení ochlazované látky a předimenzování tepelného výměníku z bezpečnostních důvodů a zajištění funkčnosti.

$$n_{zav_a} = 13$$

Na základě zvoleného počtu závitů se určí skutečná délka jednotlivých spirálovitých trubek.

$$L_{tot1_a} = n_{zav_a} \cdot \sqrt{[(2 \cdot \pi \cdot r_{1_a})^2 + c_a^2]}$$

$$L_{tot2_a} = n_{zav_a} \cdot \sqrt{[(2 \cdot \pi \cdot r_{2_a})^2 + c_a^2]}$$

$$\vdots$$

$$L_{tot5_a} = n_{zav_a} \cdot \sqrt{[(2 \cdot \pi \cdot r_{5_a})^2 + c_a^2]}$$

Délky jednotlivých trubek jsou uvedeny v tabulce č. 9. Pro délku trubky $L_{tot1,a}$ je níže uvedeno dosazení do výpočtové rovnice.

$$L_{tot1,a} = 13 \cdot \sqrt{(2 \cdot \pi \cdot 0,45)^2 + 0,2^2} = 36,85 \text{ m}$$

| Poloměr vinutí | Délka jednotlivých trubek [m] | |
|----------------|-------------------------------|-------|
| $r_{1,a}$ | $L_{tot1,a}$ | 36,85 |
| $r_{2,a}$ | $L_{tot2,a}$ | 39,27 |
| $r_{3,a}$ | $L_{tot3,a}$ | 41,72 |
| $r_{4,a}$ | $L_{tot4,a}$ | 44,16 |
| $r_{5,a}$ | $L_{tot5,a}$ | 46,61 |

Tabulka č. 9 - délky jednotlivých trubek spirálovitého výměníku pro počítanou konfiguraci.

Podchlazení metanu v jednotlivých trubkách vede ke změně hodnoty středního logaritmického spádu, což ovlivní celý tepelný výpočet. Skutečná hodnota středního logaritmického spádu pro jednotlivé trubky $LMTD'_{1,a}$ byla určena iteračně z následujícího souboru rovnic.

$$LMTD'_{1,a} = \frac{(T_{M1} - T_{N1}) - (T_{M2-1,a} - T_{N2})}{\ln\left(\frac{T_{M1} - T_{N1}}{T_{M2-1,a} - T_{N2}}\right)} \cdot F_H$$

$$LMTD'_{2,a} = \frac{(T_{M1} - T_{N1}) - (T_{M2-2,a} - T_{N2})}{\ln\left(\frac{T_{M1} - T_{N1}}{T_{M2-2,a} - T_{N2}}\right)} \cdot F_H$$

⋮

$$LMTD'_{5,a} = \frac{(T_{M1} - T_{N1}) - (T_{M2-5,a} - T_{N2})}{\ln\left(\frac{T_{M1} - T_{N1}}{T_{M2-5,a} - T_{N2}}\right)} \cdot F_H$$

Výpočet $LMTD'_{1,a}$ je uveden níže, hodnoty reálného logaritmického spádu pro trubky všech poloměru vinutí jsou uvedeny v tabulce č. 10.

$$LMTD'_{1,a} = \frac{(-124 - (-180)) - (-132,2 - (-148))}{\ln\left(\frac{-124 - (-180)}{-132,2 - (-148)}\right)} \cdot 0,99 = 31,45 \text{ K}$$

| Poloměr vinutí | Reálný logaritmický tepelný spád v jednotlivých trubkách [K] | |
|----------------|--|-------|
| r_{1_a} | $LMTD'_{1_a}$ | 31,45 |
| r_{2_a} | $LMTD'_{2_a}$ | 30,34 |
| r_{3_a} | $LMTD'_{3_a}$ | 28,12 |
| r_{4_a} | $LMTD'_{4_a}$ | 26,17 |
| r_{5_a} | $LMTD'_{5_a}$ | 24,55 |

Tabulka č. 10 – Střední logaritmický spád jednotlivých trubek po iteračních korekcích výstupních teplot metanu a dusíku.

Tepelná energie, skutečně odvedená v jednotlivých trubkách, odpovídá níže uvedené rovnici s aktualizovanými hodnotami středního logaritmického spádu zvlášť pro každý poloměr vinutí.

$$\begin{aligned}
 q_{r1_a} &= L_{tot1} \cdot k_{1_a} \cdot LMTD'_{1_a} \\
 q_{r2_a} &= L_{tot2} \cdot k_{2_a} \cdot LMTD'_{2_a} \\
 &\vdots \\
 q_{r5_a} &= L_{tot5} \cdot k_{5_a} \cdot LMTD'_{5_a}
 \end{aligned}$$

Výpočet q_{r1_a} je uveden níže, hodnoty tepelného toku pro trubky všech poloměru vinutí jsou uvedeny v tabulce č. 11.

$$q_{r1_a} = 36,85 \cdot 6,77 \cdot 31,45 = 7\,846 \text{ W}$$

| Poloměr vinutí | Tepelný tok z jednotlivých trubek do mezitrubkového prostoru [W] | |
|----------------|--|-------|
| r_{1_a} | q_{r1_a} | 7 846 |
| r_{2_a} | q_{r2_a} | 7 930 |
| r_{3_a} | q_{r3_a} | 8 035 |
| r_{4_a} | q_{r4_a} | 8 117 |
| r_{5_a} | q_{r5_a} | 8 162 |

Tabulka č. 11 – Skutečný tepelný tok mezi jednotlivými trubkami a mezitrubkovým prostorem.

Tepelný tok v jednotlivých trubkách je v souladu s výše uvedeným předpokladem přibližně stejný. Nejvyšší tepelný tok v trubce vinuté na poloměru r_{5_a} se liší od nejnižší hodnoty na poloměru r_{1_a} o cca 5 %.

Entalpie metanu na vyústění trubky o poloměru vinutí r_{1_a} odpovídá hodnotě h_{M2t1_a} . Číselné hodnoty pro všechny poloměry vinutí jsou v tabulce č. 12.

$$h_{M2t1_a} = h_{M1} - \frac{4,68 \cdot q_{r1_a}}{\dot{m}_{M1_a} \cdot 1000}$$

$$h_{M2t1_a} = -356,1 - \frac{7\,846}{\frac{0,083}{4,68} \cdot 1000} = -801,83 \text{ kJ/kg}$$

| Poloměr vinutí | Entalpie metanu na výstupu z jednotlivých trubek [kJ/kg] | |
|----------------|--|--------|
| r_{1_a} | h_{M2t1_a} | -801,8 |
| r_{2_a} | h_{M2t2_a} | -814,5 |
| r_{3_a} | h_{M2t3_a} | -823,8 |
| r_{4_a} | h_{M2t4_a} | -831,9 |
| r_{5_a} | h_{M2t5_a} | -837,2 |

Tabulka č. 12 – Entalpie metanu na výstupu z jednotlivých trubek.

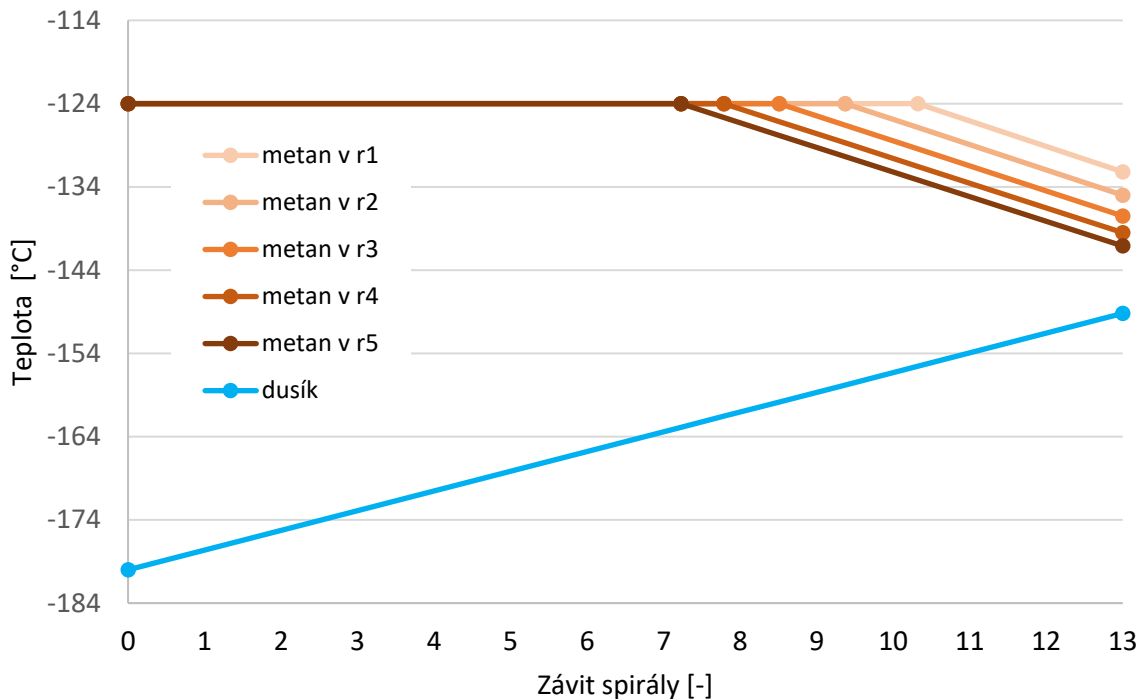
Tomu odpovídají příslušné teploty metanu na výstupu. [22]

$$T_{M2t1_a} = f(p_M, h_{Mt1_a})$$

| Poloměr vinutí | Výstupní teplota metanu z jednotlivých trubek [°C] | |
|----------------|--|--------|
| r_{1_a} | T_{M2t1_a} | -131,9 |
| r_{2_a} | T_{M2t2_a} | -134,8 |
| r_{3_a} | T_{M2t3_a} | -137,4 |
| r_{4_a} | T_{M2t4_a} | -139,5 |
| r_{5_a} | T_{M2t5_a} | -141,1 |

Tabulka č. 13 – Skutečné výstupní teploty metanu na vyústění jednotlivých trubek výměníku.

Tepelná bilance této konfigurace výměníku je zobrazena v grafu č. 9. Zobrazeny jsou vypočítané provozní body jednotlivých médií, které jsou spojeny lineární křivkou.



Graf č. 9 – Vývoj teploty v navrhovaném výměníku.

Ve sběrné nádrži na spodní straně výměníku dochází k mísení proudů metanu z jednotlivých trubek. Výsledná teplota odpovídá váženému průměru T_{M2real_a} .

$$T_{M2real_a} = T_{M2t1_a} \cdot 0,21 + T_{M2t2_a} \cdot 0,21 + \dots + T_{M2t5_a} \cdot 0,19$$

$$T_{M2real_a} = -131,9 \cdot 0,21 - 134,8 \cdot 0,21 - 137,4 \cdot 0,20 - 139,5 \cdot 0,19 - 141,1 \cdot 0,19$$

$$T_{M2real_a} = -136,8 \text{ °C}$$

Celkové teplo odvedené z metanu je rovno sumě tepla odvedeného prostřednictvím stěn jednotlivých trubek.

$$q_{tot_a} = q_{r1_a} + q_{r2_a} + q_{r3_a} + q_{r4_a} + q_{r5_a}$$

$$q_{tot_a} = 7\,846 + 7\,930 + 8\,035 + 8\,117 + 8\,162$$

$$q_{tot_a} = 40\,090 \text{ W} = 40,01 \text{ kW}$$

Skutečně odebrané teplo ku latentnímu teplu metanu odpovídá dim_a a vyjadřuje bezpečnostní předimenzování výměníku.

$$dim_a = \frac{q_{tot_a}}{(h_{M1} - h_{M2}) \cdot m_{M_a}}$$

$$dim_a = \frac{40,01}{-356,1 - (-771,8) \cdot 0,083}$$

$$dim_a = 1,161 \leftrightarrow 116,1 \%$$

Celková výška funkční části tepelného výměníku, tj. vertikální výška spirály, se určí ze stoupání jednoho závitu a jejich počtu.

$$H_a = d_{out} + n_{zav_a} \cdot c_a$$

$$H_a = 0,022 + 13 \cdot 0,2 = 2,62 \text{ m}$$

Pro zachování optimálních parametrů spirálovitého výměníku je doporučován poměr výšky výměníku ku jeho šířce v rozmezí $R_a \in (2 - 2,5)$.

$$R_a = \frac{H_a}{2 \cdot r_{5_b}} = \frac{2,62}{2 \cdot 0,57} = 2,29$$

5.6.5 Tlakový spád mezitrubkového prostoru

Tlaková ztráta v mezitrubkovém prostoru je v tomto případě dána tlakovou ztrátou ve vstupním, výstupním hrdle a dále tlakovou ztrátou třením.

Vstup dusíku do mezitrubkového prostoru je stejně jako výstup realizován prostřednictvím hrdla o průměru $d_n = 60$ mm. Měrný hmotnostní tok, který prochází těmito hrdly je roven:

$$G_{tl_a} = \frac{\dot{m}_N}{\pi \cdot d_n^2} = \frac{4 \cdot 0,65}{\pi \cdot 0,06^2} = 2,30 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2 \cdot \text{s}}$$

Pro výpočet tlakových ztrát v hrdlech Δp_{n_a} je použita střední hustota dusíku ρ_{Nm} , velikost tlakové ztráty v obou hrdlech odpovídá: [5]

$$\Delta p_{n_a} = \frac{1,5 \cdot G_{tl_a}^2}{\rho_{Nm}} = \frac{1,5 \cdot 2,3^2}{15,6} = 0,51 \text{ Pa}$$

Tlakový ztráta třením je úměrná součiniteli tření. Pro proudění s Reynoldsovým číslem Re_{out_a} v rozmezí 1000 až 5000 je součinitel tření f_{shell_a} dán výrazem: [17]

$$f_{shell_a} = \frac{0,3164}{Re_{out_a}^{0,25}} \cdot \left(1 + 0,095 \cdot \sqrt{\frac{d_{out}}{2 \cdot r_{3_a}}} \cdot Re_{out_a}^{0,25} \right)$$

Číselným dosazením proměnných nabývá součinitel tření hodnoty:

$$f_{shell_a} = \frac{0,3164}{14734^{0,25}} \cdot \left(1 + 0,095 \cdot \sqrt{\frac{0,02}{2 \cdot 0,51}} \cdot 14734^{0,25} \right) = 0,033$$

Hodnota tlakové ztráty se určí pro ekvivalentní průměr nádoby výměníku D_{eq_a} . Ten lze vypočítat při znalosti celkového objemu nádoby bez vnitřních vestaveb, mandrelu a trubek V_{shell_a} . [5]

$$V_{shell_a} = \pi \cdot (r_{0a}^2 - r_{m_a}^2) \cdot H_a - \pi \cdot \frac{d_{out}^2}{4} \cdot (L_{tot1_a} + L_{tot2_a} + \dots + L_{tot5_a})$$

$$V_{shell_a} = \pi \cdot (0,6^2 - 0,43^2) \cdot 2,62 - \pi \cdot \frac{0,022^2}{4} \cdot (208,6)$$

$$V_{shell_a} = 1,36 \text{ m}^3$$

Vztah pro D_{eq_a} je pak obecně závislý na průtočné ploše výměníku a obvodu smáčené plochy O_K . [5]

$$D_{eq_a} = \frac{4 \cdot V_{shell_a}}{O_K \cdot H_a}$$

Pokud za smáčenou plochu považujeme vnější a vnitřní stranu jednoho závitu spirálovité trubky, dostáváme:

$$D_{eq_a} = \frac{4 \cdot V_{shell_a}}{2 \cdot 2 \cdot \pi \cdot (r_{1a} + r_{2a} + r_{3a} + r_{4a} + r_{5a}) \cdot H_a}$$

Matematickou úpravou a dosazením dostáváme hodnotu D_{eq_a} pro popisovanou konfiguraci výměníku.

$$D_{eq_a} = \frac{1,36}{\pi \cdot (0,57 + 0,54 + 0,51 + 0,48 + 0,45) \cdot 2,82} = 0,06 \text{ m}$$

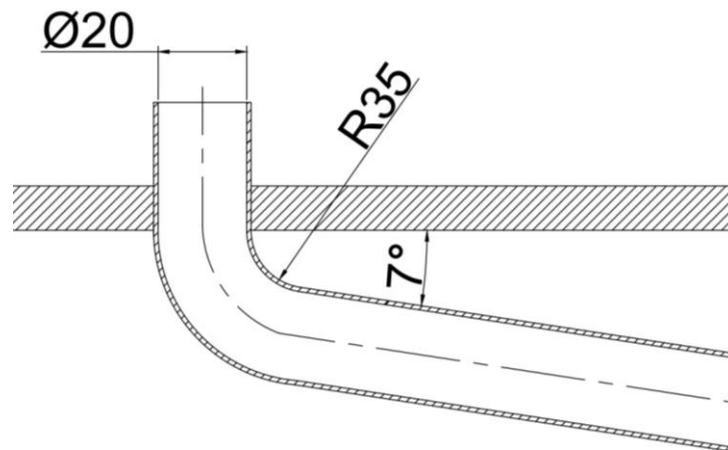
Tlaková ztráta v mezitrubkovém prostoru třením je dána výrazem. [1]

$$\Delta p_{out_a} = f_{shell_a} \cdot \frac{2,89}{D_{eq_a}} \cdot \left(\frac{\dot{m}_M}{S_{out_a}} \right)^2 \cdot \frac{\rho_{Nm}}{2}$$

$$\Delta p_{out_a} = 0,033 \cdot \frac{2,89}{0,06} \cdot \left(\frac{0,95}{0,1674} \right)^2 \cdot \frac{15,07}{2} = 385,73 \text{ Pa}$$

5.6.6 Tlakový spád trubkového prostoru

Napojení spirálovitě vinutých trubek do přímých přívodních a odvodních trubek výměníku je řešeno kolenovým ohybem trubky. S ohledem na relativně malou hodnotu sklonu stoupání vůči vodorovné rovině, předpokládáme u všech trubek stejný úhel ohnutí 90°.



Obr. č. 17 – Kolenové napojení spirály na vertikální přívodní trubku.

Lokální hodnotu tlakových ztrát v kolenech na vstupu a výstupu do výměníku určíme dohromady prostřednictvím následujícího vztahu, který je odvozen z obecného vztahu pro tlakovou ztrátu dle Ito: [5]

$$\Delta p_{K1_a} = K_{1_a} \cdot G_{in1_a}^2 \cdot \frac{\rho_{M1} + \rho_{M2}}{\rho_{M1} \cdot \rho_{M2}}$$

$$\Delta p_{K2_a} = K_{2_a} \cdot G_{in2_a}^2 \cdot \frac{\rho_{M1} + \rho_{M2}}{\rho_{M1} \cdot \rho_{M2}}$$

⋮

$$\Delta p_{K5_a} = K_{5_a} \cdot G_{in5_a}^2 \cdot \frac{\rho_{M1} + \rho_{M2}}{\rho_{M1} \cdot \rho_{M2}}$$

Kde K je koeficient celkové ztráty a lze jej vypočítat prostřednictvím vztahu: [5]

$$K_{x_a} = \frac{4 \cdot f_{Kx_a} \cdot \pi \cdot r_K}{2 \cdot d_{in}}$$

Pro hodnotu Reynoldsova čísla v rozmezí 10^4 až 10^5 nabývá součinitel tření f_{Kx_a} hodnoty odpovídající následujícím výrazům pro jednotlivé trubky: [5]

$$f_{K1_a} = 0,0791 \cdot Re_{in1_a}^{-0,25}$$

$$f_{K2_a} = 0,0791 \cdot Re_{in2_a}^{-0,25}$$

⋮

$$f_{K5_a} = 0,0791 \cdot Re_{in5_a}^{-0,25}$$

| Poloměr vinutí trubky | Součinitel tření f_{Kx_a} | |
|-----------------------|-----------------------------|---------|
| r_{1_a} | f_{K1_a} | 0,00668 |
| r_{2_a} | f_{K2_a} | 0,00673 |
| r_{3_a} | f_{K3_a} | 0,00679 |
| r_{4_a} | f_{K4_a} | 0,00685 |
| r_{5_a} | f_{K5_a} | 0,00689 |

Tabulka č. 14 – Součinitel tření v koleni pro odpovídající proudění v jednotlivých trubkách.

Při jednotném poloměru ohybu $r_K = 35 \text{ mm}$ dostáváme pro jednotlivé trubky následující hodnoty K_{x_a}

| Poloměr vinutí trubky | Koeficient celkové ztráty K_{x_a} | |
|-----------------------|-------------------------------------|--------|
| r_{1_a} | K_{1_a} | 0,0735 |
| r_{2_a} | K_{2_a} | 0,0740 |
| r_{3_a} | K_{3_a} | 0,0747 |
| r_{4_a} | K_{4_a} | 0,0753 |
| r_{5_a} | K_{5_a} | 0,0758 |

Tabulka č. 15 – Koeficient celkové ztráty v koleni pro odpovídající proudění v jednotlivých trubkách.

Hodnota lokální tlakové ztráty pak nabývá na poloměru r_1 na hodnotě:

$$\Delta p_{K1_a} = 0,0735 \cdot 56,73^2 \cdot \frac{15,51 + 361,7}{15,51 \cdot 361,7} = 15,9 \text{ Pa}$$

| Poloměr vinutí trubky | Lokální tlaková ztráta v obou kolenech trubky [Pa] | |
|-----------------------|--|-------|
| r_{1_a} | Δp_{K1_a} | 15,90 |
| r_{2_a} | Δp_{K2_a} | 15,01 |
| r_{3_a} | Δp_{K3_a} | 14,11 |
| r_{4_a} | Δp_{K4_a} | 13,31 |
| r_{5_a} | Δp_{K5_a} | 12,81 |

Tabulka č. 16 – Lokální tlaková ztráta v obou kolenech pro trubky vinuté na jednotlivých poloměrech.

V trubkách samotného kondenzátoru dochází ke vzniku dvoufázového proudění plynného a kapalného metanu. Rozvíjí se turbulentního proudění, rychlostní profil lze aproximovat

na rovnoměrný a aplikovat homogenní model dvoufázového proudění v horizontální trubce, model vykazuje dobrou korelaci až do sklonu 15° a je proto vhodný pro naši aplikaci. [20]

Platí, že celková tlaková ztráta je dána tlakovou ztrátou způsobenou třením kapaliny, tlakovou ztrátou změnou hybnosti a tlakovou ztrátou působením tíhových sil. [1]

$$\Delta p_{in1a} = \frac{dp_{f-a}}{dy} + \frac{dp_{m-a}}{dy} + \frac{dp_{g-a}}{dy}$$

Pro účely homogenního modelu jsou zaváděny následující veličina homogenního podílu plynné fáze ε_H : [1]

$$\varepsilon_H = \frac{1}{1 + \left(\frac{1 - \chi}{\chi} \cdot \frac{\rho_{M1}}{\rho_{M2}} \right)}$$

Dále veličina homogenní hustoty dvoufázového proudění ρ_H : [1]

$$\rho_H = \chi \cdot \rho_{M1} + (1 - \chi) \cdot \rho_{M2}$$

Následujícím parametrem homogenního proudění je homogenní viskozita dvoufázového proudění μ_H : [1]

$$\mu_H = \chi \cdot \mu_{M1} + (1 - \chi) \cdot \mu_{M2}$$

Prouděním je popsáno Reynoldsovým číslem pro dvoufázové proudění Re_H : [1]

$$Re_H = \frac{G_{in1a} \cdot d_{in}}{\mu_H}$$

Tlakový gradient způsoben změnou hybnosti dp_{m-a}/dy je v tomto případě roven: [1]

$$\frac{dp_{m-a}}{dy} = -\frac{d}{dy} \cdot \left(\frac{\chi^2}{\varepsilon_H \cdot \rho_{M1}} + \frac{(1 - \chi)^2}{(1 - \varepsilon_H) \cdot \rho_{M2}} \right)$$

V případě fázové změny ze suché páry s $\chi_1 = 1$ na sytou kapalinu s $\chi_2 = 0$ výraz můžeme upravit na následující integrální formu, kde ε_H je funkcí suchosti χ : [1]

$$\frac{dp_{m-a}}{dy} = \Delta p_{m-a} = -G_{in1a} \int_1^0 \left(\frac{\chi^2}{\varepsilon_H \cdot \rho_{M1}} + \frac{(1 - \chi)^2}{(1 - \varepsilon_H) \cdot \rho_{M2}} \right) d\chi$$

Integrál je řešen numericky v programu MATLAB Online. Dostáváme částečnou tlakovou ztrátu způsobenou změnou hybnosti. Pro všechny poloměry trubek dostáváme shodnou velikost tlakového spádu Δp_{m-a} .

$$\Delta p_{m-a} = -9,33 \cdot 10^{-6} \text{ Pa}$$

Tlakový gradient tlakových sil $\frac{dp_{f-a}}{dy}$ lze vypočítat jako: [1]

$$\frac{dp_{f-a}}{dy} = f_H \cdot L \cdot \frac{G_{in1-a}^2}{2 \cdot d_{in} \cdot \rho_H}$$

Celková velikost tlakové ztráty $\frac{dp_{f-a}}{dy}$ je řešena numericky. Matematickou úpravou dostáváme soubor integrálních rovnic s funkcí $\rho_H(\chi)$, [1] tyto rovnice řešíme prostřednictvím programu MATLAB Online:

$$\frac{dp_{f-a}}{dy} = \Delta p_{fx-a} = \frac{L_{tot1-a}}{d_{in}} \int_1^0 f_{Hx} \cdot \frac{G_{in1-a}^2}{2 \cdot \rho_H} d\chi$$

Kdy součinitel tření f_{Hx} je definován následující soustavou rovnic. Platnost je experimentálně ověřena pro rozvinuté turbulentní proudění v hladkých trubkách spirálovitých výměníků při $Re < 8 \cdot 10^5$. [16]

$$f_{Hr} = 0,00725 + \frac{0,076 \cdot C_{x-a}^{-0,25}}{\sqrt{\frac{r_{x-a}}{d_{in}}}}$$

$$C_{x-a} = Re_{inx-a} \cdot \left(\frac{2 \cdot r_{x-a}}{d_{in}}\right)^{-2}$$

Pro jednotlivé trubky $r_{x-a} = [r_{1a}; r_{2a}; \dots r_{5a}]$ dostáváme výsledky Δp_{fx-a} zobrazené v tabulce č. 17.

| Poloměr vinutí | Tlakový spád z důvodu třecích sil [Pa] |
|----------------|--|
| r_{1a} | Δp_{f1-a} 6,75 |
| r_{2a} | Δp_{f2-a} 7,36 |
| r_{3a} | Δp_{f3-a} 7,97 |
| r_{4a} | Δp_{f4-a} 8,57 |
| r_{5a} | Δp_{f5-a} 9,81 |

Tabulka č. 17 – Tlakový spád způsobený třecími silami v jednotlivých trubkách.

Tlakový gradient tíhových sil $\frac{dp_{g-a}}{dy}$ je roven: [1]

$$\frac{dp_{g-a}}{dy} = -\rho_H \cdot g \cdot \sin \beta$$

kde β je sklon trubek od horizontální roviny.

Pro naši situaci s úplnou fázovou přeměnou z $\chi_1 = 1$ na $\chi_2 = 0$ dostáváme integrální rovnici [1], kterou řešíme prostřednictvím programu MATLAB Online:

$$\frac{dp_{g,a}}{dy} = \Delta p_{G,a} = -L_{tot1,a} \int_1^0 \rho_H \cdot g \cdot \sin \beta d\chi$$

$$\Delta p_{G,a} = -H_a \int_1^0 \rho_H \cdot g d\chi$$

Pro všechny trubky dostáváme shodné řešení $\Delta p_{G,a}$ (výška spirály je stejná).

$$\Delta p_{G,a} = -4\,921,6 \text{ Pa}$$

Celková tlaková ztráta v trubce je rovna součtu všech příspěvků, pro trubku vinutou na poloměru $r_{1,a}$ pak odpovídá:

$$\Delta p_{in1,a} = \Delta p_{K1,a} + \Delta p_{f1,a} + \Delta p_{m,a} + \Delta p_{G,a}$$

$$\Delta p_{in1,a} = 15,9 + 6,75 - 9,33 \cdot 10^{-6} - 4\,921,6 = -4898,95 \text{ Pa}$$

Číselné hodnoty pro jednotlivé trubky pak odpovídají:

| Poloměr vinutí | Trubka | Celková tlaková ztráta [Pa] |
|----------------|-------------|-----------------------------|
| $r_{1,a}$ | $L_{tr1,a}$ | -4 898,95 |
| $r_{2,a}$ | $L_{tr2,a}$ | -4 899,23 |
| $r_{3,a}$ | $L_{tr3,a}$ | -4 899,52 |
| $r_{4,a}$ | $L_{tr4,a}$ | -4 899,72 |
| $r_{5,a}$ | $L_{tr5,a}$ | -4 898,98 |

Tabulka č. 18 – Celková tlaková ztráta média v jednotlivých trubkách.

Jediné příspěvky tlakových ztrát v trubkovém prostoru, které závisí na poloměru vinutí trubky jsou ztráty způsobené třením. Tlakový spád je vlivem orientace výměníku ve směru tíhového zrychlení a dominantního vlivu příspěvku tíhových sil záporný. Nejnižší hodnota tlakového spádu je na poloměru r_5 , naopak největší na poloměru r_1 . Rozdíl těchto tlakových ztrát je ale do 0,1 %. Může se tedy s dostatečnou přesností předpokládat stejná hodnota pro všechny poloměry. Z čehož vyplývá i stejný průtok všemi trubkami v souladu s nastavenými předpoklady. Střední hodnota celkovému tlakovému spádu v trubkách $\overline{\Delta p_{in1,a}}$ odpovídá hodnotě:

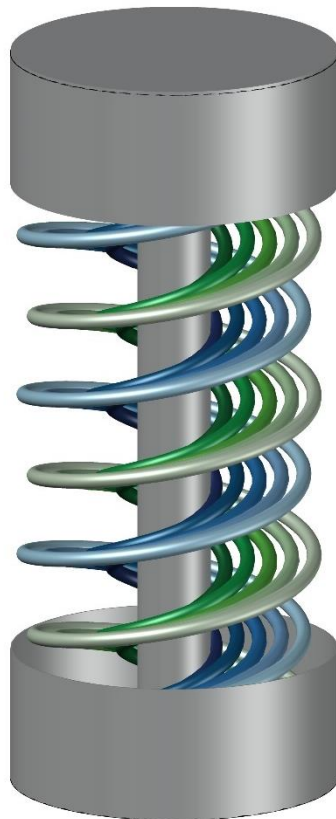
$$\overline{\Delta p_{in1,a}} = -4\,913,5 \text{ Pa}$$

5.7 Tepelný výměník s kondenzací v mezitrubkovém prostoru

Tepelné výměníky s kondenzací v mezitrubkovém prostoru v současné době při průmyslových aplikacích převažují. Díky kondenzaci na vnější straně trubek odpadá problém s rozdílnou délkou trubek vinutých na různém poloměru a nedochází k výraznému dílčímu podchlazení kondenzované látky.

Chladicí médium bez fázové změny (dusík) má obecně v rámci výměníku menší entalpický spád a jeho hmotnostní tok musí být tudíž vyšší pro zachování platnosti bilanční rovnice. Průtočný průřez trubek je obecně menší než průtočný průřez v mezitrubkovém prostoru. Lze tedy očekávat potřebu návrhu výrazně vyšších rychlostí proudění. Vysoké budou rovněž hodnoty parametrů s rychlostí proudění spojených, především tlakového spádu.

Pro maximalizaci průtočného průřezu v trubkách, je tento výměník navrhnut s celkem 10 paralelně vedoucími spirálovitě vinutými trubkami. Trubky jsou uspořádané do dvoušroubovic na pěti různých poloměrech, podobně jako u předchozí varianty. Trubky se stejným poloměrem jsou navzájem posunuté o 90° (viz obr. č. 18). Přívodní a odvodní trubky do spirálovité části jsou vedeny čelními podstavami souběžně s osou výměníku.



Obr. č. 18 – Model tepelného výměníku s kondenzací v mezitrubkovém prostoru. Chladicí kapalina proudí v 10 trubkách uspořádaných jako dvoušroubovice na pěti různých poloměrech vinutí. Šroubovice se stejnou fází vinutí jsou zobrazeny v odstínech modré, respektive zelené barvy.

Poloměr vinutí jednotlivých trubek

| | | |
|---------------|------|-------------------------|
| r_{m_b} [m] | 0,05 | vnitřní poloměr nádrže |
| r_{1_b} [m] | 0,07 | L_{tr1_b}, L_{tr6_b} |
| r_{2_b} [m] | 0,10 | L_{tr2_b}, L_{tr7_b} |
| r_{3_b} [m] | 0,13 | L_{tr3_b}, L_{tr8_b} |
| r_{4_b} [m] | 0,16 | L_{tr4_b}, L_{tr9_b} |
| r_{5_b} [m] | 0,19 | L_{tr5_b}, L_{tr10_b} |
| r_{0_b} [m] | 0,22 | vnější poloměr mandrelu |

Tabulka č. 19 – Návrhový poloměr vinutí jednotlivých spirálovitých trubek v řešené konfiguraci medií (dusík v trubkách).

V rámci práce jsou proměnné vztažené na tento typ výměníku označeny indexem b , respektive příponou $-b$ v indexu.

5.7.1 Parametry pracovních medií

Vstupní a výstupní parametry metanu jsou stejné jako v předchozí konfiguraci. [22]

$$T_{M1} = f(p_M, \chi_1 = 1) = -123,01 \text{ °C}$$

$$h_{M1} = f(p_M, T_{M1}) = -353,3 \frac{\text{kJ}}{\text{kg}}$$

Entalpie kapalného metanu na výstupu při teplotě T_{M1} odpovídá: [22]

$$h_{M2} = f(p_M, \chi_2 = 0) = -775,8 \frac{\text{kJ}}{\text{kg}}$$

Vstupní entalpii dusíku h_{N1} při T_{N1} a tlaku p_N [22] je rovněž stejná jako u předchozí varianty, odpovídá hodnotě:

$$h_{N1} = f(p_N, T_{N1}) = 86,69 \frac{\text{kJ}}{\text{kg}}$$

Stejně jako v předchozí konfiguraci je i zde s ohledem na nižší entalpický spád dusíku zvolena vyšší hodnota hmotnostního toku dusíku \dot{m}_{N_b} oproti zadané hodnotě hmotnostního toku metanu \dot{m}_M . Páry dusíku v této konfiguraci proudí v trubkách, průtočný průřez je výrazně menší než v případě mezitrubkového prostoru i přes dvoušroubovicové uspořádání s celkem deseti paralelně umístěnými trubkami. S ohledem na minimalizaci tlakových ztrát je volena oproti předchozí variantě \dot{m}_{N_a} nižší hodnota hmotnostního toku \dot{m}_{N_b} . Hodnota je dostačující pro zajištění teplotního spádu i na konci výměníku.

$$\dot{m}_{N_b} = 0,77 \frac{\text{kg}}{\text{s}}$$

Ze sestavené bilanční rovnice získáme výstupní hodnotu entalpie dusíku h_{N2_b} .

$$\dot{m}_M \cdot (h_{M1} - h_{M2_b}) = \dot{m}_{N_b} \cdot (h_{N2_b} - h_{N1})$$

$$h_{N2_b} = \frac{\dot{m}_M \cdot (h_{M1} - h_{M2_b})}{\dot{m}_{N_b}} - h_{N1}$$

$$h_{N2_b} = \frac{0,083 \cdot (-771,8 - (-356,1))}{0,77} - 86,69$$

$$h_{N2_b} = 131,5 \frac{\text{kJ}}{\text{kg}}$$

Pro příslušný tlak p_N odpovídá hodnota výstupní teploty dusíku T_{N2} . [22]

$$T_{N2_b} = f(p_N, h_{N2_b}) = -141,3 \text{ °C}$$

Střední teplota v pracovním rozsahu teplot je:

$$T_{Nm_b} = \frac{T_{N1} + T_{N2_b}}{2} = \frac{-180 - 141,6}{2} = -160,8 \text{ °C}$$

Při této teplotě dusíku byly určena tepelná vodivost, dynamická viskozita a hustota. Jako hodnota Prandltova čísla je používána střední hodnota v pracovním intervalu teplot.

Fyzikální parametry dusíku

| při střední teplotě T_{Nm_b} / střední hodnota v pracovním intervalu teplot | |
|---|-----------------------|
| λ_{Nm_b} [W/m · K] | $1,131 \cdot 10^{-2}$ |
| μ_{Nm_b} [Pa · s] | $7,987 \cdot 10^{-6}$ |
| ρ_{Nm_b} [kg/m ³] | 14,07 |
| Pr_{AVG_b} [-] | 0,8367 |

Tabulka č. 20 – Fyzikální parametry dusíku v rozsahu provozních stavů výměníku. [22]

Rozsah pracovních teplot je v této konfiguraci stejný jako v předchozí s kondenzací v trubkách. Používají se tedy stejné hodnoty fyzikálních parametrů, vstupní hodnoty média s indexem $M1$ a výstupní s indexem $M2$.

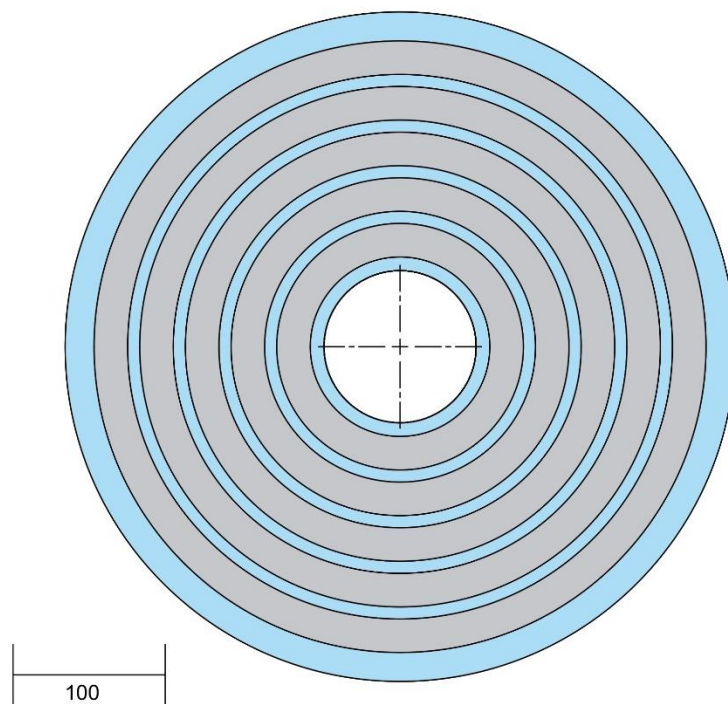
Fyzikální parametry metanu

| na vstupu T_{M1} | | na výstupu T_{M2} | |
|----------------------------------|-----------------------|----------------------------------|-----------------------|
| λ_{M1} [W/m · K] | 0,0189 | λ_{M2} [W/m · K] | 0,1331 |
| μ_{M1} [Pa · s] | $5,758 \cdot 10^{-5}$ | μ_{M2} [Pa · s] | $6,333 \cdot 10^{-6}$ |
| ρ_{M1} [kg/m ³] | 15,51 | ρ_{M2} [kg/m ³] | 361,7 |
| Pr_{M1} [-] | 0,9651 | Pr_{M2} [-] | 1,727 |

Tabulka č. 21 – Fyzikální parametry metanu odpovídající provozním stavům výměníku. [22]

5.7.2 Tepelný výpočet mezitrubkového prostoru

Tekutina v mezitrubkovém prostoru proudí ve směru vlnití spirál (shora dolů), v ose výměníku, stejně jako u varianty s kondenzací v trubkách. Minimální průtočný průřez mezitrubkového prostoru S_{out_b} je dán součtem identické plochy mezikruží mezi pláštěm, jednotlivými trubkami a mandrelem.



Obr. č. 19 – Řez tepelným výměníkem v rovině kolmé na osu výměníku. Mezitrubkový prostor je znázorněn modrou barvou, jednotlivé spirálovité trubky pak šedou.

$$S_{out_b} = \pi \cdot \left[r_{0_b}^2 + \sum_{x=1}^5 \left(r_{x_b} - \frac{d_{in}}{2} \right)^2 - \sum_{x=1}^5 \left(r_{x_b} + \frac{d_{in}}{2} \right)^2 - r_{m_b}^2 \right]$$

$$S_{out_b} = \pi \cdot [0,22^2 + 0,078 - 0,108 - 0,05^2]$$

$$S_{out_b} = 0,050 \text{ m}^2$$

Měrný hmotnostní tok je dán podílem hmotnostního toku metanu a průtočné plochy.

$$G_{out_b} = \frac{\dot{m}_M}{S_{out_b}}$$

$$G_{out_b} = \frac{0,0833}{0,05}$$

$$G_{out_b} = 1,67 \frac{kg}{m^2 \cdot s}$$

Reynoldsovo číslo je stanoveno pro médium v kapalně fázi, se střední hodnotou dynamické viskozity μ_{Mm} . Použitý charakteristický rozměr odpovídá vnějšímu průměru trubky d_{out} . [17]

$$Re_{out_b} = \frac{G_{out_b} \cdot d_{out}}{\mu_{Mm}}$$

$$Re_{out_b} = \frac{1,67 \cdot 0,022}{3,20 \cdot 10^{-5}}$$

$$Re_{out_b} = 1136$$

Při vysokorychlostním prouděním plynného média svazkem kondenzačních trubek je intenzita tepelného přenosu ovlivňována především povrchovým smykovým třením mezi kondenzátem a plynnou složkou a taktéž efektem separace páry, která vytváří mezní nepohyblivou vrstvu.

Pro případ, kdy je nezanedbatelná, jak rychlost proudění par metanu v mezitrubkovém prostoru, tak gravitační působení na stékající film kondenzátu, lze použít následující vztah pro výpočet Nusseltova čísla. [5] Tento konzervativní vztah zohledňuje skutečnost, že míra separace páry není stejná po celém obvodu trubky. V oblasti zákrytu proudění samotnou trubkou nabývá nepohyblivá mezní vrstva větší tloušťky. Použitý empirický model počítá s nulovým tepelným přenosem od místa zahájení tvorby kapalného filmu, tj. při obvodovém úhlu 82° od nulové osy ve směru proudění plynného média. [5]

$$Nu_{out_b} = 0,416 \cdot Re_{out_b}^{0,5} \cdot \sqrt{1 + \sqrt{1 + 9,47 \cdot F}}$$

Kde F je dán následujícím výrazem. [5] Veličina l_M vyjadřuje latentní teplo fázové změny metanu a T_w je střední teplota stěny trubky. [5]

$$F = \frac{g \cdot d_{out} \cdot \mu_{M2} \cdot l_M}{\mu_{M1}^2 \cdot \lambda_{M2} \cdot (|T_w - T_{M2}|)}$$

Veličina l_M vyjadřuje latentní teplo fázové změny metanu:

$$l_M = (h_{1M} - h_{2M}) = -353,3 - (-775,8) = 422,5 \text{ kJ/kg}$$

Dosazením číselných hodnot do vztahu pro F odpovídá:

$$F = \frac{9,98 \cdot 0,02 \cdot 6,33 \cdot 10^{-6} \cdot 422,5}{5,756 \cdot 10^{-5^2} \cdot 0,1331 \cdot (|-125 + 148|)} = 55\,988$$

Pro Nusseltovo číslo pak vyčíslená rovnice vypadá následovně:

$$Nu_{out_b} = 0,416 \cdot 1136^{0,5} \cdot \sqrt{1 + \sqrt{1 + 9,47 \cdot 55\,988}}$$

$$Nu_{out_b} = 378,7$$

Součinitel přestupu tepla je počítán z definičního vztahu pro Nusseltovo číslo:

$$\alpha_{out1_b} = \frac{Nu_{out_b} \cdot \lambda_{M2}}{d_{out}}$$

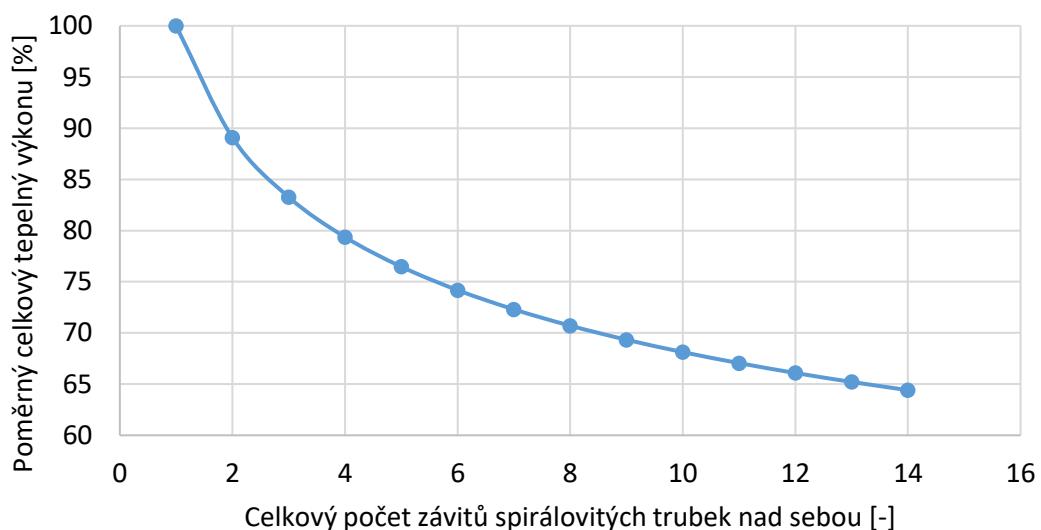
$$\alpha_{out1_b} = \frac{378,7 \cdot 0,133}{0,022}$$

$$\alpha_{out1_b} = 2\,289,1 \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \cdot \text{K}}$$

Takto vypočítaný součinitel přestupu tepla popisuje kondenzaci na jediné samostatné horizontální trubce. V případě umístění trubek ve svazku hraje významnou roli stékání kondenzátu na spodní trubky, kde zvětšuje tloušťku filmu a zhoršuje přenos tepla. Prvotně vypočítaná hodnota platí pouze pro první závit trubky.

V případě dalších závitů se tepelný tok zmenšuje, hodnotu součinitele přestupu tepla α_{outNb} pro N závit lze popsat následující rovnicí. [5]

$$\frac{\alpha_{outNb}}{\alpha_{out1_b}} = N^{\frac{5}{6}} - (N - 1)^{\frac{5}{6}}$$



Graf č. 10 – Empiricky stanovený [5] pokles výkonu kondenzátoru vlivem stékání kondenzátu.

Pro účely tepelného výpočtu výměníku je použit aritmetický průměr součinitelů přestupu tepla na všech závitech obou spirálovitých trubek stejného poloměru vinutí. S ohledem na shodné hydraulické parametry těchto trubek a paralelní uspořádání toku trubkového média jsou uvažovány jako jedna teplosměnná plocha o $2 \cdot N_{zav_b}$ závitech. Rovnici řešíme iteračně.

$$\alpha_{outT_b} = \alpha_{out1_b} \cdot \frac{\sum_{N=1}^{2 \cdot N_{zav_b}} \left[N^{\frac{5}{6}} - (N-1)^{\frac{5}{6}} \right]}{2 \cdot N_{zav_b}}$$

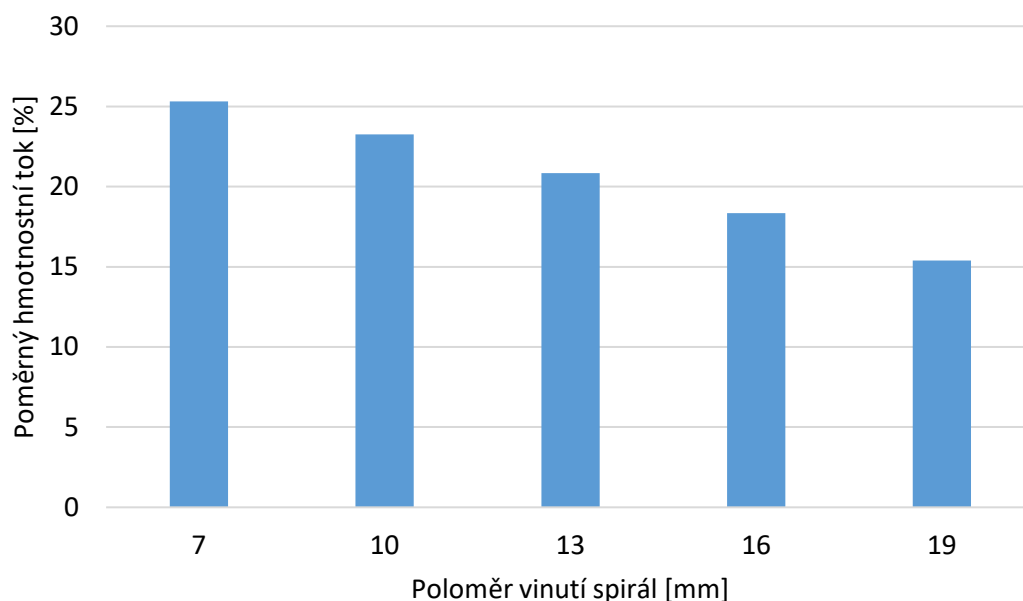
$$\alpha_{outT_b} = 2289,1 \cdot \frac{5,66}{8} = 1\,619,5 \frac{W}{m^2 \cdot K}$$

5.7.3 Tepelný výpočet trubkového prostoru

Tepelný tok z vnitřní strany trubek je řešen zvlášť pro každou z celkem 10 navrhovaných trubek. Reálný tok na jednotlivých trubkách se bude lišit a záviset především na délce dané trubky. Pro účely prvního přiblížení a stanovení přibližných hodnot parametrů se zavádí předpoklad rovnoměrného tepelného toku pro všechny trubky, tepelný tok jednou trubkou bude tedy roven q_{pb_b} . Tato aproximace je použita pouze pro počáteční, orientační stanovení parametrů tepelného přenosu. Konečná tepelná bilance výměníku je stanovena nezávisle.

$$q_{pb_b} = \frac{q}{10} = \frac{-35\,220}{10} = -3\,522 \text{ W}$$

Skutečný hmotnostní tok trubkou je závislý na délce trubky, tzn. že pro každou spirálu vinutou na různém poloměru nabývá různých hodnot, tak že při vyústění je tlakový spád ve všech trubkách stejný. Numerickým výpočtem bylo určeno rozdělení hmotnostního toku a vypočtené příslušné hodnoty měrného hmotnostního toku jednotlivými trubkami.



Graf č. 11 – Rozložení hmotnostního toku dusíku do jednotlivých trubek. Hodnoty byly určeny iteračním výpočtem.

| Poloměr vinutí [mm] | | Poměrný hmotnostní tok [%] | Skutečný hmotnostní tok $\left[\frac{kg}{s}\right]$ | | Skutečný měrný hmotnostní tok $\left[\frac{kg}{m^2 \cdot s}\right]$ | |
|------------------------|----|----------------------------------|--|-------|--|--------|
| $r_{1,b}$ | 7 | 25,32 | \dot{m}_{N1} | 0,082 | $G_{in1,b}$ | 262,07 |
| $r_{2,b}$ | 10 | 23,26 | \dot{m}_{N2} | 0,076 | $G_{in2,b}$ | 240,70 |
| $r_{3,b}$ | 13 | 20,83 | \dot{m}_{N3} | 0,068 | $G_{in3,b}$ | 215,63 |
| $r_{4,b}$ | 16 | 18,35 | \dot{m}_{N4} | 0,060 | $G_{in4,b}$ | 189,90 |
| $r_{5,b}$ | 19 | 15,38 | \dot{m}_{N5} | 0,050 | $G_{in5,b}$ | 159,23 |

Tabulka č. 22 – Hodnoty hmotnostního toku a měrného hmotnostního toku dusíku jednotlivými trubkami.

Měrný hmotnostní tok v trubkách byl vypočítán pomocí rovnic uvedených níže.

$$G_{in1,b} = \frac{\dot{m}_{N1}}{\pi \cdot \frac{d_{in}^2}{4}}$$

$$G_{in2,b} = \frac{\dot{m}_{N2}}{\pi \cdot \frac{d_{in}^2}{4}}$$

⋮

$$G_{in5,b} = \frac{\dot{m}_{N5}}{\pi \cdot \frac{d_{in}^2}{4}}$$

Pro trubky vinuté na poloměru r_1 je měrný hmotnostní tok roven:

$$G_{in1,b} = \frac{0,082}{\pi \cdot \frac{0,02^2}{4}} = 262,07 \frac{kg}{m^2 \cdot s}$$

Reynoldsovo číslo pro proudění v trubkách se vypočítá na základě definičního vztahu. Pro jednotlivé poloměry vinutí odpovídají hodnoty:

$$Re_{in1,b} = \frac{G_{in1,b} \cdot d_{in}}{\mu_{Nm}}$$

$$Re_{in2,b} = \frac{G_{in2,b} \cdot d_{in}}{\mu_{Nm}}$$

⋮

$$Re_{in5,b} = \frac{G_{in5,b} \cdot d_{in}}{\mu_{Nm}}$$

Číselným dosazením pro Re_{in1_b} dostáváme hodnotu:

$$Re_{in1_b} = \frac{262,07 \cdot 0,02}{7,987 \cdot 10^{-6}} = 673\,875$$

| Poloměr vinutí trubky | | Reynoldsovo číslo |
|-----------------------|--------------|-------------------|
| r_{1_b} | Re_{in1_b} | 673 875 |
| r_{2_b} | Re_{in2_b} | 565 018 |
| r_{3_b} | Re_{in3_b} | 497 630 |
| r_{4_b} | Re_{in4_b} | 445 794 |
| r_{5_b} | Re_{in5_b} | 409 508 |

Tabulka č. 23 – Reynoldsovo číslo odpovídající proudění v jednotlivých trubkách.

Hodnota Nusseltova čísla je určena z kritériální rovnice, [15] oblast platnosti ($Re_{in_b} < 8 \cdot 10^5$) je ve shodě s vypočítanou hodnotou Re_{in_b} .

$$Nu_{inS1_b} = 0,023 \cdot Re_{in1_b}^{0,8} \cdot Pr_N^{0,33}$$

$$Nu_{inS2_b} = 0,023 \cdot Re_{in2_b}^{0,8} \cdot Pr_N^{0,33}$$

$$\vdots$$

$$Nu_{inS5_b} = 0,023 \cdot Re_{in5_b}^{0,8} \cdot Pr_N^{0,33}$$

Pro proudění v rovné trubce s prouděním ekvivalentnímu proudění v trubce vinuté na poloměru vinutí r_{1_b} je Nusseltovo číslo Nu_{inS1_b} rovno:

$$Nu_{inS1_b} = 0,023 \cdot 673\,875^{0,8} \cdot 0,837^{0,33} = 997,8$$

Ostatní hodnoty jsou uvedeny v tabulce č. 24 níže:

| Poloměr vinutí trubky | | Nusseltovo číslo |
|-----------------------|---------------|------------------|
| r_{1_b} | Nu_{inS1_b} | 997,8 |
| r_{2_b} | Nu_{inS2_b} | 866,6 |
| r_{3_b} | Nu_{inS3_b} | 782,9 |
| r_{4_b} | Nu_{inS4_b} | 716,9 |
| r_{5_b} | Nu_{inS5_b} | 669,9 |

Tabulka č. 24 – Hodnota Nusseltova čísla pro přestup tepla z vnitřní strany trubek.

Součinitel přestupu tepla na vnitřní straně rovné trubky se vypočítá z následujícího vztahu.

$$\alpha_{inS1_b} = \frac{Nu_{inS1_b} \cdot \lambda_N}{d_{in}}$$

$$\alpha_{inS2_b} = \frac{Nu_{inS2_b} \cdot \lambda_N}{d_{in}}$$

$$\vdots$$

$$\alpha_{inS5_b} = \frac{Nu_{inS5_b} \cdot \lambda_N}{d_{in}}$$

Pro přestup tepla z trubky na poloměru r_{1_b} to odpovídá:

$$\alpha_{inS1_b} = \frac{997,8 \cdot 1,13 \cdot 10^{-2}}{0,02} = 564,2 \text{ W/m}^2 \cdot \text{K}$$

| Poloměr vinutí | Součinitel přestupu tepla [W/m ² · K] |
|----------------|--|
| r_{1_b} | α_{inS1_b} 564,2 |
| r_{2_b} | α_{inS2_b} 490,2 |
| r_{3_b} | α_{inS3_b} 442,7 |
| r_{4_b} | α_{inS4_b} 405,4 |
| r_{5_b} | α_{inS5_b} 378,7 |

Tabulka č. 25 – Hodnota součinitele přestupu tepla z vnitřní strany trubky pro odpovídající proudění při předpokladu rovných trubek.

Pro výpočet součinitele přestupu tepla, který odpovídá spirálovitě zahnuté trubce využijeme korekční vztah dle Shah. [5] Hodnota je závislá na poloměru zakřivení trubky, získáme tedy pět různých hodnot, hodnota pro jednotlivé trubky dvoušroubovice je shodná.

$$\alpha_{inH1_b} = \alpha_{inS_b} \cdot \left(1 + 3,5 \cdot \frac{d_{in}}{2 \cdot r_{1_b}} \right)$$

$$\alpha_{inH2_b} = \alpha_{inS_b} \cdot \left(1 + 3,5 \cdot \frac{d_{in}}{2 \cdot r_{2_b}} \right)$$

$$\vdots$$

$$\alpha_{inH5_b} = \alpha_{inS_b} \cdot \left(1 + 3,5 \cdot \frac{d_{in}}{2 \cdot r_{5_b}} \right)$$

Číselným dosazením příslušných hodnot pro α_{inH1_b} , který přísluší trubkám vinutých na poloměru r_{1_b} odpovídá:

$$\alpha_{inH1_b} = 564,2 \cdot \left(1 + 3,5 \cdot \frac{0,02}{2 \cdot 0,07}\right) = 846,3 \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \cdot \text{K}}$$

| Poloměr vinutí | Součinitel přestupu tepla [W/m ² · K] | |
|----------------|--|-------|
| r_{1_b} | α_{inH1_b} | 846,2 |
| r_{2_b} | α_{inH2_b} | 661,5 |
| r_{3_b} | α_{inH3_b} | 561,8 |
| r_{4_b} | α_{inH4_b} | 494,4 |
| r_{5_b} | α_{inH5_b} | 448,5 |

Tabulka č. 26 – Součinitel přestupu tepla z vnitřní strany trubky korigován s ohledem na zahrnutí spirálovitého vinutí.

5.7.4 Výpočet celkového tepelného toku

Návrhový střední logaritmický spád $LMTD_b$ je počítán jako u souproutého výměníku se zavedením korekčního faktoru $F_H = 0,99$. [18] Není uvažováno žádné podchlazení metanu pod teplotu kondenzace.

$$LMTD_b = \frac{(T_{M1} - T_{N1}) - (T_{M2} - T_{N2_b})}{\ln\left(\frac{T_{M1} - T_{N1}}{T_{M2} - T_{N2_b}}\right)} \cdot F_H$$

$$LMTD_b = \frac{(-124 - (-180)) - 124 - (-141,3)}{\ln\left(\frac{-124 - (-180)}{-124 - (-141,3)}\right)} \cdot 0,99$$

$$LMTD_b = 32,84 \text{ °C}$$

Koeficient prostupu tepla se určí na základě vypočítaných hodnot pro všechny varianty poloměru zakřivení trubky.

$$k_{1_b} = \frac{2 \cdot \pi}{\frac{1}{\alpha_{outT_b} \cdot d_{out}} + \ln\left(\frac{d_0}{d_{in}}\right) \cdot \lambda_C^{-1} + \frac{1}{\alpha_{inH1_b} \cdot d_{in}}}$$

$$k_{2_b} = \frac{2 \cdot \pi}{\frac{1}{\alpha_{outT_b} \cdot d_{out}} + \ln\left(\frac{d_0}{d_{in}}\right) \cdot \lambda_C^{-1} + \frac{1}{\alpha_{inH2_b} \cdot d_{in}}}$$

⋮

$$k_{5_b} = \frac{2 \cdot \pi}{\frac{1}{\alpha_{outT_b} \cdot d_{out}} + \ln\left(\frac{d_0}{d_{in}}\right) \cdot \lambda_C^{-1} + \frac{1}{\alpha_{inH_b} \cdot d_{in}}}$$

Číselným dosazení odpovídajících hodnot pro k_{1_b} trubek vinutých na poloměru r_{1_b} dostáváme:

$$k_{1_b} = \frac{2 \cdot \pi}{\frac{1}{1620 \cdot 0,022} + \ln\left(\frac{0,022}{0,02}\right) \cdot 237^{-1} + \frac{1}{846 \cdot 0,02}} = 76,75 \frac{\text{W}}{\text{m} \cdot \text{K}}$$

| Poloměr vinutí | Součinitel prostupu tepla [W/m · K] | |
|----------------|-------------------------------------|-------|
| r_{1_b} | k_{1_b} | 76,75 |
| r_{2_b} | k_{2_b} | 64,93 |
| r_{3_b} | k_{3_b} | 57,7 |
| r_{4_b} | k_{4_b} | 52,39 |
| r_{5_b} | k_{5_b} | 48,63 |

Tabulka č. 27 – Součinitel prostupu tepla mezi vnitřním prostorem jednotlivých trubek a mezitrubkovým prostorem.

Střední návrhová délka trubky se stanoví pro q_{pb_b} a součinitel prostupu tepla na poloměru r_{3_b} , tj. k_{3_b} .¹

$$L_{tot_{nav_b}} = \frac{|q_{pb_b}|}{LMTD_b \cdot k_{3_b}}$$

$$L_{tot_{nav_b}} = \frac{|-3522|}{31,53 \cdot 57,7}$$

$$L_{tot_{nav_b}} = 1,94 \text{ m}$$

Návrhový počet závitů spirály se stanoví ze střední návrhové délky na poloměru r_{3_b} . Výška stoupání c_b je volena s cílem maximalizovat funkční délku vinutého potrubí při zachování dostatečného sklonu, hodnota $c_b = 0,09$ m přibližně zachovává geometrickou podobnost výměníku s variantou -a.

$$n_{nav_b} = \frac{L_{tot_{nav_b}}}{\sqrt{(2 \cdot \pi \cdot r_{3_b})^2 + (2 \cdot c_b)^2}}$$

$$n_{nav_b} = \frac{1,94}{\sqrt{(2 \cdot \pi \cdot 0,13)^2 + (2 \cdot 0,09)^2}}$$

$$n_{nav_b} = 2,32$$

¹ Hodnota součinitele prostupu tepla $k_{3_b} = 57,7$ W/m · K přibližně odpovídá aritmetickému průměru součinitelů prostupu tepla na všech pěti poloměrech $\frac{\sum_{x=1}^5 k_{x_b}}{5} = 60,1$ W/m · K.

Na základě vypočítané hodnoty návrhového počtu závitů byl zvolen skutečný počet závitů n_b . Ověřovacím výpočtem je pak stanoven celkový výkon výměníku.

$$n_b = 4$$

Délka každé trubky na daném poloměru vinutí je rovna (každé trubky dvoušroubovice):

$$L_{tot1_b} = n_b \cdot \sqrt{(2 \cdot \pi \cdot r_{r1_b})^2 + (2 \cdot c_b)^2}$$

$$L_{tot2_b} = n_b \cdot \sqrt{(2 \cdot \pi \cdot r_{r2_b})^2 + (2 \cdot c_b)^2}$$

$$\vdots$$

$$L_{tot5_b} = n_b \cdot \sqrt{(2 \cdot \pi \cdot r_{r5_b})^2 + (2 \cdot c_b)^2}$$

Pro trubku vinutou na poloměru r_1 dostáváme délku L_{tot1_b} :

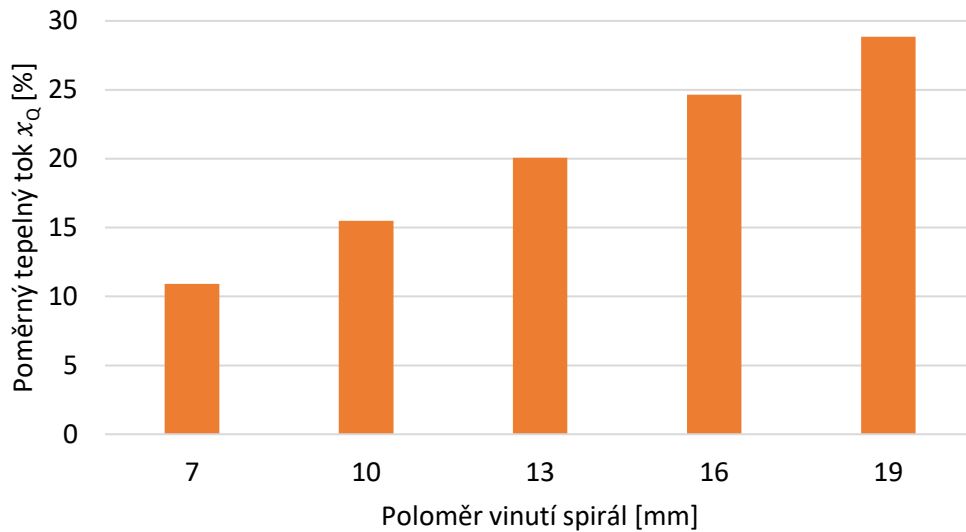
$$L_{tot1_b} = 4 \cdot \sqrt{(2 \cdot \pi \cdot 0,07)^2 + (2 \cdot 0,09)^2} = 1,9 \text{ m}$$

| Poloměr vinutí | Délka trubky [m] |
|----------------|-------------------|
| r_{1_b} | L_{tot1_b} 1,90 |
| r_{2_b} | L_{tot2_b} 2,54 |
| r_{3_b} | L_{tot3_b} 3,29 |
| r_{4_b} | L_{tot4_b} 4,04 |
| r_{5_b} | L_{tot5_b} 4,73 |

Tabulka č. 28 – Délky jednotlivých spirálovitě zahnutých potrubí v navrhovaném tepelném výměníku.

Samotný tepelný výměník není navržen pro dosažení termodynamicky rovnovážného stavu mezi médii. Pro vysokou prostorovou účinnost je žádoucí dostatečný teplotní spád i na vyústění. S ohledem na rozdílnou délku trubek vinutých na různých poloměrech, lze předpokládat i rozdílnou výstupní teplotu média v trubkách, dusíku.

Tepelný tok stěnou trubky je přímo úměrný její délce, rozložení v rámci navrhované konfigurace výměníku je znázorněno v následujícím grafu č. 12:



Graf č. 12 – Poměrný tepelný tok jednotlivých trubek výměníku. Rozložení bylo určeno na základě předpokladu přímé závislosti tepelného toku na délce trubky.

Vyjádřením středního logaritmického spádu z návrhové rovnice výměníku pro každý poloměr vinutí dostáváme soustavu rovnic. Tepelný tok jednotlivými trubkami je vyjádřen výše znázorněným poměrným zastoupením x_{Q1_b} až x_{Q5_b} .

$$LMTD'_{1_b} = \frac{x_{Q1_b}}{k_{1_b} \cdot L_{tot1_b}}$$

$$LMTD'_{2_b} = \frac{x_{Q2_b}}{k_{2_b} \cdot L_{tot2_b}}$$

$$\vdots$$

$$LMTD'_{3_b} = \frac{x_{Q5_b}}{k_{5_b} \cdot L_{tot5_b}}$$

Soustava pěti rovnic obsahuje pět neznámých a má tedy nekonečně mnoho řešení. Dosazením návrhového středního logaritmického spádu na střední poloměr vinutí r_3 dostane soustava právě jedno řešení. Střední logaritmický spád byl oproti výše uvedené verzi $LMTD_b$ korigován na verzi $LMTD'_{x_b}$ s ohledem na předdimenzování výměníku ($n_b > n_{nav_b}$), kdy skutečná výstupní teplota metanu T_{M2r_b} je nižší než teplotu kondenzační T_{M2} . Teplota T_{M2r_b} byla určena zpětně iteračním výpočtem.

$$T_{M2r_b} = -136,5 \text{ °C}$$

Korigovaný střední logaritmický spád $LMTD'_{3_b}$, pro poloměr vinutí r_{3_b} odpovídá:

$$LMTD'_{3_b} = \frac{(T_{M1} - T_{N1}) - (T_{M2r_b} - T_{N2})}{\ln\left(\frac{T_{M1} - T_{N1}}{T_{M2r_b} - T_{N2}}\right)} \cdot F_H$$

$$LMTD'_{3,b} = \frac{(-124 - (-180)) - (-136,5 - (-141,3))}{\ln\left(\frac{-124 - (-180)}{-136,5 - (-141,3)}\right)} \cdot 0,99$$

$$LMTD'_{3,b} = 20,49 \text{ K}$$

Řešením soustavy rovnic vyjadřující jednotlivé skutečné střední logaritmické teplotní spády dostáváme následující hodnoty:

| Poloměr vinutí | Střední logaritmický teplotní spád [K] | |
|----------------|--|-------|
| $r_{1,b}$ | $LMTD'_{1,b}$ | 15,40 |
| $r_{2,b}$ | $LMTD'_{2,b}$ | 18,21 |
| $r_{3,b}$ | $LMTD'_{3,b}$ | 20,49 |
| $r_{4,b}$ | $LMTD'_{4,b}$ | 22,57 |
| $r_{5,b}$ | $LMTD'_{5,b}$ | 24,31 |

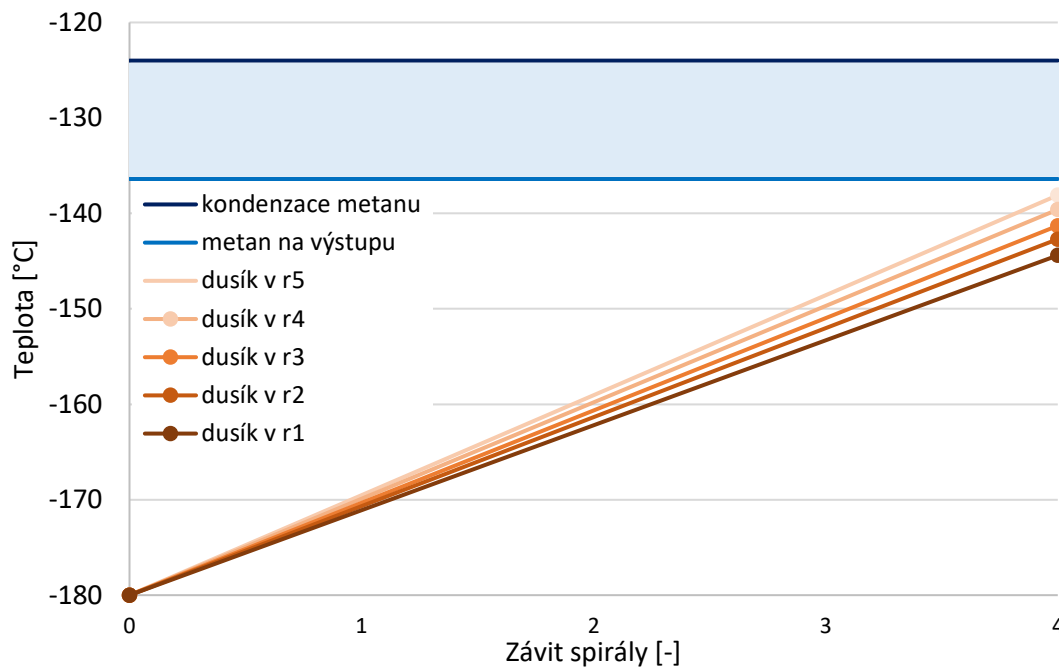
Tabulka č. 29 – Skutečný střední teplotní logaritmický spád jednotlivých trubek určen na základě iteračního výpočtu výstupní teploty metanu.

Vyjádřením ze středních logaritmických spádu jsou získány výstupní teploty dusíku v jednotlivých trubkách. Vyjádření bylo provedeno numericky.

| Poloměr vinutí | Střední logaritmický teplotní spád [K] | |
|----------------|--|--------|
| $r_{1,b}$ | $T_{Nout1,b}$ | -138,1 |
| $r_{2,b}$ | $T_{Nout2,b}$ | -139,6 |
| $r_{3,b}$ | $T_{Nout3,b}$ | -141,3 |
| $r_{4,b}$ | $T_{Nout4,b}$ | -142,7 |
| $r_{5,b}$ | $T_{Nout5,b}$ | -144,4 |

Tabulka č. 30 – Skutečné výstupní teploty dusíky z jednotlivých trubek. Teploty byly určeny iteračním výpočtem.

Celková tepelná bilance v tomto uspořádání je znázorněna v následujícím grafu č. 13 tepelné bilance. Závislost teploty metanu v závislosti na závitě spirály je vyjádřena formou obdélníkové plochy v celém rozsahu teplot metanu a rozměru výměníku pro fyzikální charakter kondenzace, která probíhá na celé vnější ploše trubek.



Graf č. 13 – Teplotní bilance navrhovaného výměníku. Teplota metanu v závislosti na poloze v rámci výměníku je znázorněna formou pole hodnot s ohledem na fyzikální charakter teplosměnných procesů.

Tepelný výkon jednotlivých setů trubek (vždy na daném poloměru) pak odpovídá:

$$q_{R1_b} = 2 \cdot L_{tot1_b} \cdot k_{1_b} \cdot LMTD'_{1b}$$

$$q_{R2_b} = 2 \cdot L_{tot2_b} \cdot k_{2_b} \cdot LMTD'_{2b}$$

$$\vdots$$

$$q_{R5_b} = 2 \cdot L_{tot5_b} \cdot k_{5_b} \cdot LMTD'_{5b}$$

$$q_{R1_b} = 2 \cdot 1,80 \cdot 76,75 \cdot 15,4 = 4\,255 \text{ W}$$

| Poloměr vinutí | Skutečný tepelný tok trubkou [W] | |
|----------------|----------------------------------|--------|
| r_{1_b} | q_{R1_b} | 4 255 |
| r_{2_b} | q_{R2_b} | 6 005 |
| r_{3_b} | q_{R3_b} | 7 779 |
| r_{4_b} | q_{R4_b} | 9 552 |
| r_{5_b} | q_{R5_b} | 11 184 |

Tabulka č. 31 – Skutečný tepelný tok stěnou jednotlivých trubek tepelného výměníku.

Celkový tepelný výkon Q_{tot_b} pak odpovídá součtu dílčích tepelných výkonů na jednotlivých setech.

$$Q_{tot_b} = \sum_{x=1}^5 q_{Rx_b}$$

$$Q_{tot_b} = 38\,778 \text{ W}$$

Při znalosti velikosti celkového tepelného toku lze určit výstupní entalpii metanu.

$$h_{M2_b} = h_{M1} - \frac{Q_{tot_b}}{\dot{m}_M}$$

$$h_{M2_b} = -353,3 - \frac{38,8}{0,083} = -820,3 \frac{\text{kJ}}{\text{kg} \cdot \text{K}}$$

Teplota metanu na výstupu z výměníku se stanoví ze znalosti tlaku p_M a vypočítané entalpie h_{M2_b} .

$$T_{M2_b} = f(p_M, h_{M2_b})$$

$$T_{M2_b} = -136,5 \text{ °C}$$

Odebrané teplo ku teplu latentnímu odpovídá dim_b a vyjadřuje předimenzovanost výměníku.

$$dim_b = \frac{Q_{tot_b}}{(h_{M1} - h_{M2}) \cdot \dot{m}_M}$$

$$dim_b = \frac{38,76}{(-353,3 - (-771,8)) \cdot 0,083}$$

$$dim_b = 1,145 \leftrightarrow 114,5 \%$$

Celková funkční výška výměníku je stanovena s ohledem na dvoušroubovicové uspořádání.

$$H_b = d_o + n_b \cdot 2 \cdot c_b$$

$$H_b = 0,022 + 4 \cdot 2 \cdot 0,09 = 0,75 \text{ m}$$

Pro zachování optimálních parametrů spirálovitého výměníku je doporučován poměr R_b výšky výměníku ku jeho šířce v rozmezí (2 – 2,5).

$$R_b = \frac{H_b}{2 \cdot r_{5_b}} = \frac{0,88}{2 \cdot 0,19} = 2,00$$

5.7.5 Tlakový spád mezitrubkového prostoru

Přívod metanu do mezitrubkového prostoru je realizován hrdlem o průměru $d_n = 0,60 \text{ mm}$. Stejným způsobem je navrhnut i vývod na druhé straně mezitrubkového prostoru.

Měrný hmotnostní tok, který prochází těmito hrdly je stejný a roven.

$$G_{tl,b} = \frac{\dot{m}_M}{\pi \cdot d_n^2} = \frac{4 \cdot 0,083}{\pi \cdot 0,6^2} = 0,29 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2 \cdot \text{s}}$$

Pro výpočet tlakových ztrát v hrdlech $\Delta p_{n,b}$ jsou použity hustoty metanu na vstupu ρ_{M1} a ρ_{M2} na výstupu, velikost dílčí tlakové ztráty v obou hrdlech dohromady pak je: [5]

$$\Delta p_{n,b} = \frac{1,5 \cdot G_{tl,b}^2}{2} \cdot \frac{\rho_{M1} + \rho_{M2}}{\rho_{M1} \cdot \rho_{M2}} = \frac{1,5 \cdot 2,3^2}{2} \cdot \frac{15,51 + 361,7}{15,51 \cdot 361,7} = 0,05 \text{ Pa}$$

V mezitrubkovém prostoru dochází ke kondenzaci metanu, proudění je tedy dvoufázové. Metan kondenzuje na vnějším povrchu trubek a odkapává dolů, jeho rozložení v objemu výměníku je tedy nerovnoměrné. Nelze s dostatečnou přesností využít homogenní model dvoufázového proudění.

Pro potřeby výpočtu byl využit model odděleného proudění Lockharta a Martineli. [20] Podle tohoto modelu, lze popsat tlakový spád třením při adiabatickém dvoufázovém proudění prostřednictvím proudění jednofázového zavedením Lockhart-Martinelliho parametru Φ . Dvoufázové adiabatické proudění (TP) pak je vyjádřeno z proudění syté kapaliny (L) tímto vztahem: [20]

$$\left(\frac{dp_f}{dL}\right)_{TP} = \Phi^2 \cdot \left(\frac{dp_f}{dL}\right)_L$$

Lockhart-Martinellův parametr pro kombinaci turbulentního proudění plynu a laminárního proudění kapaliny odpovídá následujícímu výrazu. [1]

$$\Phi = \sqrt{1 + \frac{10}{X} + \frac{1}{X^2}}$$

Druhá mocnina parametru X vyjadřuje poměr tlakové ztráty v plynné fázi a tlakové ztráty ve fázi kapalné. Pro účely výpočtu lze parametr X vyjádřit následujícím vztahem. [1]

$$X = \sqrt{\frac{C_L \cdot Re_{M1,b}^{0,25} \cdot \rho_{M1}}{C_G \cdot Re_{M2,b}^{0,25} \cdot \rho_{M2}} \cdot \left(\frac{1-\chi}{\chi}\right)^2}$$

Výraz $Re_{M1,b}$ vyjadřuje parciální Reynoldsovo číslo proudění plynné fáze. Veličina χ vyjadřuje aktuální suchost směsi fází.

$$Re_{M1,b} = \frac{D_{eq,b} \cdot \dot{m}_M \cdot \chi}{S_{out,b} \cdot \mu_{M1}}$$

$Re_{M2,b}$ popisuje parciální Reynoldsovo číslo proudění kapalné fáze.

$$Re_{M2,b} = \frac{D_{eq,b} \cdot \dot{m}_M \cdot (1-\chi)}{S_{out,b} \cdot \mu_{M2}}$$

S ohledem na aplikaci modelu pro konstrukci tepelného výměníku, nelze uvažovat proudění jako adiabatické. Hodnota suchosti par metanu v rámci výměníku není konstantní. Pro dané podmínky je dle Martinelliho a Nelsona nutné původní výraz upravit na níže uvedený vztah. [1]

$$\left(\frac{dp_f}{dL}\right)_{TP} = (1 - \chi)^{1,75} \cdot \Phi^2 \cdot \left(\frac{dp_f}{dL}\right)_L$$

Vynásobením obou stran rovnice diferenciálem dL dostáváme diferenciální rovnici, kdy pravá strana odpovídá výrazu pro tlakovou ztrátu. [1]

$$\Delta p_f = \left(\frac{dp_f}{dL}\right)_{TP} \cdot dL = \left(\frac{dp_f}{dL}\right)_L \cdot \int_1^0 (1 - \chi)^{1,75} \cdot \Phi^2 \cdot dL$$

Zavedením předpokladu rovnoměrné kondenzace po výšce výměníku lze provést substituci diferenciálu $d\chi$ za výraz dL . [1]

$$\frac{d\chi}{dL} = \frac{\chi_2 - \chi_1}{L} = \text{Const.}$$

Získáváme následující diferenciální rovnici s určitým integrálem. Spodní hranicí je počáteční stav se suchostí $\chi_1 = 1$ a horní hranicí suchost na výstupu $\chi_2 = 0$

$$\Delta p_f = \frac{L}{\chi_2 - \chi_1} \left(\frac{dp_f}{dL}\right)_L \cdot \int_1^0 (1 - \chi)^{1,75} \cdot \Phi^2 \cdot d\chi$$

Tlakový spád čisté kapaliny je řešen prostřednictvím Darcy-Weisbachovy rovnice. [1]

$$\left(\frac{dp_f}{dL}\right)_L = \frac{f_{L,b}}{2 \cdot \rho_{M2} \cdot D_{eq,b}} \cdot \left(\frac{\dot{m}_M}{S_{out,b}}\right)^2$$

Pro určení hodnoty součinitele tření byl použit vztah: [15]

$$f_{L,b} = e^{[0,576 - 0,19 \cdot \ln(\overline{Re}_{M2})]}$$

$$f_{L,b} = e^{[0,576 - 0,19 \cdot \ln(64290)]} = 0,217$$

Ekvivalentní průměr $D_{eq,b}$ vypočítáme prostřednictvím objemu mezitrubkového prostoru výměníku $V_{shell,b}$. [5]

$$V_{shell,b} = \pi \cdot (r_{ob}^2 - r_{m,b}^2) \cdot H_b - \pi \cdot \frac{d_{out}^2}{4} \cdot (L_{tot1,b} + L_{tot2,b} + \dots + L_{tot5,b})$$

$$V_{shell,b} = \pi \cdot (0,22^2 - 0,05^2) \cdot 0,75 - \pi \cdot \frac{0,022^2}{4} \cdot (33,02)$$

$$V_{shell_b} = 0,096 \text{ m}^3$$

Vztah pro D_{eq_b} je pak roven: [5]

$$D_{eq_b} = \frac{4 \cdot V_{shell_b}}{2 \cdot 2 \cdot \pi \cdot (r_{1b} + r_{2b} + r_{3b} + r_{4b} + r_{5b}) \cdot H_b}$$

$$D_{eq_b} = \frac{0,096}{\pi \cdot (0,07 + 0,10 + 0,13 + 0,16 + 0,19) \cdot 0,75}$$

$$D_{eq_b} = 0,063 \text{ m}$$

Výsledná hodnota tlakového spádu pro čistě kapalný metan je rovna:

$$\left(\frac{dp_f}{dL}\right)_L = \frac{0,217}{2 \cdot 361,7 \cdot 0,063} \cdot \left(\frac{0,083}{0,05}\right)^2$$

$$\left(\frac{dp_f}{dL}\right)_L = 0,0131 \text{ Pa}$$

Dosažením hodnoty do diferenciální rovnice a jejím numerickým řešením prostřednictvím programu MATLAB Online je získán tlakový spád třecích sil pro celý mezitrubkový prostor výměníku Δp_f .

$$\Delta p_f = \frac{0,89}{1} \cdot 0,0131 \cdot 179,43 = 2,09 \text{ Pa}$$

Další dílčí příspěvek ke tlakové ztrátě je tlaková ztráta změnou hybností Δp_m , ta je popsána parametrem Φ_{mom} : [1]

$$\Phi_{mom} = \frac{(1 - \chi_2)^2}{1 - \alpha_2} - \frac{(1 - \chi_1)^2}{1 - \alpha_1} + \rho_{M2} \cdot \left(\frac{\chi_2^2}{\alpha_2 \cdot \rho_{M1} \cdot \chi_2} - \frac{\chi_1^2}{\alpha_1 \cdot \rho_{M1} \cdot \chi_1} \right)$$

Výraz α vyjadřuje poměrné zastoupení příslušné fáze ve směsi. α_1 odpovídá plynnému stavu a α_2 kapalnému stavu. Toto poměrné zastoupení α je ve vřci Lockhart-Martinellovu parametru v následujícím vztahu: [1]

$$1 - \alpha = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{5}{X} + \frac{10}{X^2}}}$$

Pro X_1 a X_2 při okrajových podmínkách zkapalnění dostáváme následující řešení:

$$X_1 = \lim_{\chi_1 \rightarrow 1} \sqrt{\frac{C_L \cdot Re_{M1b}^{0,25} \cdot \rho_{M1} \cdot \left(\frac{1 - \chi_1}{\chi_1}\right)^2}{C_G \cdot Re_{M2b}^{0,25} \cdot \rho_{M2}}} = 0$$

$$X_2 = \lim_{\chi_2 \rightarrow 0} \sqrt{\frac{C_L \cdot Re_{M1b}^{0,25} \cdot \rho_{M1}}{C_G \cdot Re_{M2b}^{0,25} \cdot \rho_{M2}} \cdot \left(\frac{1 - \chi_2}{\chi_2}\right)^2} = \infty$$

Poměrná zastoupení jednotlivých fází α_1 a α_2 poté odpovídají:

$$\alpha_1(X_1) = \lim_{X_1 \rightarrow 0} \left(1 - \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{C}{X_1} + \frac{C}{X_1^2}}} \right) = 1 - \frac{1}{\sqrt{1 + \infty + \infty}} = 1$$

$$\alpha_2(X_2) = \lim_{X_2 \rightarrow \infty} \left(1 - \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{C}{X_2} + \frac{C}{X_2^2}}} \right) = 1 - \frac{1}{\sqrt{1 + 0 + 0}} = 0$$

Parametr tlakové ztráty změnou hybnosti Φ_{mom} je zjednodušen eliminací členů s nulovou velikostí.

$$\Phi_{mom} = \frac{(1 - 0)^2}{1 - 0} - \frac{(1 - 1)^2}{1 - 1} + \rho_{M2} \cdot \left(\frac{0^2}{0 \cdot \rho_{M2}} - \frac{1^2}{1 \cdot \rho_{M1}} \right) = 1 - \frac{\rho_{M2}}{\rho_{M1}}$$

$$\Phi_{mom} = 1 - \frac{361,7}{15,51} = -22,32$$

Hodnota tlakové ztráty Δp_{mom} je pak dána: [1]

$$\Delta p_m = \Phi_{mom} \cdot \frac{\dot{m}_M^2}{S_{out,b}^2 \cdot \rho_{M2}}$$

$$\Delta p_m = -22,32 \cdot \frac{0,0833^2}{0,043^2 \cdot 361,7} = -0,2316 \text{ Pa}$$

V případě vertikálně orientovaných výměníku je zásadní rovněž tlaková ztráta způsobena působením tíhových sil. Její příspěvek se vypočítá tímto způsobem: [1]

$$\Delta p_g = g \cdot (\rho_{M2} \cdot z_2 - \rho_{M1} \cdot z_1)$$

Kde z_1 a z_2 odpovídá vertikální poloze začátku, respektive konce výměníku a ρ_{ST} je střední hustota definována pomocí poměrného zastoupení příslušné fáze α_χ . [1]

$$\rho_{ST} = \rho_{M1} \cdot \alpha_\chi + \rho_{M2} \cdot (1 - \alpha_\chi)$$

V případě zavedení souřadného systému s nulovou osou zprotínající začátek výměníku (tj. $z_1 = 0$) dostáváme zjednodušený výraz:

$$\Delta p_g = g \cdot \rho_{ST} \cdot z_2 = g \cdot z_2 \cdot [\rho_{M1} \cdot \alpha_2 + \rho_{M2} \cdot (1 - \alpha_2)]$$

Dosažením příslušných hodnot a substitucí $-H_b$ za souřadnici z_2 dostáváme rovnici:

$$\Delta p_g = g \cdot (-H_b) \cdot \rho_{M2}$$

Vyčíslením získáme hodnotu Δp_g . S ohledem na koncepci výměníku s odvodem kondenzátu na spodní straně zařízení, působí tíhová síla ve směru požadovaného pohybu tekutiny. Tato parciální tlaková ztráta tak vychází záporně, jedná se o tlakový příspěvek.

$$\Delta p_g = 9,81 \cdot (-0,88) \cdot 361,7$$

$$\Delta p_g = -3122,48 \text{ Pa}$$

Tlaková ztráta mezitrubkového prostoru je dána součtem tlakové ztráty třením Δp_f , tlakové ztráty změnou hybnosti Δp_{mom} a tlakové ztráty působením tíhových sil Δp_g .

$$\Delta p_{out_b} = \Delta p_{n_b} + \Delta p_f + \Delta p_m + \Delta p_g$$

Celková tlaková ztráta v mezitrubkovém prostoru Δp_{out_b} vychází menší než nula. Při průchodu metanu výměníkem dochází nárůstu hodnoty tlaku (působením tíhového zrychlení). Médium proudí přirozeně bez nutnosti použití čerpadel.

$$\Delta p_{out_b} = 0,05 + 2,09 - 0,23 - 3122,48 = -3120,57 \text{ Pa}$$

5.7.6 Tlakový spád trubkového prostoru

Při panujícím jednofázovém proudění v trubkách jsou tlakové ztráty dány tlakovou ztrátou v počátečním a koncovém, kolenovém zakončení spirály a tlakovou ztrátou třením Δp_f v samotné spirále. Tlakovou ztrátu náhlým zúžením a rozšířením můžeme pro tento případ zanedbat jako blízkou nule.

Stejně jako při předchozí konfiguraci výměníku, předpokládáme u všech trubek stejný úhel ohnutí kolene 90° (viz obr. č. 17). Lokální hodnotu tlakové ztráty v kolenech na vstupu a výstupu do výměníku uvažujeme jako stejnou. Její sumu určíme prostřednictvím následujícího vztahu: [5]

$$\begin{aligned} \Delta p_{K1_b} &= K_{1_b} \cdot \frac{G_{in1_b}^2}{\rho_{Nm}} \\ \Delta p_{K2_b} &= K_{2_b} \cdot \frac{G_{in2_b}^2}{\rho_{Nm}} \\ &\vdots \\ \Delta p_{K5_b} &= K_{5_b} \cdot \frac{G_{in5_b}^2}{\rho_{Nm}} \end{aligned}$$

Kde K je koeficient celkové ztráty a lze jej vypočítat prostřednictvím vztahu: [5]

$$K_{x,b} = \frac{4 \cdot f_{Kx,b} \cdot \pi \cdot r_K}{2 \cdot d_{in}}$$

Pro hodnotu Reynoldsova čísla v rozmezí 10^5 až 10^7 nabývá součinitel tření $f_{Kx,b}$ hodnoty odpovídající následujícím výrazům pro jednotlivé trubky: [5]

$$f_{K1,b} = 0,0008 + 0,005525 \cdot Re_{in1,b}^{-0,237}$$

$$f_{K2,b} = 0,0008 + 0,005525 \cdot Re_{in2,b}^{-0,237}$$

$$\vdots$$

$$f_{K5,b} = 0,0008 + 0,005525 \cdot Re_{in5,b}^{-0,237}$$

| Poloměr vinutí trubky | Součinitel tření $f_{Kx,b}$ |
|-----------------------|-----------------------------|
| $r_{1,b}$ | $f_{K1,b}$ 0,00103 |
| $r_{2,b}$ | $f_{K2,b}$ 0,00104 |
| $r_{3,b}$ | $f_{K3,b}$ 0,00105 |
| $r_{4,b}$ | $f_{K4,b}$ 0,00105 |
| $r_{5,b}$ | $f_{K5,b}$ 0,00106 |

Tabulka č. 32 – Součinitel tření v kolenní pro odpovídající proudění v jednotlivých trubkách.

Při jednotném poloměru ohybu $r_K = 35 \text{ mm}$ dostáváme pro jednotlivé trubky následující hodnoty $K_{x,b}$:

| Poloměr vinutí | Koeficient celkové ztráty $K_{x,b}$ |
|----------------|-------------------------------------|
| $r_{1,b}$ | $K_{1,b}$ 0,0117 |
| $r_{2,b}$ | $K_{2,b}$ 0,0116 |
| $r_{3,b}$ | $K_{3,b}$ 0,0115 |
| $r_{4,b}$ | $K_{4,b}$ 0,0114 |
| $r_{5,b}$ | $K_{5,b}$ 0,0113 |

Tabulka č. 33 – Koeficient celkové ztráty v kolenní pro odpovídající proudění v jednotlivých trubkách.

Hodnota lokální tlakové ztráty pak nabývá na poloměru r_1 na hodnotě:

$$\Delta p_{K1,b} = 0,0117 \cdot \left(\frac{318,8}{14,51} \right)^2 = 81,95 \text{ Pa}$$

| Poloměr vinutí | Lokální tlaková ztráta v obou kolenech trubky [Pa] | |
|----------------|--|-------|
| $r_{1,b}$ | $\Delta p_{K1,b}$ | 81,95 |
| $r_{2,b}$ | $\Delta p_{K2,b}$ | 56,13 |
| $r_{3,b}$ | $\Delta p_{K3,b}$ | 43,15 |
| $r_{4,b}$ | $\Delta p_{K4,b}$ | 34,63 |
| $r_{5,b}$ | $\Delta p_{K5,b}$ | 29,22 |

Tabulka č. 34 – Lokální tlaková ztráta v obou kolenech pro trubky vinuté na jednotlivých poloměrech.

Tlaková ztráta způsoben třením v trubkách odpovídá následujícímu výrazu: [1]

$$\Delta p_{f1n} = f_{1,b} \cdot \frac{L_{tot1,b}}{d_o} \cdot \frac{G_{in1,b}^2}{2 \cdot \rho_N}$$

Kde $f_{1,b}$ je součinitel tření. Při plně rozvinutém turbulentním režimu proudění v hladkých trubkách jej lze určit pomocí rovnice níže. Empirický vztah byl testován do horní hranice Reynoldsova čísla $8 \cdot 10^5$, což je menší než nejmenší hodnota $Re_{inx,b}$: [16]

$$f_{1,b} = 0,00725 + \frac{0,076 \cdot C_{1,b}^{-0,25}}{\sqrt{\frac{r_{1,b}}{d_{in}}}}$$

Proměnná $C_{1,b}$ je rovna výrazu: [16]

$$C_{1,b} = Re_{in1,b} \cdot \left(\frac{2 \cdot r_{1,b}}{d_{in}} \right)^{-2}$$

Dosazením číselných hodnot pro poloměr vinutí $r_{1,b}$ dostáváme velikost koeficientu $C_{1,b}$:

$$C_{1,b} = 673\,875 \cdot \left(\frac{2 \cdot 0,07}{0,02} \right)^{-2} = 13\,752,55$$

Pro dílčí poloměry vinutí spirálovitých trubek je rovna následujícím hodnotám:

| Poloměr vinutí | Koeficient $C_{x,b}$ | |
|----------------|----------------------|--------|
| $r_{1,b}$ | $C_{1,b}$ | 13 753 |
| $r_{2,b}$ | $C_{2,b}$ | 6 837 |
| $r_{3,b}$ | $C_{3,b}$ | 3 562 |
| $r_{4,b}$ | $C_{4,b}$ | 2 107 |
| $r_{5,b}$ | $C_{5,b}$ | 1 373 |

Tabulka č. 35 – Hodnoty koeficientu $C_{x,b}$ figurující ve vztahu pro součinitel tření $f_{x,b}$ v trubkách.

Substitucí do výše uvedeného vztahu pro součinitel tření dostáváme výsledné hodnoty $f_{1,b}$ až $f_{5,b}$ uvedené v tabulce č. 36. Konkrétní dosazení číselných hodnot pro $f_{1,b}$ je následující:

$$f_{1,b} = 0,00725 + \frac{0,076 \cdot 13\,753^{-0,25}}{\sqrt{\frac{2 \cdot 0,07}{0,020}}} = 0,0099$$

| Poloměr vinutí | Součinitel tření $f_{x,b}$ | |
|----------------|----------------------------|--------|
| $r_{1,b}$ | $f_{1,b}$ | 0,0099 |
| $r_{2,b}$ | $f_{2,b}$ | 0,0100 |
| $r_{3,b}$ | $f_{3,b}$ | 0,0101 |
| $r_{4,b}$ | $f_{4,b}$ | 0,0102 |
| $r_{5,b}$ | $f_{5,b}$ | 0,0102 |

Tabulka č. 36 – Velikosti součinitele tření v trubce pro jednotlivé trubky.

Celková tlaková ztráta v trubkách způsobená třením je rovna hodnotám v tabulce č. 37. Vzorový výpočet pro Δp_{f1n} je uveden níže.

$$\Delta p_{f1n} = 0,099 \cdot \frac{1,79}{0,022} \cdot \frac{262,07^2}{2 \cdot 13,81} = 22\,032 \text{ Pa}$$

| Poloměr vinutí | | Celková tlaková ztráta [Pa] |
|----------------|-------------------|-----------------------------|
| $r_{1,b}$ | $\Delta p_{f1,b}$ | 22 032 |
| $r_{2,b}$ | $\Delta p_{f2,b}$ | 22 515 |
| $r_{3,b}$ | $\Delta p_{f3,b}$ | 22 763 |
| $r_{4,b}$ | $\Delta p_{f4,b}$ | 22 832 |
| $r_{5,b}$ | $\Delta p_{f5,b}$ | 22 430 |

Tabulka č. 37 – Velikost tlakové ztráty třením v jednotlivých trubkách.

Celková tlaková ztráta odpovídá součtu tlakové ztráty třením a ztrátám v hrdlech.

$$\Delta p_{inx,b} = \Delta p_{Kx,b} + \Delta p_{fx,b}$$

Číselně odpovídá na poloměru vinutí $r_{1,b}$ hodnotám:

$$\Delta p_{in1,b} = 81,95 + 22 \cdot 10^3 = 22,1 \text{ kPa}$$

| Poloměr vinutí | | Celková tlaková ztráta [Pa] |
|----------------|--------------------|-----------------------------|
| $r_{1,b}$ | $\Delta p_{in1,b}$ | 22 114 |
| $r_{2,b}$ | $\Delta p_{in2,b}$ | 22 571 |
| $r_{3,b}$ | $\Delta p_{in3,b}$ | 22 806 |
| $r_{4,b}$ | $\Delta p_{in4,b}$ | 22 864 |
| $r_{5,b}$ | $\Delta p_{in5,b}$ | 22 459 |

Tabulka č. 38 – Celková velikost tlakové ztráty v jednotlivých trubkách. Přibližně shodných hodnot, v souladu s hydromechanickými předpoklady, bylo docíleno komplexním iteračním výpočtem s vhodným rozložením hmotnostního toku do jednotlivých trubek.

S ohledem na paralelní zapojení trubek musí být tlakový spád u všech trubek shodný. Toho je docíleno nerovnoměrným rozložením průtoku v jednotlivých trubkách $G_{in1,b}$ až $G_{in5,b}$. Určení konkrétních hodnot bylo provedeno iteračně (viz předchozí části práce). Skutečně vypočítané odchylky tlakových ztrát jednotlivých trubek jsou do 2 %, absolutně ± 400 Pa.

$$\overline{\Delta p_{in,b}} = (22,56 \pm 0,4) \text{ kPa}$$

6 Diskuse

V praktické části práce byl navrhnout vícetrubkový spirálovitý výměník typu Giaque-Hampson pro zkapalňování zemního plynu s teplosměnnými médii v trubkách, respektive v mezitrubkovém prostoru. V rámci optimalizace byly řešeny možné konfigurace s kondenzací v trubkách nebo mezitrubkovém prostoru s cílem maximální prostorové úspory zařízení.

Tepelný výměník s kondenzací v trubkách

V první studované variantě proudí kondenzovaný metan v trubkách a je ochlazován plynným dusíkem v mezitrubkovém prostoru. V této konfiguraci dochází z hlediska hmotnostních toků médií k logickému rozdělení. Proudění dusíku je navrženo bez fázové změny, pro dosažení požadovaného entalpického spádu je nutný větší hmotnostní tok, který je veden větší průtočnou plochou mezitrubkového prostoru. Uspořádání je vhodné i z hlediska tlakového namáhání zařízení, tekutina s vyšším tlakem proudí v trubkách.

Výhody

- Jednodušší technická konstrukce zařízení, levnější výroba
- Menší silové namáhání zařízení tlakovými silami provozních médií

Nevýhody

- Nutnost výrazného podchlazení kapaliny v trubkách s větším poloměrem pro dosažení spolehlivého úplného zkapalnění ve všech paralelních trubkách

Tepelný výměník s kondenzací v mezitrubkovém prostoru

Další variantou je kondenzace v mezitrubkovém prostoru na vnější stěně trubek. Chladicí látka, plynný dusík, proudí v trubkách. Pro výrazně vyšší požadavky na hmotnostní tok dusíku je na pěti poloměrech vinutí vedeno celkem 10 trubek ve dvoušroubovici. Samotný tepelný výpočet je v této variantě složitější pro nemožnost použití některých aproximací, např. rovnoměrného rozložení tepelného toku všemi trubkami.

Výhody

- Vyšší hodnota součinitele přestupu tepla na vnější stěně trubky se zachováním vysoké hodnoty přestupu tepla na vnitřní straně. Celková hodnota součinitele přestupu tepla je vyšší.
- Kondenzace probíhá ve společné nádobě, při vhodně zvoleném odvodu kondenzátu na spodní straně nádoby stačí nižší podchlazení pro zajištění úplné kondenzace média na výstupu.

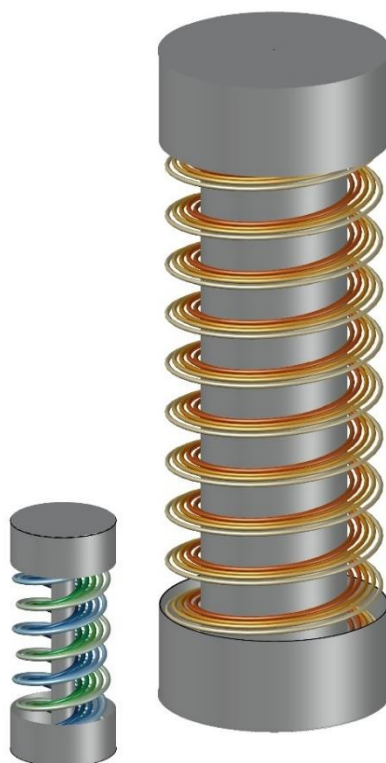
Nevýhody

- Vyšší tlakové ztráty v trubkovém prostoru vlivem velkého měrného hmotnostního toku relativně malou průtočnou plochou.
- Složitější konstrukce s celkem 10 spirálovitými trubkami ve dvoušroubovici.

Varianta s kondenzací v mezitrubkovém prostoru je z hlediska prostorových nároků výrazně úspornější. Celkový objem zařízení je 14krát menší než v případě kondenzace v trubkovém prostoru při vyšším celkovém podchlazení zemního plynu.

| | Kondenzace v mezitrubkovém prostoru | Kondenzace v trubkách |
|---|--|-----------------------|
| Výška [m] | 0,75 | 2,62 |
| Průměr [m] | 0,44 | 1,2 |
| Poměr výška/průměr [-] | 2,00 | 2,29 |
| Objem [m^3] | 0,11 | 1,51 |
| Celkový výkon [kW] | 43,1 | 40,6 |
| Poměr teplosměnné plochy ku objemu [m^2/m^3] | 17,42 | 8,63 |
| Koeficient bezpečnosti [-] | 1,16 | 1,14 |
| Tlakový spád v trubkách [Pa] | 22 032 | -4 914 |
| Tlak. spád v mezitr. pr. [Pa] | -3 120 | 386 |

Tabulka č. 31 – Shrnutí technických parametrů obou navržených konfigurací výměníku pro zkapalnění metanu.



Obr. č. 20 – Porovnání velikosti navržených výměníků pro obě studované konfigurace. Napravo se nachází výměník s kondenzací na vnější straně trubek, napravo (větší) je výměník s kondenzací v trubkách.

7 Závěr

Předmětem této práce bylo nalezení vhodného technického řešení tepelného výměníku pro zkapalňování procesního plynu, konkrétně metanu, přičemž chladicím médiem by byly páry dusíku. Při návrhu byl kladen důraz nejen na bezpečný provoz v rozsahu návrhových stavů, ale též na minimalizaci výrobních nákladů, především rozměrů výměníku.

V rámci rešeršní části byla provedena analýza potencionálních konstrukčních řešení tepelných výměníků a jejich vhodnost pro danou aplikaci. S ohledem na charakter problému byl kladen důraz na kryogenní výměníky, mezi kterými byl pro vlastní realizaci vybrán výměník typu Giauque-Hampson se spirálovitě vinutými trubkami.

V praktické části byl realizován vlastní návrh zařízení. S ohledem na požadované výkonové parametry byl volen výměník s celkem pěti spirálovitě vinutými trubkami, umístěnými koncentricky ve výměníku. Byl proveden tepelný a tlakový výpočet pro obě možné konfigurace použitých médií se stejnými technickými parametry samotného zařízení.

V první variantě probíhala kondenzace metanu v trubkové části, zatímco chladicím médiem, dusík, byl umístěn v mezitrubkové části. Tepelný výpočet byl řešen jako suma pěti paralelně umístěných jednotrubkových výměníků příslušných parametrů. Tlakový výpočet trubkové části s dvoufázovým prouděním byl řešen prostřednictvím homogenního modelu s iteračně určeným rozdělením hmotnostního toku metanu do jednotlivých trubek. Vhodným rozložením hmotnostního toku byl docílen přibližně stejný tlakový spád ve všech trubkách, což odpovídá hydromechanickému uspořádání s vyústěním trubek do společné nádoby.

Druhá varianta počítala s kondenzací metanu v mezitrubkovém prostoru na vnější stěně chlazených trubek. Vzhledem k výrazně vyššímu hmotnostnímu toku média v trubkách bylo zvoleno řešení s dvouchodým uspořádáním celkem deseti paralelních trubek na pěti různých poloměrech vinutí. S ohledem na rozdílnou míru podchlazení chladicího média v nestejně dlouhých trubkách a předběžné neznalosti rozložení hmotnostního toku, byl proveden tepelný výpočet na středním poloměru. Následně iteračním určením klíčových parametrů ve zbývajících trubkách, při vhodně zvoleném rozložení celkového tepelného toku mezi jednotlivými trubkami. Při výpočtu přestupu tepla na vnější straně trubky byl zohledněn pokles tepelného toku způsobený stékání kondenzátu z horních závitů trubek. Tlakový výpočet mezitrubkového prostoru byl s ohledem na charakter kondenzace proveden s využitím Lockhart-Martinelliho korelace.

Porovnáním rozměrových parametrů obou výměníků vyplývá, že konstrukčně složitější varianta s kondenzací v mezitrubkovém prostoru je výhodnější. Takto navržený výměník zabírá méně než osminu objemu oproti druhé konfiguraci s kondenzací v trubkách. Výsledku bylo dosaženo především výrazným zvýšením součinitele přestupu tepla na vnější stěně trubky vhodným rozložením fyzikálních dějů do celého prostoru tepelného výměníku.

Pravděpodobně největší potencionál pro další optimalizaci zařízení se nabízí zavedením fázové změny chladicího média. Entalpický spád by se přibližně vyrovnal entalpickému spádu ochlazované látky. Vyrovnáním obou hmotnostních toků by se značně snížili tlakové ztráty na straně chladicího média a dále zefektivnil prostup tepla.

Seznam použitých zdrojů

- [1] RANDALL, Barron a Nellis GREGORY. *Cryogenic Heat Transfer*. Second Edition. CRC Press, 2019. ISBN 978-1-4822-2744-4 (hbk).
- [2] POPOV, Dimitryr, Konstandin FIKIIN, Borislav STANKOV, Glaciera ALVAREZ, Mohammed YOUBI-IDRISSI, Judith EVANS a Tim BROWN. *Cryogenic heat exchangers for process cooling and renewable energy storage: A review*. [online]. *Science Direct*. 2019.
- [3] FÍK, Josef. *Zemní plyn – spalné teplo a další vlastnosti* [online]. *TZB info*. 2004.
- [4] DUFEK, Zdeněk; BENEŠ, Petr; POSPÍŠIL, Jiří, Jiří Škorpík, Václav Živec, Milan Martinka. *Využití LNG v dopravě a energetice a jeho bezpečnost* [online]. 2019
- [5] MORRIS, M. *Mechanical Design of Heat Exchangers*. Thermopedia, 2011. Dostupné z: [10.1615/AtoZ.m.mechanical_design_of_heat_exchangers](https://www.thermopedia.com/doc/HeatExchangers)
- [6] Coil-wound heat exchangers (CWHEs). *Linde Engineering* [online]. [cit. 2024-01-24]. Dostupné z: <https://www.linde-engineering.com/en/plant-components/coil-wound-heat-exchangers/index.html>
- [7] ČAPLA, Libor a Václav KOZA. *Změny složení plynu distribuovaného v ČR*. *Tzb-info.cz* [online]. [cit. 2024-01-24]. Dostupné z: [vytapeni.tzb-info.cz/vytapime-plynem/25237-zmeny-slozeni-plynu-distribuovaneho-v-cr](https://www.tzb-info.cz/vytapeni/vytapime-plynem/25237-zmeny-slozeni-plynu-distribuovaneho-v-cr)
- [8] Rozebíratelné deskové výměníky ITEX. *CIAT* [online]. [cit. 2024-01-24]. Dostupné z: <https://www.ciat.cz/vymeniky-tepla/rozebiratelne-deskove-vymeniky-itex/>
- [9] Methane. *PubChem National Library of Medicine* [online]. [cit. 2024-01-24]. Dostupné z: <https://pubchem.ncbi.nlm.nih.gov/compound/297>
- [10] KRISHNAMURTHY, G., J. ROBERTS a C. M. OTT. *Precooling strategies for efficient natural gas liquefaction. Gas Processing & LNG* [online]. AIR PRODUCTS AND CHEMICALS, 2017 [cit. 2024-01-24]. Dostupné z: [gasprocessingnews.com/articles/2017/10/precooling-strategies-for-efficient-natural-gas-liquefaction/](https://www.airproducts.com/articles/2017/10/precooling-strategies-for-efficient-natural-gas-liquefaction/)
- [11] Applications of ammonia absorption refrigeration plants. *Colibri-bv* [online]. [cit. 2024-01-24]. Dostupné z: <https://colibris.home.xs4all.nl/pages/applications.html>
- [12] EKIN, Jack W. *Experimental Techniques for Low Temperature Measurements: Cryostat Design, Material Properties, and Superconductor Critical-Current Testing*. New York: Oxford University Press, 2006. ISBN ISBN 0-19-857054-6.
- [13] MARQUARDT, Eric, J. P. LE a Ray RADEBAUGH. *Cryogenic Material Properties Database. ResearchGate* [online]. 2002 [cit. 2024-01-24]. Dostupné z: [researchgate.net/figure/Integrated-linear-thermal-expansion-of-various-materials_fig1_226513158](https://www.researchgate.net/figure/Integrated-linear-thermal-expansion-of-various-materials_fig1_226513158)
- [14] KALPAKLI, Athanasia; ÖRLÜ, Ramis a ALFREDSSON, P. Henrik. *Dean vortices in turbulent flows: rocking or rolling?* *Springer Link* [Online]. 2012, s. 2. Dostupné z: link.springer.com/article/10.1007/s12650-011-0108-8 [cit. 2024-05-14].
- [15] KAKAÇ a PRAMUANJAROENKIJ. *Heat Exchanger: election, rating, and thermal design. 3rd ed.* Boca Raton. FL: CRC Press, 2012. ISBN 978-1-4398-4990-3. [cit. 2024-05-14].
- [16] ZHAO, Houjian; LI, Xiaowei a WU, Xinxin. *New friction factor equations developed for turbulent flows in rough helical tubes* [Online]. *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 2015. Dostupné z: <https://doi.org/https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2015.12.035>. [cit. 2024-05-14].
- [17] RIYANDWITA, B. W.; AWWALUDDIN, M. a HASTUTY, S. *Performance evaluation of helical coil heat exchanger with annulus shell side using computational fluid dynamics* [Online]. 2019. Dostupné z: doi.org/https://doi.org/10.1063/1.5135548. [cit. 2024-05-14].

- [18] ANDRZEJCZYK, Rafał a MUSZYŃSKI, Tomasz. *Performance analyses of helical coil heat exchangers. The effect of external coil surface modification on heat exchanger effectiveness* [Online]. Polska Akademia Nauk. 2016. Dostupné z: doi.org/10.1515/aoter-2016-0032. [cit. 2024-05-14].
- [19] MAJUMDAR, S.; MOISSEYTSEV, A. a NATESAN, K. *Assessment of the Next Generation Nuclear Plant Intermediate Heat Exchanger Design* [Online]. Argonne National Laboratory. 2008. [cit. 2024-05-14].
- [20] XIN, R. C.; AWWAD, A.; DONG, Z. F. a EBADIAN, M. A. *An experimental study of single-phase and two-phase flow pressure drop in annular helicoidal pipes*. [Online]. 1997. Dostupné z: [doi.org/https://doi.org/10.1016/S0142-727X\(97\)80006-9](https://doi.org/10.1016/S0142-727X(97)80006-9). [cit. 2024-05-14].
- [21] AZZAWI, Itimad D. J.; KHADOM, Anees Abdullah a KHAZAL, Senaa. *Evaluation Analysis of Double Coil Heat Exchanger for Heat Transfer Enhancement*. Online. Diyaly Journal of Engineering Science [2021]. Dostupné z: doi.org/10.24237/djes.2021.14109. [cit. 2024-05-14].
- [22] F-Chart Software *EES (Engineering Equation Solver)*: Real Fluids databáze. Dostupné z: fchartsoftware.com. [cit. 2024-05-15].

Seznam použitých symbolů a zkratk

Indexy

- a*, popř. koncovka indexu *_a* Výměník s kondenzací metanu v trubkách
- b*, popř. koncovka indexu *_b* Výměník s kondenzací metanu v plášti

- M1..... Vstupní stav metanu
- M2..... Výstupní stav metanu
- Nm..... Stav při střední návrhové teplotě dusíku

Technické parametry výměníku

| | | | |
|--------------------------|------------------------------|--------------------------|------------------------------|
| p_M [Pa] | Tlak metanu | p_N [Pa] | Tlak dusíku |
| \dot{m}_M [kg/s] | Hmotnostní tok metanu | \dot{m}_N [kg/s] | Hmotnostní tok dusíku |
| T_{M1} [°C] | Vstupní teplota metanu | T_{N1} [°C] | Vstupní teplota dusíku |
| T_{M2} [°C] | Výstupní teplota metanu | T_{N2} [°C] | Výstupní teplota dusíku |
| h_{M1} [kJ/kg] | Entalpie metanu na vstupu | h_{N1} [kJ/kg] | Entalpie dusíku na vstupu |
| h_{M2} [kJ/kg] | Entalpie metanu na výstupu | h_{N2} [kJ/kg] | Entalpie dusíku na výstupu |
| χ_1 [%] | Počáteční suchost metanu | χ_2 [%] | Koncová suchost metanu |
| d_{out} [m] | Vnější průměr trubky | d_{in} [m] | Vnitřní průměr trubky |
| p_{in}, p'_{in} [Pa] | Tlak v trubkách | p_{out}, p'_{out} [Pa] | Tlak v plášti výměníku |
| λ_c [W/m·K] | Tepelná vodivost | S_a [MPa] | Přijatelné mechanické napětí |
| e_w [-] | Efektivita svařovaných spojů | T_{melt} [°C] | Bod tání metanu |
| t_{pin}, t_{pout} [mm] | Ploušťka stěny trubky | E [GPa] | Youngův modul pružnosti |
| ν [-] | Poissonův poměr | | |

Fyzikální parametry medií

| | |
|-----------------------------|---------------------|
| λ [$W/m \cdot K$] | Tepelná vodivost |
| μ [$Pa \cdot s$] | Dynamická viskozita |
| ρ [kg/m^3] | Hustota |
| Pr | Prandtlovo číslo |
| g [m/s^2] | Tíhové zrychlení |

Veličiny spojené s tepelným výpočtem výměníku

| | |
|--|---|
| r_m [m] | Poloměr mandrelu |
| r_0 [m] | Poloměr stěny pláště výměníku |
| r_1 až r_5 [m] | Poloměr vinutí trubky |
| L_{tr1} až L_{tr5} [m] | Délka jednoho závitu trubky |
| S_{out} [m^2] | Průtočný průřez mezitrubkového prostoru |
| G_{out} [$kg/(m^2 \cdot s)$] | Měrný hmotnostní tok v mezitrubkovém prostoru |
| Nu_{out} [-] | Nusseltovo číslo z vnější strany trubky |
| α_{out} [$W/(m^2 \cdot K)$] | Součinitel přestupu tepla z vnější strany trubky |
| \dot{m}_{M1} až \dot{m}_{M5} [kg/s] | Měrný hmotnostní tok metanu jednotlivými trubkami |
| x_{Q1} až x_{Q5} [-] | Poměrné rozdělení tepelných toků |
| G_{in1} až G_{in5} [$kg/(m^2 \cdot s)$] | Měrný hmotnostní tok v trubkách |
| α_{inS1} až α_{inS5} [$W/(m^2 \cdot K)$] | Součinitel přestupu tepla na vnitřní straně trubky pro rovnou trubku odpovídajícího proudění |
| α_{inH} [$W/(m^2 \cdot K)$] | Součinitel přestupu tepla na vnitřní straně trubky pro zahnutou trubku |
| α_{inH1} až α_{inH5} [$W/(m^2 \cdot K)$] | Součinitel přestupu tepla na vnitřní straně trubky pro trubku vinutou na odpovídajícím poloměru |
| $LMTD$ [K] | Návrhový střední logaritmický spád |
| k_1 až k_5 [$W/(m \cdot K)$] | Součinitel prostupu tepla pro odpovídající poloměry vinutí |
| Q_{tr} [W] | Tepelný tok trubkou |

| | |
|------------------------------|---|
| $L_{tot-nav}$ [m] | Návrhová délka trubky |
| $n_{zav-nav}$ [-] | Návrhový počet závitů vinuté trubky |
| n_{zav} [-] | Skutečný počet závitů vinuté trubky |
| L_{tot1} až L_{tot5} [m] | Skutečná délka spirálovité trubky pro konkrétní poloměry vinutí |
| $LMTD'_1$ až $LMTD'_5$ [K] | Skutečné střední logaritmičké spády pro jednotlivé trubky |
| T_{M2-1} až T_{M2-5} [K] | Skutečná výstupní teplota metanu z jednotlivých trubek |
| T_{M2real} [K] | Skutečná průměrná teplota metanu na výstupu z výměníku |
| q_{tot} [W] | Celkový výkon výměníku |
| dim [%] | Předimenzování výměníku |
| H [m] | Výška funkční části výměníku |
| R [-] | Poměr výšky funkční části výměníku ku průměru vnější nádoby |

Ostatní parametry

| | | | |
|-----------|----------------------------------|------------------|--------------------------------------|
| r_H [m] | Poloměr vinutí spirály | p^* [Pa] | Poměr aktuálního tlaku ke kritickému |
| F_H [-] | Korekční faktor spirál. výměníku | p_{Mcrit} [Pa] | Kritický tlak metanu |
| d_n [m] | Průměr vstupního hrdla | c [m] | Stoupání spirály |
| r_K [m] | Poloměr ohnutí kolene | | |

Parametry spojené s výpočtem tlakového spádu

| | |
|------------------------------------|---|
| G_{tl} [kg/(m ² · s)] | Měrný hmotnostní tok hrdlem na vstupu a výstupu z mezitrubkového prostoru |
| Δp_n [Pa] | Tlakový spád v hrdlech |
| f_{shell} [-] | Součinitel tření v mezitrubkovém prostoru |
| V_{shell} [m ³] | Objem mezitrubkového prostoru (bez objemu trubek) |
| D_{eq} [m] | Ekvivalentní průměr |
| Δp_{out} [Pa] | Tlakový spád v mezitrubkovém prostoru |

| | |
|---|---|
| K_x, K_1 až K_5 [-] | Koeficient celkové ztráty v koleni na vstupu/výstupu z výměníku obecně a pro jednotlivé trubky |
| f_{K1} až f_{K5} [-] | Součinitel tření v kolenovém ohybu |
| p_{K1} až p_{K5} [Pa] | Tlakový spád v kolenních ohybech |
| Δp_{in1} až Δp_{in5} [Pa] | Tlakový spád v jednotlivých trubkách |
| $\Delta p_{fx} = \frac{dp_f}{dy}$ [Pa] | Tlakový spád způsobený třecími silami |
| $\Delta p_m = \frac{dp_m}{dy}$ [Pa] | Tlakový spád způsobený změnou hybnosti |
| $\Delta p_G = \frac{dp_g}{dy}$ [Pa] | Tlakový spád způsobený tíhovými silami |
| f_{Hx} [-] | Součinitel třecích sil v trubkovém prostoru homogenního modelu |
| χ [-] | Suchost |
| ε_H [-] | Homogenní podíl plynné fáze |
| ρ_H [kg/m ³] | Homogenní hustota dvoufázového proudění |
| μ_H [Pa · s] | Homogenní viskozita dvoufázového proudění |
| Re_H [-] | Reynoldsovo číslo pro dvoufázové proudění |
| Φ [-] | Lockhart-Martinellův parametr |
| C_L, C_G [-] | Lockhart-Martinellovy korelační konstanty pro kapalinu a plyn |
| Re_{M1} a $Re_{M2,b}$ [-] | Reynoldsovo číslo plynné a kapalné fáze |
| $f_{L,b}$ [-] | Součinitel tření mezitrubkového prostoru při aplikaci modelu odděleného proudění |
| $\Delta p_{f1,a}$ až $\Delta p_{f1,a}$ [Pa] | Tlakový spád způsobený třecí silou v jednotlivých trubkách |
| Φ_{mom} [-] | Lockhart-Martinellův parametr změny hybnosti |
| α_x, α_1 a α_2 [-] | Poměrné zastoupení příslušné fáze ve směsi (obecné označení, plynný stav a kapalný stav) |
| ρ_{ST} [kg/m ³] | Střední hustota při poměrném zastoupení dvou fází látky |

Seznam příloh

1. Návrhový výkres spirálovitého výměníku s kondenzací v mezitrubkovém prostoru (-b)
2. Návrhový výkres spirálovitého výměníku s kondenzací v trubkovém prostoru (-a)
3. Návrhový výpočet spirálovitého výměníku s kondenzací v mezitrubkovém prostoru (-b) v programu EES
4. Návrhový výpočet spirálovitého výměníku s kondenzací v trubkovém prostoru (-a) v programu EES
5. Skript v programu MATLAB Online pro dílčí výpočet v rámci výpočtu tlakového spádu v mezitrubkovém prostoru výměníku s kondenzací v mezitrubkovém prostoru (-b)
6. Soubor skriptů v programu MATLAB Online pro dílčí výpočty tlakových spádu v jednotlivých trubkách výměníku s kondenzací v trubkách (-a)