



УНИВЕРЗИТЕТ У НИШУ  
МАШИНСКИ ФАКУЛТЕТ



**Јован Б. Шкундрић**

**ОПТИМИЗАЦИЈА ВАЗДУХОМ ХЛАЂЕНОГ  
КОНДЕНЗАТОРА ТЕРМОЕНЕРГЕТСКОГ  
БЛОКА СНАГЕ 300 MW**

**ДОКТОРСКА ДИСЕРТАЦИЈА**

Ниш, 2023.



UNIVERSITY OF NIŠ  
FACULTY OF MECHANICAL ENGINEERING



**Jovan B. Škundrić**

**OPTIMIZATION OF THE 300 MW POWER  
PLANT AIR COOLED CONDENSER**

**PhD Thesis**

Niš, 2023.

Mentor: dr Predrag Živković, redovni profesor, Univerzitet u Nišu, Mašinski fakultet

Naslov: **OPTIMIZACIJA VAZDUHOM HLADENOG KONDENZATORA TERMOENERGETSKOG BLOKA SNAGE 300MW**

Rezime: U vremenu naglih klimatskih promjena i sve većih zahtjeva za proizvodnjom električne energije, voda kao rashladni medij u sistemima za kondenzaciju savremenih termoenergetskih postrojenja postaje sve manje dostupna i sve skuplja kao resurs. Upravo iz tog razloga, sve je veći broj savremenih procesnih postrojenja i termoelektrana u svijetu koje u sklopu sistema za kondenzaciju koriste vazduhom hlađene kondenzatore. Budući da vazduhom hlađeni kondenzatori kao donji toplotni rezervoar koriste okolni vazduh, sistemi za kondenzaciju ovog tipa su izuzetno osjetljivi na promjene stanja okoline, kako u smislu spoljne temperature, tako i u smislu brzine i pravca vjetra, a naravno i insolacije. Dodatni problem je što se promjene pomenutih spoljnih parametara dosta teško mogu sa sigurnošću da predvide, što ovakav tip sistema za kondenzaciju čini ipak samo uslovno pouzdanim. Sve to ostavlja prilično velik prostor za unapređenje pouzdanosti i poboljšanje rada vazduhom hlađenih sistema za kondenzaciju u savremenim termoenergetskim postrojenjima, što je upravo i tema ove doktorske disertacije.

Naučna oblast: **Mašinsko inženjerstvo**  
Naučna disciplina: **Teorijski i primenjeni procesi prenosa toplote i mase**

Ključne reči: Vazduhom hlađeni kondenzator, termoenergetsko postrojenje, entropija, simulacija

UDK: **66.045.1:536.7:[519.6+001.891.5(043.3)]**

CERIF klasifikacija: **T 200**

Tip licence Kreativne zajednice: **CC BY-NC**

Doctoral Supervisor:	dr Predrag Živković, full professor, University of Niš, Faculty of Mechanical Engineering
Title:	<b>OPTIMIZATION OF THE 300MW POWER PLANT AIR COOLED CONDENSER</b>
Abstract:	In the time of sudden climate changes and increasing demands for electricity production, water as a cooling medium in the condensation systems of modern thermal power plants is becoming decreasingly available and increasingly expensive as a resource. Precisely for this reason, the number of modern chemical and thermal power plants in the world that use air-cooled condensers as part of the condensation system is increasing. Since air-cooled condensers use the surrounding air as the heat sink, condensation systems of this type are extremely sensitive to changes in the environment, both in terms of outside temperature, and in terms of wind speed and direction, and of course insolation. An additional problem is that changes in the mentioned external parameters are quite difficult to predict with certainty, which makes this type of condensation system only conditionally reliable. All this leaves quite a lot of room for improving the reliability and improving the operation of air-cooled condensation systems in modern thermal power plants, which is precisely the topic of this doctoral dissertation.
Scientific Field:	<b>Mechanical Engineering</b>
Scientific Discipline:	<b>Theoretical and applied heat and mass transfer processes</b>
Key words:	Air-cooled condenser, thermal power plant, entropy, simulation
UDC:	<b>66.045.1:536.7:[519.6+001.891.5(043.3)</b>
CERIF Classification:	<b>T 200</b>
Creative Commons Licence Type:	<b>CC BY-NC</b>

## **ПОДАЦИ О МЕНТОРУ И ЧЛАНОВИМА КОМИСИЈЕ**

### **Ментор**

др Предраг Живковић, редовни професор

Машински факултет Универзитета у Нишу

УНО: Термотехника, термоенергетика и процесна техника

### **Комисија**

др Дејан Митровић, редовни професор

Машински факултет Универзитета у Нишу

УНО: Термотехника, термоенергетика и процесна техника

др Мирјана Лаковић, редовни професор

Машински факултет Универзитета у Нишу

УНО: Термотехника, термоенергетика и процесна техника

др Дарко Кнежевић, редовни професор

Машински факултет Универзитета у Бањалуци

УНО: Механика флуида и хидропнеуматски системи

др Младен Томић, ванредни професор

Факултет техничких наука у Новом Саду

УНО: Термотехника, термоенергетика и управљање енергијом

# ОПТИМИЗАЦИЈА ВАЗДУХОМ ХЛАЂЕНОГ КОНДЕНЗАТОРА ТЕРМОЕНЕРГЕТСКОГ БЛОКА СНАГЕ 300MW

## РЕЗИМЕ

У времену наглих климатских промјена и све већих захтјева за производњом електричне енергије, вода као расхладни медиј у системима за кондензацију савремених термоенергетских постројења постаје све мање доступна и све скупља као ресурс. Управо из тог разлога, све је већи број савремених процесних постројења и термоелектрана у свијету које у склопу система за кондензацију користе ваздухом хлађене кондензаторе. Будући да ваздухом хлађени кондензатори као доњи топлотни резервоар користе околни ваздух, системи за кондензацију овог типа су изузетно осјетљиви на промјене стања околине, како у смислу спољне температуре, тако и у смислу брзине и правца вјетра, а наравно и инсолације. Додатни проблем је што се промјене поменутих спољних параметара доста тешко могу са сигурношћу да предвиде, што овакав тип система за кондензацију чини ипак само условно поузданим. Све то оставља прилично велик простор за унапређење поузданости и побољшање рада ваздухом хлађених система за кондензацију у савременим термоенергетским постројењима, што је управо и тема ове докторске дисертације.

**Кључне ријечи:** Ваздухом хлађени кондензатор, термоенергетско постројење, ентропија, симулација

# **OPTIMIZATION OF THE 300MW POWER PLANT AIR COOLED CONDENSER**

## **ABSTRACT**

In the time of sudden climate changes and increasing demands for electricity production, water as a cooling medium in the condensation systems of modern thermal power plants is becoming decreasingly available and increasingly expensive as a resource. Precisely for this reason, the number of modern chemical and thermal power plants in the world that use air-cooled condensers as part of the condensation system is increasing. Since air-cooled condensers use the surrounding air as the heat sink, condensation systems of this type are extremely sensitive to changes in the environment, both in terms of outside temperature, and in terms of wind speed and direction, and of course insolation. An additional problem is that changes in the mentioned external parameters are quite difficult to predict with certainty, which makes this type of condensation system only conditionally reliable. All this leaves quite a lot of room for improving the reliability and improving the operation of air-cooled condensation systems in modern thermal power plants, which is precisely the topic of this doctoral dissertation.

**Key words:** Air-cooled condenser, thermal power plant, entropy, simulation

## ЗАХВАЛНИЦА

Овом приликом се захваљујем свом ментору, Проф. др Предрагу Живковићу за несебичну помоћ и залагање, који су били од великог значаја у свим сегментима израде тезе.

Захваљујем се Проф. др Дејану Митровићу, који ме је увео у узбудљив свијет оптимизације постројења.

Захваљујем Проф. др Мријани Лаковић чији ми је опус био веома значајан при изради докторске дисертације.

Захваљујем се Проф. др Дарку Кнежевићу за велику помоћ и подршку, поготово у изради модела кориштених у оквиру дисертације.

Захваљујем се Проф. др Младену Томићу за велику помоћ у изради дисертације, а поготово у дијелу нумеричког истраживања.

Захваљујем се колективу Термоелектране Станари на великој помоћи и несебичном залагању, пресудном за израду ове дисертације.

Захваљујем се Катедри за термотехнику, термоенергетику и процесну технику на Машинском факултету у Нишу за сву помоћ у току докторских студија.

Захваљујем се и својим родитељима на великој подршци током свих ових година.



# СПИСАК НАЈЧЕШЋЕ КОРИШТЕНИХ ОЗНАКА

## Латинични симболи

A	$m^2$	површина попречног пресека
$c_p$	$Jkg^{-1}K^{-1}$	специфични топлотни капацитет при сталном притиску
d	m	пречник
g	$ms^{-2}$	убрзање земљине теже
h	$Jkg^{-1}$	енталпија
k	$Wm^{-1}K^{-1}$	кофицијент провођења топлоте
L	m	дужина, карактеристична дужина
N	-	ентропијски број
p	Pa	притисак
S	$WK^{-1}$	ентропија
T	K	температура
t	$^{\circ}C$	температура
$\tau$	s	вријеме
u	$ms^{-1}$	брзина струјања флуида
v	$ms^{-1}$	брзина струјања флуида

## Грчки симболи

$\alpha$	$Wm^{-2}K^{-1}$	кофицијент прелаза топлоте
$\varepsilon$	$m^2s^{-3}$	дисипација кинетичке енергије турбуленције
$\lambda$	-	Дарсу-јев коефицијент трења
$\mu$	Pa s	динамичка вискозност
$\nu$	$m^2s^{-1}$	кинематска вискозност
$\rho$	$kgm^{-3}$	густина

## Индекси

gen	-	генерисана
max	-	максимално
min	-	минимално

## Скраћенице

MKZ	-	метод коначних запремина
EGM	-	Entropy Generation Minimization

## Бездимензиони бројеви

$$Nu = \frac{\alpha L}{\lambda} \quad \text{Нуселтов број}$$

$$Re = \frac{uL}{\nu} \quad \text{Рејнолдсов број}$$

## Садржај

1. УВОД	11
2. ПРЕГЛЕД ДОСАДАШЊИХ ИСТРАЖИВАЊА	13
3. ТЕОРЕТСКИ ДИО	18
3.1. ТЕОРЕТСКЕ ОСНОВЕ КОНДЕНЗАЦИЈЕ ВОДЕНЕ ПАРЕ	18
3.2. КОНДЕНЗАЦИОНА ПОСТРОЈЕЊА У ТЕРМОЕЛЕКТРАНАМА	29
4. МАТЕМАТИЧКИ МОДЕЛ	38
5. НУМЕРИЧКО МОДЕЛИРАЊЕ	42
5.1. ДИСИПАТИВНИ МОДЕЛИ ТУРБУЛЕНЦИЈЕ	43
5.2. НУМЕРИЧКА ПРОЦЕДУРА	46
6. ДРУГИ ЗАКОН ТЕРМОДИНАМИКЕ И ЕКСЕРГИЈСКА АНАЛИЗА	53
6.1. ДРУГИ ЗАКОН ТЕРМОДИНАМИКЕ	53
6.2. ТЕОРЕМА GOUY-STODOLA	58
6.3. ЕКСЕРГИЈСКА АНАЛИЗА	63
6.4. ФУНКЦИЈА ЕКСЕРГИЈЕ	65
7. МЕТОДА МИНИМИЗАЦИЈЕ ГЕНЕРИСАЊА ЕНТРОПИЈЕ	70
8. МЈЕРНА ОПРЕМА	78
9. НУМЕРИЧКО ИСТРАЖИВАЊЕ	82
10. РАЗВИЈЕНИ РАЧУНАРСКИ ПРОГРАМИ	91
11. EGM ПРОЦЕДУРА И РЕЗУЛТАТИ	95
ЗАКЉУЧАК	109
РЕФЕРЕНЦЕ	111
ПОПИС СЛИКА	117
ПОПИС ТАБЕЛА	119

## 1. УВОД

Технологија материјала кориштених за градњу котловских и турбинских постројења, до скоро је била на таквом нивоу да је у значајној мјери ограничавала максималне вриједности параметара свјеже паре. Ваздухом хлађени кондензатори по правилу нису налазили примјену у термоенергетским постројењима, и то првенствено због ограничења кориштених материјала. То је за последицу имало осјетна ограничења термичког степена корисног дејства цијелог постројења и практично једини начин да се та вриједност задржи у прихватљивим границама, био је смањење притиска кондензације у што је могуће већој мјери. Управо из тог разлога, за процес кондензације у термоенергетским постројењима, без изузетка су примјењивани водом хлађени кондензатори. Неупитне предности таквог рјешења су свакако ниска и, на сезонском нивоу релативно константна температура расхладног медија. На тај начин, осим ниских вриједности притиска кондензације, у великој мјери је загарантована и његова стабилност, а тиме и стабилност рада самог постројења. С друге стране, да би кондензација паре у термоенергетском постројењу могла бити организована примјеном водом хлађеног кондензатора, наравно да је неопходно и постојање довољне количине расхладе воде на локацији предвиђеној за градњу, што није увијек случај. Уз такво ограничење, велики број, иначе повољних локација за градњу термоенергетских постројења, у смислу близине рудника угља, довољне удаљености од насељеног мјеста, повољне конфигурације терена, и даље није могао бити искориштен.

Задњих десетак година, технологија материјала доживјела је значајан напредак, те су техничка ограничења у смислу могућих вриједности параметара свјеже паре постала далеко мања. То је за последицу имало појаву све већег броја термоенергетских постројења која раде са суперкритичним, или чак и ултра суперкритичним параметрима, што је у потпуности промијенило некадашње редове величина степена корисног дејства постројења. Такође, напредак у технологији материјала резултовао је и драстичним унапређењем степена корисног дејства и самих турбинских агрегата, па је чак и код постројења са докритичним параметрима свјеже паре, укупни степен корисног дејства постао далеко већи него раније. Коначни резултат свега тога је да у данашње вријеме, термоенергетска постројења, чак и уз примјену ваздухом хлађених кондензатора, могу још увијек имати довољно висок степен корисног дејства да би се постројење могло сматрати ефикасним. На тај начин је цијели спектар потенцијалних локација за изградњу, које су до скоро морале бивати одбачене због недостатка довољних ресурса расхладне воде, одједном престао бити безрезервно неприхватљив. Што се осталих предности ваздухом хлађеног кондензатора, као елемента термоенергетског постројења, у односу на водом хлађене системе тиче, могли би свакако да се наведу мањи инвестициони

трошкови, мања потребна површина градилишта, краће вријеме потребно за изградњу, релативно лако чишћење система, а такође је и сам склоп релативно једноставне конструкције, тако да је и одржавање једноставније.

С друге стране, ваздухом хлађен кондензатор у термоенергетском постројењу има и значајне недостатке, који се у првом реду односе на битно више вриједности притиска кондензације у односу на водом хлађене системе, а такође и на све само не занемарива варирања притиска кондензације, нарочито на годишњем нивоу.

## 2. ПРЕГЛЕД ДОСАДАШЊИХ ИСТРАЖИВАЊА

У настојањима да се, барем у одређеној мјери, отклоне недостаци које ваздушни кондензатор, као дио термоенергетског постројења, са собом носи, публикован је значајан број радова, управо на тему могућих праваца у оптимизацији ваздушних кондензатора. Преглед неколико одабраних публикација на ову тему, детаљније је размотрен у наставку текста.

Alan O'Donovan и Ronan Grimes, у оквиру публикације [1] коју су објавили 2014 године, презентовали су свој приједлог унапрјеђења конструкције ваздухом хлађеног кондензатора предвиђеног за примјену у термоенергетским постројењима. Идеја ове групе аутора била је да се отклоне неки од познатих конструкцијских недостатака „А-frame” ваздушног кондензатора, као што су на првом мјесту велика осјетљивост на бочни вјетар [2-4], неравномјерно поље брзина ваздуха преко размјењивачке површине [5,6], као и неравномјерно поље температура на размјењивачкој површини [7,8]. Истраживање је спроведено експерименталним путем, а аутори су у ту сврху направили и прототип модула новоосмишљене конструкције кондензатора, који су потом тестирали са параметрима водене паре, одабраним тако да одговарају хипотетичкој термоелектрани снаге 50 MW. Занимљиво је поменути и то да су током експеримента, O'Donovan и Ronan примјетили значајна одступања резултата аналитичког прорачуна, у оквиру ког су занемаривали термички отпор на страни паре и резултата експеримента, при чему је средња вриједност овог одступања износила 24%. Експериментом се показало и постојање оптималног броја обртаја турбине од приближно 500 o/min при ком је степен корисног дејства кондензатора био максималан, а такође се показало и да се удио термичког отпора на страни паре, у укупном термичком отпору од паре до ваздуха мијењао у износима од 8 до 33%. У оквиру овог истраживања, такође је закључено и да не постоји ни једна конкретна вриједност термичког отпора на страни паре која би могла да се примјени на цијело радно подручје постројења, будући да се, како је у раду закључено, отпор на страни паре мијења истовремено и са промјеном масеног протока паре и са промјеном броја обртаја вентилатора, односно масеног протока ваздуха.

У раду публикованом 2015 године, Srinivas Garimella са групом аутора, вршио је нумерички прорачун рада ваздушног кондензатора “А-frame” типа [9]. У оквиру истраживања, аутори су у прорачуну претпоставили да је кондензатор везан на термоелектрану снаге 500 MW која ради по Ранкиновом циклусу, како би добили што јаснији увид у утицај рада кондензатора оваквог типа на укупни степен корисног дејства постројења. При томе, аутори су претпоставили да је притисак прегријане паре на излазу из котла 16.5 МПа, а њена температура 550°C. Модел кондензатора који је узет у разматрање био је 12.2 метра широк и састављен од челичних цијеви дужине 10.7 метара, правоугаоног попречног пресјека 191×25.4 mm, спојених

на разводник паре под узајамним углом од  $60^\circ$ . Цијеве су биле оребрене алуминијумским ребрима дебљине 0.25 mm и висине 25.4 mm. Укупан масени проток паре кроз кондензатор узет је да буде 7 kg/s, док је базна вриједност масеног протока ваздуха кроз оребрења кондензатора узета да буде 645 kg/s. У домену базних вриједности околног ваздуха, претпостављена је температура од  $30^\circ\text{C}$ , притисак 101.3 kPa и релативна влажност 25%. Коефицијент прелаза топлоте на страни ваздуха процијењен је према [10] и даље имплементиран у Engineering Equation Solver [11]. Корелација коефицијента прелаза топлоте за одабрани тип оребрења вршена је према [12]. Коефицијент прелаза топлоте на страни паре, претпостављен је да буде константан и да износи  $15 \text{ kW/m}^2\text{K}$  [13]. Такође, претпостављени су једнаки протоци паре кроз сваку од цијеви у кондензатору и то у износивама од 0.0219 kg/s кроз сваку цијев, док је пад притиска на страни паре занемарен. Додатно је усвојено и да су изентропски степени корисног дејства турбине 85% [14], напојне пумпе 95% [15] и вентилатора у склопу самог ваздушног кондензатора 55% [16]. На тако формираном моделу, вршене су серије симулација рада постројења за различите радне услове кондензатора и као кључан проблем се управо показала мала вриједност коефицијента конвективног преноса топлоте на страни ваздуха, удружена са великим отпорима струјања ваздуха кроз оребрења. Као резултат тога, уколико би се ишло на повећање коефицијента прелаза топлоте на страни ваздуха, било би неопходно значајно повећати масени проток ваздуха, што би, при конвенционалној геометрији оребрења, драстично повећало и пад притиска у струји ваздуха, а тиме и потрошњу енергије потребне за рад вентилатора. Током истраживања се показало да термоелектрана са водом хлађеним системом за кондензацију, у просјеку остварује 6% већу снагу од електране са ваздушним кондензатором који ради са температурском разликом од  $35^\circ\text{C}$  при температури околног ваздуха од  $30^\circ\text{C}$ . Такође се показало и да би се удвостручавањем коефицијента прелаза топлоте, снага постројења могла повећати за 3.3%, док би се удвостручавањем масеног протока ваздуха, могла повећати за 3%. У оквиру истраживања је закључено и да би за изједначавање ефикасности ваздухом хлађеног кондензатора са ефикасношћу водом хлађеног система, било потребно однос масених протока ваздуха и паре повећати за 68%, термички отпор на страни ваздуха смањити за 66% уз пад притиска у струји ваздуха кроз оребрења повећан за не више од 24% у односу на номиналне вриједности класичног „А-frame” ваздушног кондензатора. С обзиром да таква побољшања нису изводива уз класичну геометрију оребрења, у разматрање су узете и двије хибридне варијанте кондензатора, при чему је једна осмишљена као класични ваздухом хлађени кондензатор са могућношћу овлаживања струје ваздуха по потреби, а друга као хибрид два паралелно везана, ваздухом и водом хлађена система, при чему би водом хлађени систем био евапоративног типа са расхладним торњем. У прилог оваквом идејном рјешењу додатно иде и чињеница, да је

чисто ваздухом хлађени кондензатор, чак и уз драстично смањене отпоре како струјања ваздуха кроз оребрења, тако и у смислу термичког отпора на страни ваздуха и даље јако осјетљив на промјену температуре околног ваздуха [9]. Тако, при промјени температуре ваздуха за 10°C, снага турбине се мијења за преко 4% [9] а додатно у прилог иде и чињеница да је околни ваздух у периодима високих температура по правилу незасићен, те да има велики потенцијал апсорбовања влаге. Коначно, хибридни систем са овлаживањем ваздуха у периодима високих спољних температура, показао се као добро рјешење, уз ограничење у расхладном капацитету условљеном релативном влажношћу ваздуха. Ово ограничење условљено је чињеницом да презасићен влажан ваздух квази размјењивачку површину, те на тај начин може изазвати формирање наслага задрљања на површини, а такође може да изазове и појаву корозије. Хибридни систем са паралелно везаним ваздухом и водом хлађеним кондензатором са расхладним торњем се такође показао као интересантна алтернатива уз процијењену уштеду у потрошњи воде од 22-89% у односу на класични водени кондензатор са расхладним торњем за опсег спољних температура од 0-50°C.

Хиаоце Ду је 2018. године са групом истраживача из Кине публиковао рад [17] на тему унапрјеђења перформанси ваздухом хлађеног кондензатора механизмом евапоративног хлађења распршивањем воде у струју ваздуха. Рад је базиран на претходним истраживањима, која су проведена, како експерименталним [18-23], тако и нумеричким приступом [24-28] а са циљем изналажења начина за што боље оптимизовање самог процеса евапоративног хлађења. У оквиру тих истраживања анализирани су утицаји цијелог низа параметара на квалитет евапоративног хлађења, од температуре и влажношћу ваздуха, преко брзине струјања ваздуха, па до промјера капљица воде. Аутори су такође детаљно анализирали и радове који се баве проблематиком евапоративног хлађења уз непотпуно испаравање капи. При тако вођеном процесу долази до формирања филма воде на размјењивачким површинама, па евапоративним механизмом није више хлађен само ваздух који наструјава, већ долази и до хлађења самих размјењивачких површина посредством испаравања филма воде на њима. Анализирајући овај феномен, аутори су у разматрање узели и истраживања спроведена у домену евапоративног хлађења кондензатора у расхладној техници [29-32], а такође и у домену примјене евапоративног хлађења на различите типове размјењивача топлоте уопште [33-36]. Ду и аутори су истраживање спровели примјеном нумерике на физички модел ћелије кондензатора „А-frame” типа, а у смислу математичког модела, базирали су се на Ојлер-Лагранжовом приступу. Такође је претпостављено да је кондензатор везан на термоенергетски блок снаге 300 MW, а извршена је и експериментална валидација резултата нумеричког прорачуна на стварном постројењу снаге 300 MW са ваздушним кондензатором. Током истраживања, аутори су закључили да је презасићени влажан ваздух, уз стварање воденог филма на размјењивачким

површинама кондензатора изузетно ефикасан расхладни медиј, те да удио одведене топлоте евапоративним механизмом драматично повећава ефикасност кондензатора. Међутим, важно је напоменути да, у оквиру овог истраживања аутори нису узимали у обзир могуће проблеме, који оваквим механизмом хлађења могу бити изазвани, а на које је Srinivas Garimella скренуо пажњу [9].

Lubomir Klimeš са тимом истраживача са Технолошког Универзитета у Брну, 2019. године је публикувао рад [37] у ком је презентована полуемпиријска метода, заснована на билансним једначинама, а која је развијена за потребе нумеричког прорачуна ваздушног кондензатора „A-frame” типа. Идеја којом су се Klimeš и аутори водили при развоју ове методе, била је да се понуди модел прорачуна који ће бити далеко мање захтјеван по питању, како хардверских, тако и софтверских ресурса у односу на класичне CFD методе, а који ће и даље омогућавати да се избјегне чисто експериментални приступ, који је у случају оваквог типа кондензатора компликован и захтјева много уложеног времена. Алгоритам на ком се ова метода заснива, конципиран је на начин да се комплексни нумерички модел, који би био потребан за класични CFD приступ, замијени далеко једноставнијим моделом, базираним на методи контролних запремина за пакете цијеви кондензатора, а које алгоритам даље повезује итеративним рјешавањем билансних једначина. Развијени модел се састоји од три под-модела и то (1) модел који разматра кондензацију и феномене везане за струјање паре у цијевима кондензатора, (2) модел који разматра феномене преноса топлоте на околни ваздух и (3) модел који разматра рад вентилатора и узима у обзир њихову радну карактеристику. Такође, за феномене разматране у сваком од ова три под-модела, кориштене су емпиријске критеријалне једначине, преузете из литературе коју су аутори користили током овог истраживања. Будући да је модел рада ваздушног кондензатора, при ком би се сви физикални феномени узели у обзир, изразито сложен и компликован за разматрање, аутори су, приликом развоја ове методе, узели и неколико полазних претпоставки, како модел не би био исувише комплексан. Полазне претпоставке се односе на (1) занемарен утицај вјетра, (2) занемарен утицај рецикулације ваздуха у ћелији кондензатора, (3) занемарен утицај инсолације, (4) поље брзина ваздуха на размјенивачким површинама је сматрано униформним. Алгоритам развијене методе се састоји од четири узајамно угнијеждане петље и то двије „while do” типа и двије „foreach” типа. Прва петља у хијерархији је „while do” типа и она се врти све док не буде постигнута радна тачка вентилатора. Друга у хијерархији је такође петља „while do” типа, која се врти све док није испуњен услов конвергенције двије сукцесивне итерације. Трећа и четврта петља у хијерархији су петље „foreach” типа, при чему се трећа креће за сваку од цијеви у пакету, а четврта за сваку од контролних запремина у текућој цијеви треће петље. Улазни подаци алгоритма су притисак и енталпија паре, док, као излаз, алгоритам даје капацитет кондензације. Главни дио прорачуна



се одвија у оквиру четврте петље и то за сваку контролну запремину текуће цијеви из треће петље. Коефицијент прелаза топлоте на страни паре, одређује се према познатим корелацијама из литературе [38,39]. Пад притиска на страни паре се одређује према [40], при чему се Darcy-јев коефицијент трења одређује према Churchill-овој корелацији [41]. Смањење попречног пресека цијеви услијед присуства кондензата, одређује се према [42], а утицај брзине паре на процес кондензације се узима у обзир према [43-45]. Развијена метода такође узима у обзир и утицај некондензујућих гасова на процес кондензације паре и то према Мусчејев-у [46] и Caruso-у [47], а утицај загушења дефлегматора кондензатом се у обзир узима према Kroger-у [48]. Коефицијент прелаза топлоте на страни ваздуха одређује се према методологијама датим у [39,44,49], а које се заснивају на одређивању Нуселтовог, Прантловог и Рејнолдсовог броја, на основу којих се даље, примјеном емпиријских корелација, одређује сам коефицијент прелаза топлоте. За одређивање пада притиска на страни ваздуха, одабране су двије методе, при чему је прва према Vamprola-и [49] и базирана је на процјени коефицијента губитака, док је друга нешто сложенија [39], а која додатно узима у обзир и корелацијски фактор за поредак цијеви према [50-52].

Као што се види, правци оптимизације, у којима су аутори досадашњих публикација водили своја истраживања, односили су се како на оптимизацију саме конструкције размјешивача топлоте, тако и на оптимизацију механизма преноса топлоте у ваздушном кондензатору. Међутим, добро је уочити да се ни у једној од доступних публикација, нико од аутора није бавио проблемом губитка баланса протока паре у кондензатору, а који је за очекивати да се дешава при неповољним метеоролошким условима рада. Значајна одступања од баланса прорачунских протока паре у кондензатору, у сваком случају негативно утичу на степен корисног дејства топлотног апарата и свакако се морају узети у обзир у оквиру оптимизације.

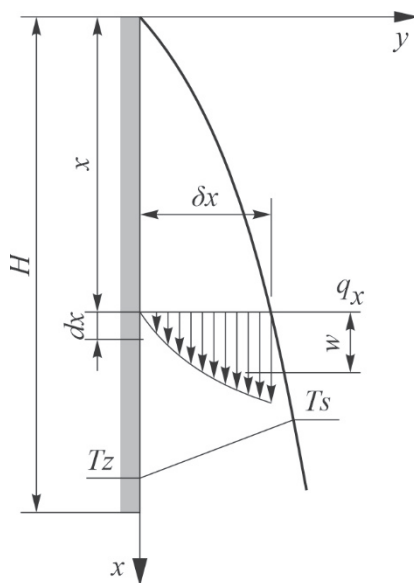
### 3. ТЕОРЕТСКИ ДИО

#### 3.1. ТЕОРЕТСКЕ ОСНОВЕ КОНДЕНЗАЦИЈЕ ВОДЕНЕ ПАРЕ

Кондензатори у термоенергетским постројењима су размјешивачи топлоте, по правилу великих капацитета, у којима се одвија процес кондензације израђене водене паре. Због физичке природе самог процеса кондензације, теоретски гледано, ови уређаји би требало да раде искључиво при константном притиску (који је најчешће нижи од атмосферског). Међутим, због постојања коначних износа хидрауличких губитака у реалном размјешивачу топлоте, вриједност притиска кондензације ипак у одређеној мјери варира од улаза до излаза из кондензатора. Генерално говорећи, до кондензације паре ће доћи онда, када је температура чврсте површине са којом пара долази у контакт, нижа од температуре кондензације на датом притиску. У случају када формиран кондензат квази зидове (цијеви) долази до тзв. филмске кондензације. С друге стране, када су својства кондензата таква да он не квази чврсте зидове преко којих се врши размјена топлоте, кондензација је капљичаста. Коефицијент прелаза топлоте за капљичасту кондензацију је 4 - 10 пута већи него за филмску. У пракси, код савремених кондензатора могуће је добити како филмску, тако и капљичасту кондензацију. Иако суштински могу истовремено да се јаве и оба типа, појава филмске кондензације је ипак много чешћи случај. Теорију филмске кондензације поставио је Nusselt (1916) [53], уз усвајање сљедећих претпоставки:

- Пара је једнокомпонентна и сувозасићена;
- Силе инерције које се јављају у слоју кондензата су занемариво мале у поређењу са вискозним и гравитационим силама, што обезбјеђује ламинарни режим сливања кондензата;
- Силе трења између парне и течне фазе се занемарују;
- Конвективни пренос топлоте у слоју кондензата, а такође и провођење топлоте у уздужном правцу сливања кондензата су занемариви у поређењу са провођењем топлоте у попречном правцу слоја;
- Термофизичка својства кондензата не зависе од температуре и координата;
- Температура спољне површине слоја кондензата је константна и једнака температури засићења паре при датом притиску;
- Густина паре је занемарива у односу на густину кондензата;
- Силе површинског напона на спољној површини слоја кондензата не утичу на карактер његовог тока;

- Ширина расхладног зида је веома велика, па је проблем дводимензионалан;
- Процес размјене топлоте је стационаран.



Слика 3.1. Брзинско и температурско поље при ламинарној филмској кондензацији на површини вертикалног зида

Специфични топлотни флуks кондукције кроз слој кондезата на растојању  $x$  од врха зида износи:

$$q_x = -\lambda \left( \frac{dT}{dy} \right)_{y=0} \quad (3.1.)$$

Са друге стране, размјењени специфични топлотни флуks на датом мјесту за кондензујућу пару на зиду износи:

$$q_x = -\alpha_x (T_s - T_z)_{y=0} \quad (3.2.)$$

гдје су  $T_s$  – температура сувозасићене паре, а  $T_z$  – температура зида. Диференцијалне једначине ламинарне слободне конвекције у апроксимацији граничног слоја за вертикалан зид, добијају облик:

$$\rho \left( W_x \frac{\partial W_x}{\partial x} + W_y \frac{\partial W_y}{\partial y} \right) = \frac{\partial}{\partial y} \left( \mu \frac{\partial W_x}{\partial y} \right) - \frac{dp}{dx} - \rho g \quad (3.3.)$$

$$\rho c_p \left( W_x \frac{\partial T}{\partial x} + W_y \frac{\partial T}{\partial y} \right) = \frac{\partial}{\partial y} \left( \lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right) \quad (3.4.)$$

Усвојене претпоставке допуштају да се битно упрости математичка формулација проблема. При овим условима једначине које описују процес кондензације добијају сљедећи облик:

$$\frac{d^2T}{dy^2} = 0 \quad (3.5.)$$

$$\mu_k \frac{d^2w_x}{dy^2} = -\rho_k g \quad (3.6.)$$

Гранични услови:

$$y=0; T=T_z; w_x=0;$$

$$y=0; T=T_z; \frac{\partial w_x}{\partial y} = 0;$$

Рјешавањем овог система диференцијалних једначина, добија се дебљина слоја кондензата:

$$\delta(x) = \sqrt{\frac{4\lambda_k \mu_k (T_s - T_z) x}{r \rho_k^2 g}} \quad (3.7.)$$

односно, коефицијент прелаза топлоте:

$$\alpha(x) = \frac{\lambda_k}{\delta(x)} = \sqrt{\frac{\lambda_k^3 r \rho_k^3 g}{4\mu_k (T_s - T_z) x}} \quad (3.8.)$$

Коефицијент прелаза топлоте на вертикалној површини висине  $H$  износи:

$$\alpha = \frac{1}{H} \int_0^H \alpha(x) dx \quad (3.9.)$$

$$\alpha = \frac{4}{3} \sqrt{\frac{\lambda_k^3 r \rho_k^3 g}{4\mu_k (T_s - T_z) H}} \quad (3.10.)$$

Због уведених претпоставки, Нуселтово рјешење ипак не одражава праву вриједност интензитета размјене топлоте у кондензаторима енергетских постројења при реалним радним условима. Међутим, са развојем модерних дигиталних рачунара, као и дигиталне мјерне технике, омогућена је нумеричка и експериментална анализа цијелог низа фактора који утичу на интензитет размјене топлоте у кондензаторима.

## Конвективни пренос топлоте и силе инерције кондензата

Топлотни флуks кроз зид расхладне цијеви увијек је већи од топлотног флуksа кроз међуфазну површину, јер се поред ослобађања топлоте кондензације при промјени фазе, расхладној површини конвекцијом предаје и дио физичке топлоте кондензата. Температура слоја кондензата опада по дебљини од  $T_f = T_s$  до  $T_z$ , или се кондензат просјечно хлади до температуре  $T$ , која може да се одреди преко израза:

$$T = \frac{\int_0^\delta T(y) w_x dy}{\int_0^\delta w_x dy} = T_s - \varphi(T_s - T_z) \quad (3.11.)$$

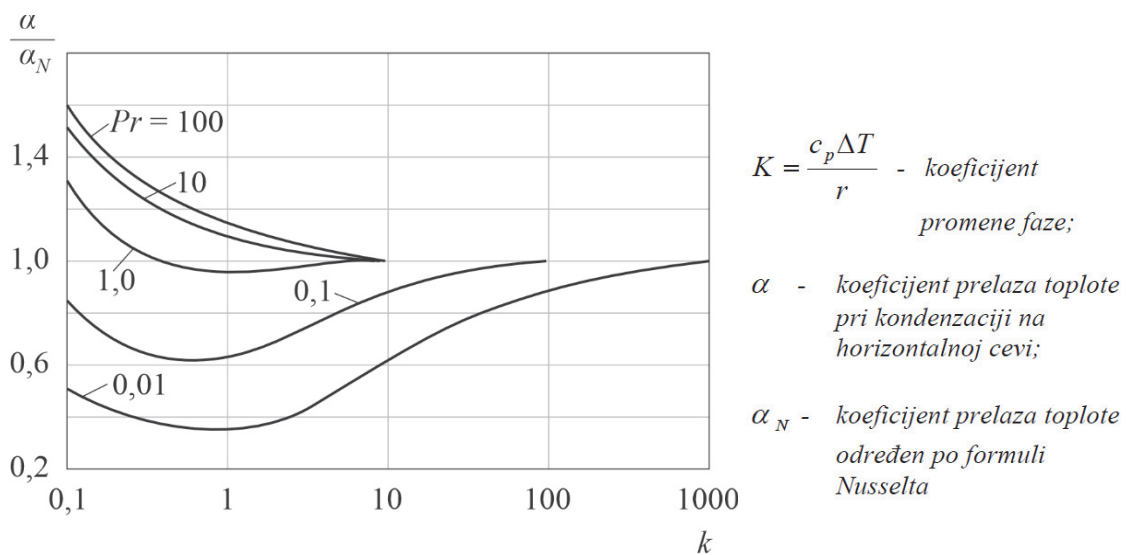
При чему је  $\varphi = \frac{T_s - T}{T_s - T_z}$  релативно потхлађивање кондензата.

Укупна количина топлоте која се предаје расхладној површини представља збир топлоте фазног прелаза (топлота кондензације) и топлоте потхлађивања у односу на температуру кондензације (која се у прорачунима може узети у обзир због тачнијег одређивања коефицијента прелаза топлоте при кондензацији паре) и износи:

$$q = [r + c_p \varphi (T_s - T_z)] \dot{m} \quad (3.12.)$$

Такође се у циљу тачнијег одређивања коефицијента прелаза топлоте, осим гравитационих сила, могу у обзир узети и силе инерције слоја кондензата.

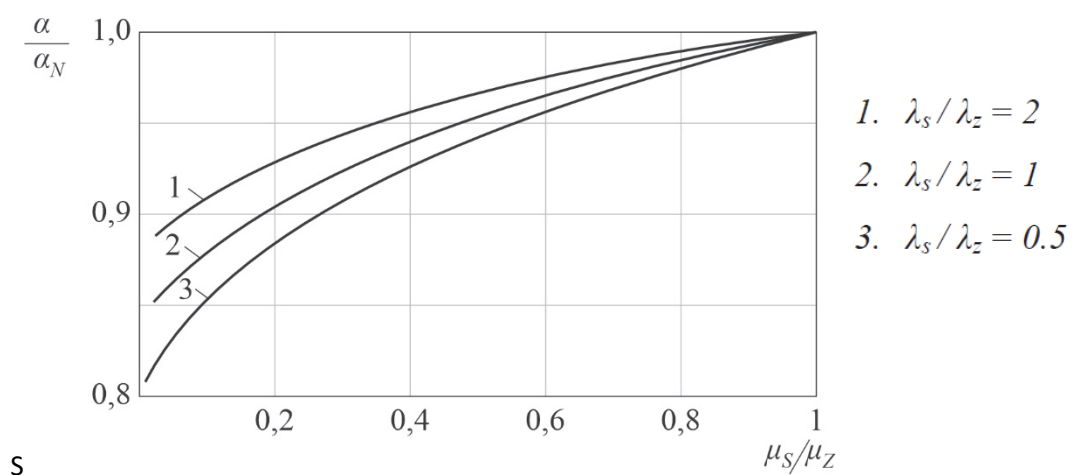
Проблем одређивања коефицијента прелаза топлоте узимајући у обзир конвективни пренос топлоте и силе инерције, разматрали су Г. Н. Кружлин [54] и Д. А. Лабунцов [55]. На слици 3.2 дати су резултати њихове анализе кондензације на хоризонталној цијеви. Са слике се може видјети да за кондензацију водене паре у кондензаторима термоенергетских постројења, при  $K > 10$  и  $1 < Pr < 10$ , практично и не постоји разлика између Nusselt-овог и рјешења Кружлиног и Лабунцова. Као последица, утицаји конвективног преноса топлоте и инерцијалних сила слоја кондензата се могу занемарити при прорачуну коефицијента прелаза топлоте за кондензаторе ових карактеристика.



Слика 3.2. Коэффициент прелаза топлоте при кондензацији на хоризонталној цијеви [57]

### Зависност термофизичких својстава кондензата од температуре

Физичка својства кондензата, у прорачунима се често одређују за средњу температуру слоја кондензата. Утицај зависности физичких својстава кондензата од температуре на интензитет размјене топлоте при кондензацији разматрали су К. Д. Воскресенски [56] и Лабунцов [55], а резултати до којих су дошли, приказани су на слици 2.3. Упоредивање резултата са Nusselt-овим рјешењима, рађено је за средњу аритметичку температуру слоја кондензата.



Слика 3.3. Промјена коэффициента прелаза топлоте у зависности од промјене  $\lambda_k$  и  $\mu_k$  са температуром

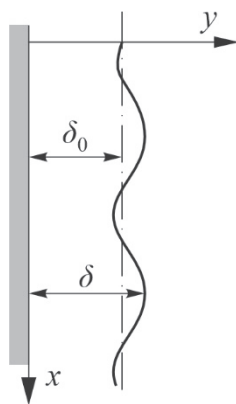
Формула Nusselt-а за средњу аритметичку вриједност температуре кондензата даје више вриједности коефицијента пролаза топлоте. Међутим, за случај кондензације у кондензаторима термоенергетских постројења, када је  $\lambda_s/\lambda_z \approx 1$  и  $\mu_s/\mu_z > 0.8$ , ово неслагање резултата износи 1-2%, тако да се у практичним прорачунима може занемарити. Према томе, у прорачунима коефицијента прелаза топлоте при кондензацији водене паре у кондензаторима термоенергетских постројења, физичка својства кондензата се могу сматрати константним и одређивати за средњу аритметичку температуру слоја кондензата.

### Таласно ламинарно (псеудоламинарно) струјање слоја кондензата

При Рејнолдсовим бројевима изнад 20-30, долази до образовања таласа на површини филма кондензата [57]. Образовање таласа везано је за дејство капиларних сила које при струјању течности у танком слоју малим брзинама и малом закривљености њихове спољне површине постају по величини приближне вискозним силама.

Т. В. Вејјамин [58] је нашао да при вертикалном филмском струјању увијек постоји нестабилност, односно да таласи настају при  $Re=0$ , иако је нестабилност при малим Рејнолдсовим бројевима тешко практично утврдити. Експерименти Н. В. Зозули-ја [59,60] при кондензацији водене паре показали су да се при Рејнолдсовим бројевима кондензата већим од 8 јавља неслагање вриједности коефицијента прелаза топлоте са Nusselt-овим рјешењем.

Према теоријским радовима П. Л. Капице [61], при устаљеном периодичном таласном струјању, средња дебљина струје,  $\delta$ , при једнаком протоку је приближно за 7% мања него при ламинарном, амплитуда таласа има знатну величину, једнаку  $0.46\delta$ , а фазна брзина, за 2.4 пута превазилази брзину у средњем пресеку. Интензитет размјене топлоте кроз слој кондензата који се таласно креће је већи за 21% у поређењу са Nusselt-овим резултатом.



Слика 3.4. Периодично таласно кретање слоја кондензата

Једно од суштинских питања при размјени топлоте и масе при филмском струјању течности јесте износ површине течног филма, с обзиром на њено увећање усљед валовитости. S. R. Taibly и S. Portalski [62], су предложили једначину која омогућава израчунавање пораста износа површине усљед валовитости површине филма:

$$\Delta F = \left( \frac{\delta \pi \alpha_v}{\lambda_v} \right)^2 \left[ 1 + \left( \frac{g \alpha_v \rho \lambda_v}{2^4 \pi^3 \delta \sigma} \right)^2 \right] \quad (3.13.)$$

Једначину (2.15) аутори предлажу за случај када је таласна дужина  $\lambda_v \geq 13,7 \delta$ , што одговара Рејнолдсовом броју приближно 200 за вертикални водени филм. Међуфазна површина при томе расте до 150%. Примјена теорије П. Л. Капице при тако високим вриједностима  $Re$  није заснована. Експериментално је потврђена зависност В. Г. Левича [63], по којој је:

$$\frac{\Delta F}{F} = \left( \frac{\alpha_v}{\lambda_v} \right)^2 \quad (3.14.)$$

Обично је таласна дужина знатно већа од амплитуде, па је увећање међуфазне површине мало.

За случај кондензације водене паре, теоријске и експерименталне анализе показују да се таласно кретање слоја кондензата развија тек на одређеном растојању од почетне тачке, када струјање кондензата постиже критичну таласну дужину, што је могуће само у случају довољно великог пречника цијеви. П. Л. Капица је за одређивање критичне таласне дужине предложио израз:

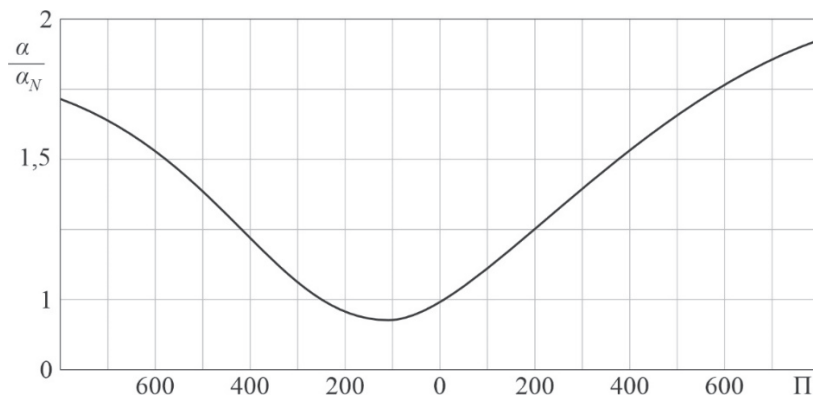
$$\lambda_v = 0.4 \left( \frac{\sigma}{\varepsilon_k g} \right)^{0.5} \quad (3.15.)$$

Д. А. Лабунцов је предложио израз за оцјену пречника цијеви при којем се може појавити таласно кретање кондензата:

$$d > \left( \frac{\delta}{\rho_k g} \right)^{0.5} \quad (3.16.)$$

Према овом изразу, таласно кретање при кондензацији водене паре на хоризонталној цијеви може да се појави при пречнику цијеви већем од 50 mm. Како се у кондензаторима за кондензацију водене паре у термоенергетским постројењима не користе расхладне цијеви тако великих пречника, може се сматрати да је претпоставка да силе површинског напона на спољној површини слоја кондензата не утичу на карактер његовог тока потпуно оправдана.





$\alpha/\alpha_N$  - odnos koeficijenata prelaza toplote pri kondenzaciji pare koja se kreće određenom brzinom i istog određenog po Nusseltu;  
 $\Pi = w_p^2 \rho_p \alpha_N / (g \lambda_k \rho_k)$  - kriterijum koji uzima u obzir uticaj trenja na međufaznoj površini

Слика 3.5. Релативна промјена коефицијента прелаза топлоте у зависности од брзине струјања паре [57]

Брзина којом пара струји око цијеви значајно утиче на коефицијент прелаза топлоте. При опструјавању цијеви паром, јављају се силе трења на међуфазној површини пара-кондензат које знатно утичу на интензитет размјене топлоте при кондензацији. Ова зависност (експериментално утврђена) приказана је на слици 3.5 [64].

Силе трења на међуфазној површини, при истом смјеру кретања паре и слоја кондензата, убрзавају кретање слоја кондензата, због чега се његова дебљина смањује, а коефицијент прелаза топлоте повећава са повећањем брзине паре. Обрнуто, при супротносмјерном струјању паре и слоја кондензата, силе трења успоравају кретање слоја кондензата, а коефицијент прелаза топлоте се смањује. Овакав режим струјања траје све док силе трења не постану доминантне, када кондензат почиње да струји у правцу кретања паре, а коефицијент прелаза топлоте поново почиње да расте. Пошто су у Nusselt-овој теорији силе трења занемарене, ова теорија не даје праву вриједност коефицијента прелаза топлоте при кондензацији паре на хоризонталној цијеви. Аналитичко рјешење проблема интензитета размјене топлоте при кондензацији чисте паре на хоризонталној изотермној цијеви, први су дали Shekirladze и Gomelauri [65] у облику:

$$Nu Re^{-0.5} = 0.64 \left[ 1 + \left( 1 + 1.69 \frac{Pr_k}{FrK} \right)^{0.5} \right]^{0.5} \quad (3.17.)$$

Треба нагласити да ова једначина није нашла ширу експерименталну потврду, посебно у областима великих брзина струјања. Узрок је највећим дијелом у томе што није узета у обзир могућност одвајања граничног слоја паре од међуфазне површине пара-кондензат. Експерименти потврђују да одвајање наступа при Рејнолдсовим бројевима већим од 10, и да се тачка гдје почиње одвајање граничног слоја флуида помјера са порастом Рејнолдсовог броја.

Спрјечавање одвајања граничног слоја флуида од опструјаваног тијела могуће је преко дјелимичног одсисавања флуида кроз опструјавану површину. Да би се избјегло одвајање граничног слоја флуида за кружни цилиндар са радијусом  $r$  према [66] потребно је да буде задовољен сљедећи услов ( $c_j$  – коефицијент одсисавања):

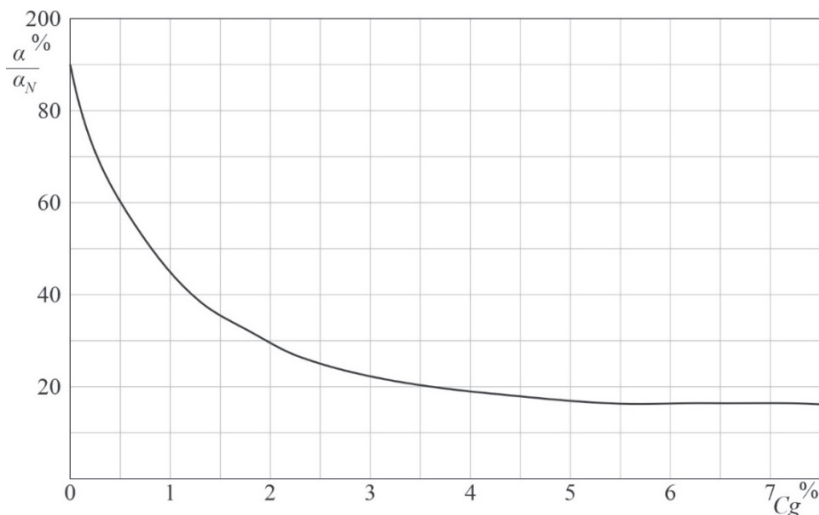
$$c_j \sqrt{\frac{w_0 r}{\nu}} \leq 3.08 \quad (3.18.)$$

Пошто се при кондензацији дешава процес сличан одсисавању флуида кроз опструјавану површину, често су у пракси испуњени услови који задовољавају једначину (3.18). Ова околност омогућава да при кондензацији паре одвајање граничног слоја паре наступа при знатно већим Рејнолдсовим бројевима.

Одређивање напона трења између паре и слоја кондензата у области гдје је гранични слој паре одвојен од међуфазне површине пара-кондензат сложено је због сложеног карактера оваквог струјања, те се најчешће усваја да се напон трења може занемарити, односно да је једнак нули. Одвајање граничног слоја паре неповољно утиче на интензитет размјене топлоте, јер се смањују силе трења на међуфазној површини пара-кондензат, чиме се стварају услови за повећање дебљине слоја кондензата у области одвојеног тока. Код веома великих брзина паре, одвајање граничног слоја паре смањује позитивне ефекте дјеловања сила трења на међуфазној површини. Појава одвајања граничног слоја паре узета је у обзир у бројним радовима везаним за проблем интензитета размјене топлоте при кондензацији. Карактеристично за те радове је да се претпоставља константна температура зида цијеви. Експериментални резултати показују да израчунате вриједности коефицијента прелаза топлоте на основу израза из ових радова дају прецијењене вриједности коефицијента прелаза топлоте са порастом брзине струјања паре. Ово неслагање приписано је промјенљивости температуре површине, што су најдетаљније испитивали Memory и Rose [67]. Утврдили су да при кондензацији непокретне паре ова промјенљивост температуре нема утицај на интензитет размјене топлоте, док повећање брзине струјања паре повећава и утицај температуре спољног зида цијеви на коефицијент прелаза топлоте. Унапрјеђење на том пољу истраживања, дао је Fujji [68] који је проблем кондензације покретне паре ријешао уз претпоставку о константном флуксу, при чему је добио бољу сагласност између теоријских и експерименталних резултата. Данас је основа аналитичком разматрању проблема кондензације покретне паре модел Honde и Fujjia [69] који овај проблем разматра у најопштијем облику, и за услове промјењиве температуре зида цијеви, и за услове промјењивог топлотног флукса.

## Филмска кондензација у присуству инертних гасова

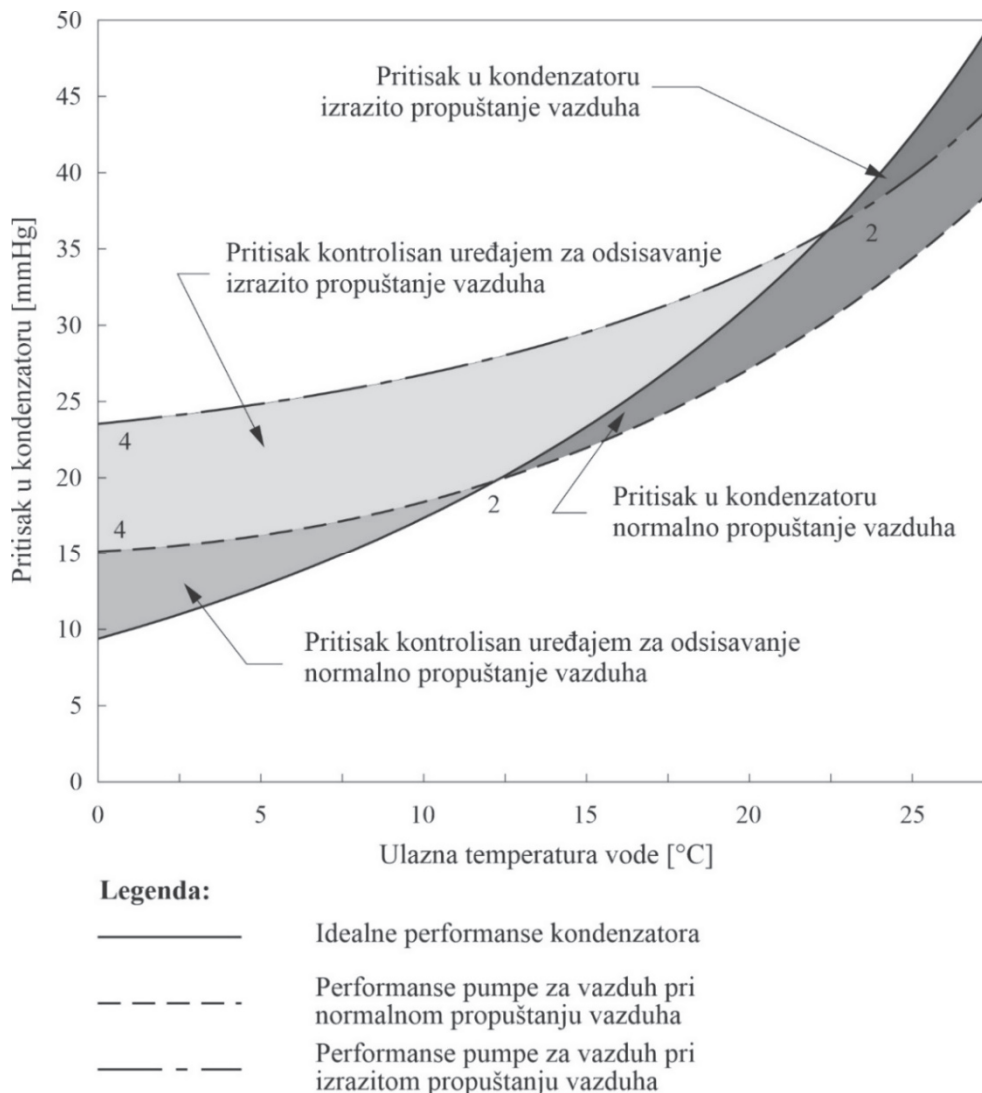
На интензитет кондензације нарочито велик утицај има присуство некондензујућих гасова у пари која кондензује. Некондензујући гасови у пару највећим дијелом продиру из атмосферског ваздуха, а дјелимично су и резултат издвајања гасова који су већ и били растворени у пари. Присуство инертних гасова у пари битно мијења и саму природу процеса кондензације. Експерименти су показали да већ и незнатно повећање концентрације ваздуха у пари (од свега неколико процената) значајно смањује интензитет размјене топлоте [70]. На слици 2.7. је приказана експериментално добијена зависност односа коефицијента прелаза топлоте за случај кондензације паре на хоризонталној цијеви у присуству некондензујућих гасова  $\alpha_v$  према коефицијенту  $\alpha$  за случај кондензације чисте паре, у функцији концентрације гасова у пари  $c_g$ . Може се видјети да присуство ваздуха у пари у износу од само 1%, смањује коефицијент прелаза топлоте за више од два пута [70].



Слика 3.6. Зависност коефицијента прелаза топлоте у функцији концентрације ваздуха у пари која се кондензује [71]

Основни разлог оваквог утицаја некондензујућих гасова на квалитет процеса кондензације, лежи у томе да је отпор размјени топлоте за ваздух знатно већи од отпора за пару. Ваздух се скупља на хладнијим површинама и тиме смањује интензитет размјене топлоте. Такође, ваздушни слој спрјечава пару да дође у контакт са површином. Интензитет кондензације (брзина кретања молекула паре) зависи од разлике концентрација паре у језгру струје и међуфазној површини, односно од парцијалних притисака на тим мјестима. Као резултат присуства ваздуха, температура паре на међуфазној површини је нижа од температуре паре у језгру струје далеко од површине зида, што даље резултује смањењем интензитета размјене топлоте.

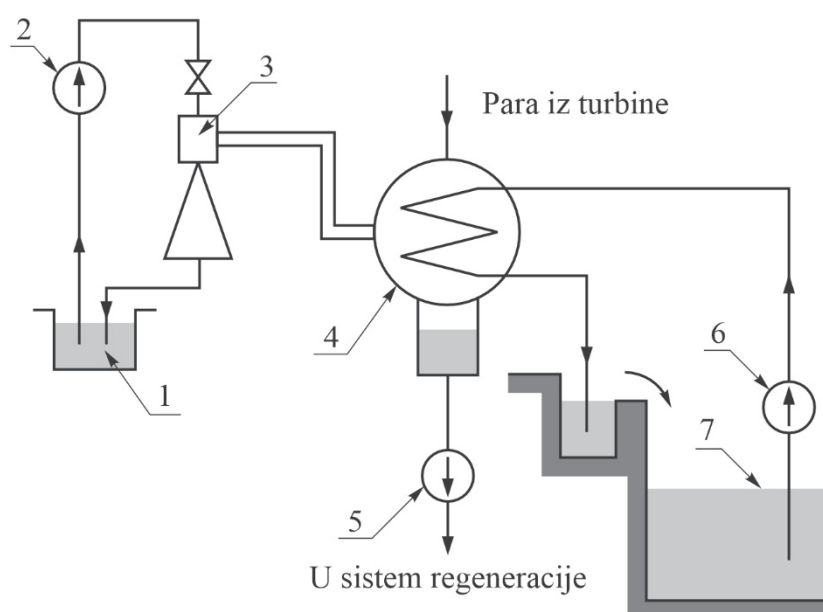
Функција опреме за одсисавање ваздуха јесте управо да уклони све некондензујуће гасове који се нађу у пари. Ако је опрема правилно димензионисана, вакуум у кондензатору биће успостављен температуром расхладног медија и количином одведене топлоте. Ако опрема за одсисавање није адекватна, притисак у кондензатору (и противпритисак турбине) ће порастати. Ефикасност турбине и њена снага у том случају је мања. У овој ситуацији, опрема за одваздушење ограничава вакуум у кондензатору. Слика 3.7 [72] приказује визуелно да ако систем за одваздушење, независно од типа, из неког разлога није у могућности да одведе некондензујуће гасове на притиску који кондензатор треба да достигне, притисак у кондензатору расте и контролисан је капацитетом опреме за одваздушење. Harrington такође закључује „Када уређај за одсисавање ваздуха контролише потпритисак, може се очекивати да ниво раствореног кисеоника расте.”



Слика 3.7. Утицај садржаја ваздуха на притисак у кондензатору [72]

### 3.2. КОНДЕНЗАЦИОНА ПОСТРОЈЕЊА У ТЕРМОЕЛЕКТРАНАМА

Кондензационо постројење у термоелектрани састоји се од кондензатора, одговарајуће инсталације за одсисавање некондензујућих гасова и циркулационе пумпе расхладне воде. На слици 3.8. дата је шема једног кондензационог постројења са водом хлађеним кондензатором. Довођење расхладне воде у цијевни систем кондензатора (4) врши се циркулационом пумпом (6), која воду узима из резервоара (7). Настали кондензат се одводи помоћу кондензаторске пумпе (5) и води се у систем регенерације. Одсисавање пароваздушне смјеше из парног простора кондензатора врши се ејектором (3). Вода доведена пумпом (2) из резервоара, креће се ка млазнику ејектора (3) и улази у комору ејектора, уз коју су прикључене доводне цијеве пароваздушне смјесе из парног простора кондензатора. Струја воде са собом односи пароваздушну смјесу ван кондензатора. Искориштена вода одлази у резервоар (1).

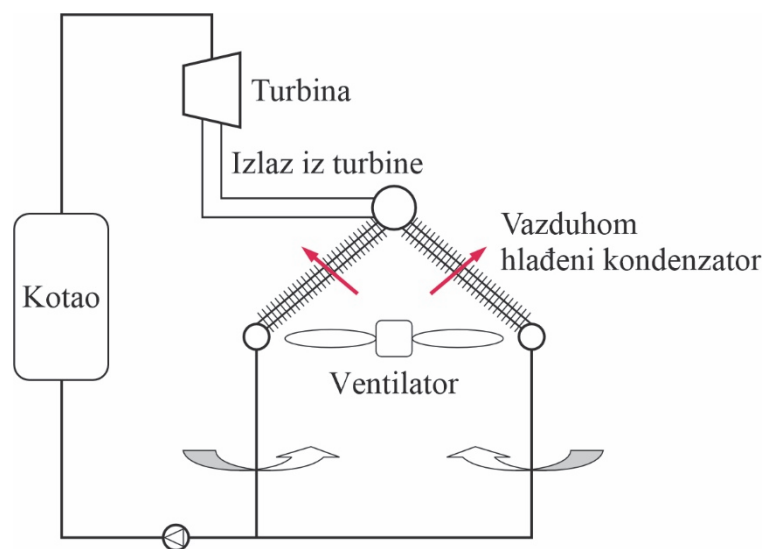


Слика 3.8. Шема кондензационог постројења са водом хлађеним кондензатором [57]

#### Кондензатори

Основни елемент кондензационог постројења је управо кондензатор. Појава кондензатора за кондензацију водене паре поклапа се са појавом парне машине. Сматра се да је први патентиран кондензатор James Watt-а са вертикалним цијевима из 1760. године. Већ од 1860. године почели су да се примјењују кондензатори са хоризонталним цијевима, који су и до данас остали у примјени. Касније је Nusselt теоријски доказао да је за хоризонталне цијеве термички отпор слоја кондензата мањи у односу на исти на вертикалним цијевима. Сама

концепција распореда хоризонталних цијеви у кондензаторима актуелна је од самог почетка њихове примјене до данас. С друге стране, конструкција кондензатора, примјењивани материјали и технологије стално су унапрјеђивани у дугогодишњем периоду примјене кондензатора. Концепција распореда цијеви у снопу и геометрија кондензатора такође су се битно мијењали. Према облику геометрије ови кондензатори се могу подијелити у пет генерација, при чему се најприје радило на усавршавању постављања снопа цијеви како би се обезбиједило равномјерно сливање кондензата, затим се радило на обезбјеђивању равномјерног струјања паре кроз цијевни сноп кондензатора, те рјешавању проблема сигурног дотицања паре до сваке цијеви у кондензатору, прављењем канала у оквиру цијевног снопа и постављањем преграда на одговарајућим мјестима за одвођење кондензата и истовремено усмјеравање струје паре. Даље је пажња посвећена правилном одвођењу некондензујућих гасова, као и минимизирању отпора струјања у цијевном снопу. На тај начин, у петој генерацији кондензатора проширени су прилазни канали и примјењује се различит распоред цијеви у снопу. У спољним дијеловима снопа они су ријеђе распоређени, а у унутрашњим гушће. Такође су остали присутни и канали у унутрашњости снопа. Приликом конструисања кондензатора пете генерације почела је и примјена дигиталних рачунара за добијање слике струјања и одређивање величина стања паре у парном простору кондензатора.



Слика 3.9. Шема радног елемента ваздушног кондензатора

## Конструкцијска рјешења кондензатора

### Водом хлађени кондензатори

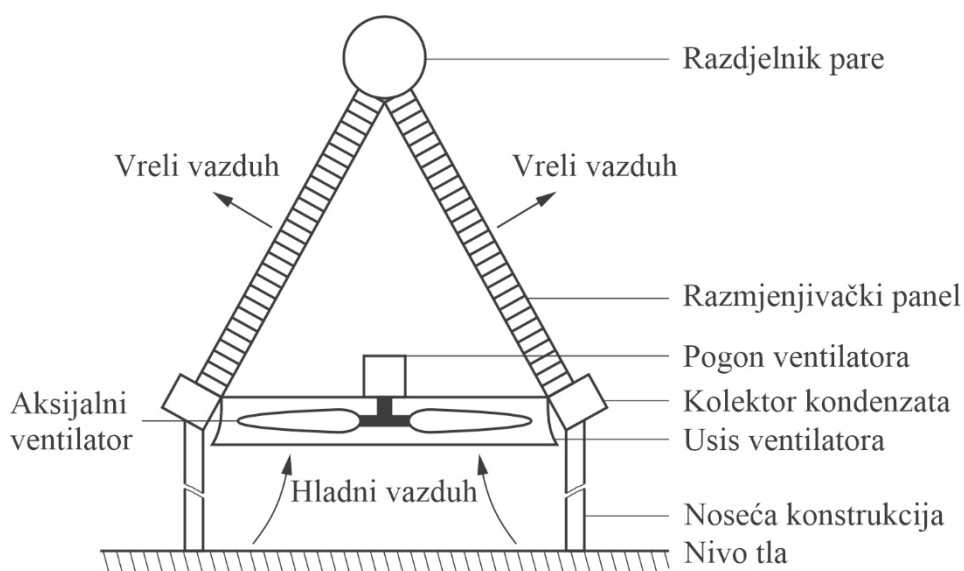
Кондензатори у енергетским постројењима су генерално изведени као класични површински размјењивачи топлоте. Како је чест случај да је притисак паре у кондензатору врло низак ( $0,04 \div 0,05$  бара, вакуум  $95 \div 96\%$ ) то је специфична запремина водене паре врло велика, што условљава и велики габарит кондензатора. Управо из тог разлога су габаритне мјере кондензатора често веће и од саме турбине чију израђену пару кондензује. Цијев за довод водене паре такође је врло великог пречника.

У водом хлађеним кондензаторима, пара струји попречно на цијеву кроз које тече расхладна вода (унакрсни размјењивач). Расхладна вода струји у једном или више пролаза, а најчешће у два. Цијеви су фиксирани вертикалним попречним преградама. Најчешће примјењивана конструкција је да хладна вода тече прво кроз горњу половину цијеви а тек онда кроз доњу половину, јер се на тај начин постиже најбрже смањење специфичне запремине водене паре. Осим тога, настале капи прехлађене течности сливају се наниже увећавајући на тај начин ефективну површину кондензације. У циљу смањења губитака топлоте, као и смањења засићења кондензата кисеоником, кондензат треба да има температуру што је могуће ближу температури паре. У датој конструкцији то је постигнуто тако што вода у најнижем дијелу непосредно изнад сабирника кондензата има највећу температуру. Да би се избјегло плављење најнижих цијеви кондензатором, на сабирнику кондензата је обично постављено и водоказно стакло.

### Ваздухом хлађени кондензатори

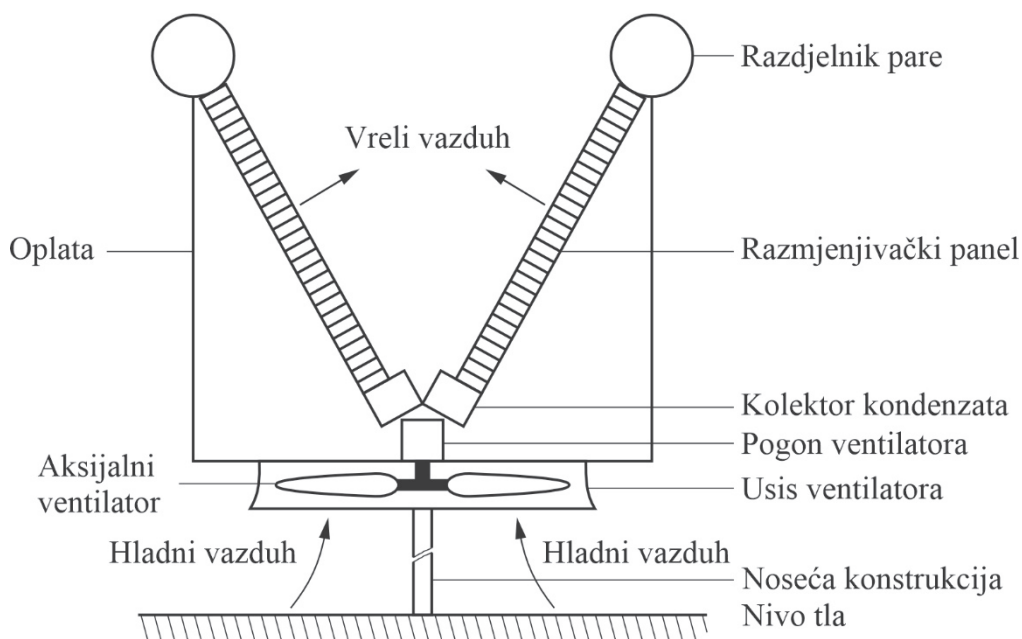
Тренутно највише заступљена конструкција ваздухом хлађених кондензатора у термоелектранама су такозвани кондензатори А-типа, слика 3.10. Свакако да треба напоменути да је на слици 3.10. дата само поједностављена шема једне ћелије кондензатора такве конструкције, те да је елемент приказан на слици, у ствари само једна од неколико десетина ћелија у склопу реалног кондензатора.

Треба напоменути да иако се кондензатори овог типа веома често користе у пракси, А-тип конструкција неоспорно има неколико озбиљних функционалних недостатака. Вјероватно да би се као највећи недостатак овакве конструкције ваздухом хлађених кондензатора управо могло навести неравномјерно поље брзина преко размјењивачке површине, што за последицу свакако да има нешто нижу ефикасност овакве конструкције.



Слика 3.10. Ђелија А-тип конструкције ваздухом хлађеног кондензатора

Још један, за данашње прилике релативно нов тип конструкција ваздушних кондензатора у термоелектранама је такозвани V-тип конструкције, слика 3.11. Према резултатима досадашњих испитивања, V-тип конструкције ваздухом хлађених кондензатора показује много предности у односу на већ поменути А-тип, али, будући да је то конструкција која је још увијек нова на тржишту, стварне перформансе овакве конструкције тек треба да се покажу у експлоатацији.



Слика 3.11. Ђелија конструкције V-типа ваздухом хлађеног кондензатора



## Извођење кондензатора

### Водом хлађени кондензатори

Како је већ поменуто, кондензатори спадају у површинске рекуперативне размјењиваче топлоте. Омотач кондензатора, најчешће се изводи цилиндричног облика, а за кондензаторе врло великог капацитета и паралелопипедног. Као материјал омотача, обично се употребљава челични лим. За веће кондензаторе у омотач се уграђује и компензатор температурних дилатација.

Суштински се може рећи да се највеће искориштење запремине кондензатора (најмањи габарит при датом капацитету) може добити примјеном цијевии што мањег пречника, јер се на тај начин постиже максимална површина за размјену топлоте по јединици запремине. Међутим, кроз овај тип кондензатора је потребно пропустити огромне количине воде, обично из ријека, језера, кула за хлађење воде, а некад и из мора, и та је вода најчешће само грубо филтрирана. Због тога се, усљед могућности запрљања и зачепљења, препоручује да унутрашњи пречник цијевии ипак не буде мањи од 16 mm, а за кондензаторе врло великог капацитета 22 ÷ 25 mm. При оваквим пречницима цијевии ни хидраулични отпори у кондензатору нису сувише велики. Дебљина зида цијевии обично је око 1 mm. Ако се као расхладни флуид користи слатка вода, онда се цијевии праве од месинга приближног састава 70% бакра, 29% цинка и 1% олова, а ако се користи морска вода онда се цијевии обично израђују од легура никла. У новије вријеме, савремени водом хлађени кондензатори се израђују и од титанијума.

### Ваздухом хлађени кондензатори

За разлику од водом хлађених конструкција, извођења ваздухом хлађених кондензатора су у великој мјери једноставнија, првенствено зато што се као расхладни медиј користи околни ваздух, те не постоји потреба за нарочито сложеном конструкцијом размјењивача. Суштински, ваздухом хлађени кондензатор се састоји из носеће конструкције која у главном укључује бетонске стубове и челичну решеткасту конструкцију која носи размјењивачке панеле кондензатора. Сами размјењивачки панели се по правилу изводе као снопови паралелних челичних цијевии са алуминијумским оребрењем. Такође, ваздухом хлађени кондензатори се изводе на начин да се групе ћелија слажу у редове паралелних стаза, при чему су размјењивачки панели монтирани као стране крова на свакој стази. Зависно од конструкције и конкретног прорачуна, у склопу кондензатора, такође може бити један или више редова размјењивачких панела на свакој страни стазе.

## Кондензатне пумпе

Саму конструкцију кондензатних пумпи диктирају мјесто на које се оне постављају и услови у којима раде. Кондензатне пумпе служе за одвод кондензата из кондензатора и његово одвођење кроз систем загријача у деаератор. Код постројења са докритичним параметрима паре, притисак који остварује пумпа мора да буде довољан за савладавање хидрауличких отпора цијеви загријача и за предају кондензата у деаератор, са додатком 0.6 МПа на висину од око 20 m (неопходно за нормалан рад пумпе). Захтијевани притисак може бити остварен само у пумпи вишестепене конструкције (број радних кола обично кондензаторских пумпи варира од два до шест). Кондензатне пумпе потискују велику количину основног кондензата, додатну хемијски припремљену воду, дренажу загријача итд. Због тога кондензационо постројење има неколико паралелно везаних пумпи, од којих се једна обавезно налази у резерви. Оптерећење кондензаторских пумпи износи 300-1500 m<sup>3</sup>/s, док утрошена снага износи 150-1250 KW.

Укључивање кондензатних пумпи у шему ТЕ за надкритичне параметре паре мало се разликује од горе наведеног. Та постројења имају осјетљив котло, који захтјева напојну воду високог квалитета, за шта је неопходно стопостотно чишћење кондензата.

Услови рада кондензатних пумпи, будући да оне раде у условима дубоког вакуума су прилично захтијевни. Уколико је изнад нивоа кондензата у сабирнику кондензата дубок вакуум, кондензатна пумпа се не смије поставити изнад нивоа кондензата због негативне висине усисавања. Управо из тог разлога, у великим електранама, кондензатне пумпе се обично уграђују у подрумски простор.

Додатна негативна појава у условима дубоког вакуума, нарочито при недовољној херметичности пумпе, је могућност усисавања околног ваздуха. Ова појава повећава вјероватноћу прекида рада пумпе, а такође доводи и до смањења њене продуктивности. Надаље, у таквом сценарију, кондензат бива засићен кисеоником, што изазива корозију кондензатног тракта, уз изношење продуката корозије у котло и турбину. Због тога се примјењују специјалне конструктивне мјере за обезбјеђење херметичности кондензатних пумпи.

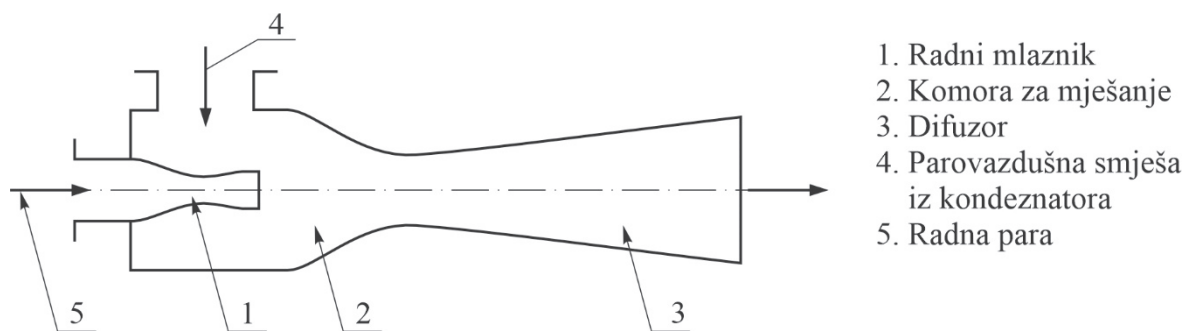
## Систем за одсисавање ваздуха

Функција опреме за одсисавање ваздуха је одстрањивање свих некондензујућих гасова који се нађу у систему. Ако је ова опрема правилно димензионисана, вакуум у кондензатору биће успостављен температуром расхладне воде и интензитетом преноса топлоте.

У кондензационим постројењима, за одсисавање ваздуха из кондензатора, користе се парострујни и водострујни ејектори, вакуумске пумпе са флуидним прстеном, а такође и новије адаптације ових система, као што је хибридни систем [73].

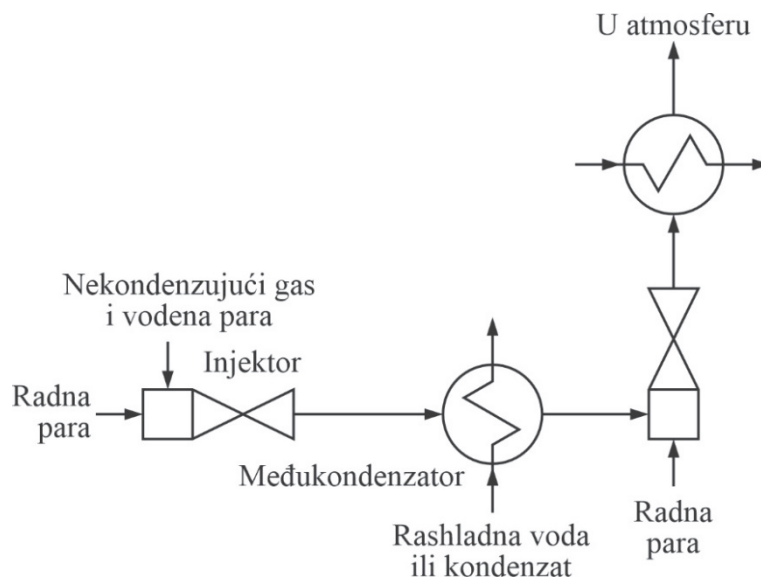
Радни медиј у парострујном ејектору је пара из деаератора. Како би се умањили габарит и снага инјектора, неопходно је охладити ваздух на што нижу температуру. Најчешће се то ради тако да је централна секција за одсисавање ваздуха састављена из двије паралелне плоче између којих су постављене цијеви кроз које струји хладна вода. На тај се начин ваздух, крећући се навише, хлади, при чему се и дио водене паре који он са собом носи кондензује и пада у сабирник кондензата.

Ејектори циркулационог система за брзо постизање вакуума при пуштању у погон су једностепени (слика 3.12). Брзина у млазнику је већа од 1000 m/s, притисак радне паре износи 5–10 bar. Једноструки дифузор обезбјеђује вакуум (нижи од 15 kPa). Како је за већину термоенергетских постројења потребно 4-5 kPa, користи се вишеструки дифузор. Додатни недостатак оваквог система је и то што се топлота радне паре, као и сама пара која одлази у атмосферу, неповратно губе. Због тога се примјењују вишестепени ејектори за одсисавање пароваздушне смјесе, са оптималним степеном сабијања у сваком ступњу, са кориштењем радне паре, као и њеним очувањем у циклусу постројења.



Слика 3.12. Шема парострујног ејектора [57]

На слици 3.13. је дат шематски приказ система са двостепеним парним ејектором. Смјеса ваздуха и водене паре, која је уклоњена из основне паре кондензатора, улази у први степен ејектора, и помоћу радне паре бива сабијена на радни притисак међукондензатора. Након првог ступња, смјеса некондензујућих гасова и водене паре, заједно са радном паром одлазе у међукондензатор, гдје се кондензује основни дио паре. Некондензујући гасови (ваздух), заједно са преосталом воденом паром, сада улазе у други ступањ ејектора, гдје се ова смјеша сабија до атмосферског притиска. Коначно, гасови се испуштају у околину преко посљедњег кондензатора.



Слика 3.13. Двостепени ејекторски систем [57]

За ефикасан рад ејектора, кључно је да се обезбиједи и одговарајуће стање радне паре. Произвођачи, по правилу испоручују и систем који одржава стабилан рад са притиском паре на минималној вриједности или нешто изнад ње. Уколико притисак радне паре падне испод минималне пројектне вриједности, кроз млазник ће пролазити мања количина паре од количине потребне за исправан рад ејектора. Такође, потенцијални проблем при раду ејектора може да се појави и уколико је притисак радне паре већи за више од 20% од пројектованог. У том случају, кроз млазник ће да експандира превише паре, што може да доведе до загушења дифузора.

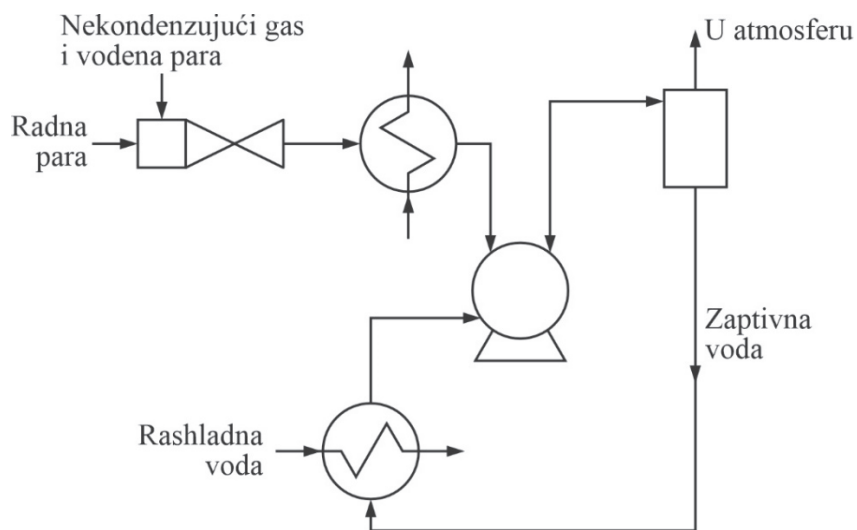
Степен сувоће радне паре је такође битна карактеристика када је ријеч о ејекторима. Влажна пара генерално оштећује ејектор, будући да влага у радној пари изазива ерозију унутрашњих површина млазника. Исто тако могу да се јаве и удари у цијевима међукондензатора, али то опет зависи и од оријентације ејектора у односу на међукондензатор. Влажна пара, такође може да проузрокује и проблем у смислу ефикасности ејектора. Водене капи, при проласку кроз млазник ејектора, смањују енергију доступну за компресију. Усљед тога долази до смањења капацитета, а потенцијално и до нестабилности рада ејектора. Такође, водене капи испаравају у дифузору и тиме стварају додатно оптерећење. Како би се избјегли ови проблеми, потребно је инсталирати и одговарајући сепаратор паре са филтером за одвајање, првенствено на мјесту улаза радне паре.

У задње вријеме, све чешће се користе водострујни ејектори. Код овог типа ејектора, радно тијело је вода, а проток воде износи 5-7% капацитета напојне пумпе. Водострујни ејектори могу да обезбиједи дубљи вакуум него парни, али имају и значајан недостатак у смислу да се пара одсисана са ваздухом губи, а такође и њена топлота.

Принцип рада водострујних ејектора не разликује се од парних и заснован је на ејекторском дејству струје воде која излази из млазника. Пара из одсисане пароваздушне смјесе, кондензује се при контакту са радном водом, а некондензујући гасови се одводе у атмосферу. Како би се повећао капацитет, а истовремено и смањиле димензије апарата, често се изводе и вишеструки водострујни ејектори.

Нека релативно новија постројења, као на примјер ТЕ „Костолац”, имају комбиновани систем за одваздушење кондензатора. У почетном периоду рада се користи парни ејектор, а за коначно постизање и одржавање захтијevano вакуума, се примјењује водострујни ејектор. Такође, за одсисавање ваздуха из кондензатора често се користе и вакуумске пумпе са течним прстеном [74].

Један од новијих система за одсисавање ваздуха из кондензатора термоенергетских постројења је и тзв. хибридни систем. Хибридни систем за одваздушење представља комбинацију ејектора и вакуумске пумпе са течним прстеном. На слици 3.14. приказана је шема хибридног система. Такав систем се састоји од ејектора, међукондензатора и вакуумске пумпе. У оваквом систему, пумпа ради на већем међупритиску у односу на притисак који би могао да се добије кориштењем само вакуумске пумпе.



Слика 3.14. Хибридни вакуумски систем за уклањање ваздуха [57]

## 4. МАТЕМАТИЧКИ МОДЕЛ

### Основне транспортне једначине

Парцијална диференцијална једначина којом се описује неки од феномена преноса материје, количине кретања или енергије у ствари изражава начело одржања за одређену транспортну величину. Једначине одржања су [53]:

- Једначина континуитета

$$\frac{\partial(\rho)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i) = 0 \quad 4.1$$

- Једначина количине кретања

$$\frac{\partial(\rho u_i)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_i u_j) = \frac{\partial}{\partial x_j}(\tau_{ij}) - \frac{\partial p}{\partial x_i} + f_i \quad 4.2$$

- Једначина енергије

$$\frac{\partial(\rho h)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i h) = \frac{\partial}{\partial x_i}(j_{ih}) + S_h \quad 4.3$$

гдје је  $\rho$  густина,  $u_i$  компоненте брзине,  $p$  притисак,  $f_i$  изворни чланови импулсне једначине (запреминске, кориолисове, узгонске силе итд.),  $h$  енталпија,  $S_h$  продукција/деструкција енергије,  $j_{ih}$  дифузиони флуks транспорта енергије. У свим једначинама се могу са лијеве стране уочити нестационарни и конвективни, а са десне дифузиони и изворни чланови.

Код Newton-овских флуида су вискозни напони пропорционални деформацији, те је тензор  $\tau_{ij}$  облика:

$$\tau_{ij} = \mu \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \mu \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \quad 4.4$$

гдје је  $\mu$  динамичка вискозност флуида, а  $\delta_{ij}$  Kronecker-ов делта оператор ( $\delta_{ij}=1$  за  $i=j$  и  $\delta_{ij}=0$  за  $i \neq j$ ). Замјеном једначине 4.4. у једначину 4.2, добија се добро познати облик Navier-Stokes-ових једначина:

$$\frac{\partial(\rho u_i)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_i u_j) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \mu \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \mu \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right] + f_i \quad 4.5$$

У једначини 4.3, дифузиони флукс транспорта енергије  $j_{ij}$  обухвата транспорт енергије кондукцијом и вискозном дисипацијом.

Ово се може исказати у облику:

$$j_{ih} = \Gamma_T \frac{\partial T}{\partial x_i} + \Phi \quad 4.6$$

$$\Phi = 0.5\mu \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)^2 - \frac{2}{3} \mu \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \frac{\partial u_l}{\partial x_l} \quad 4.7$$

гдје је  $\Gamma_T = \lambda$  дифузиони коефицијент за енталпију, односно у овом случају коефицијент провођења топлоте (Fourier-ов закон) док члан  $\Phi$  представља вискозну дисипацију.

На основу захтјеваног нивоа детаљности, рачунарског времена, једноставности примјене, примјенљивости и тачности, дате једначине се могу ријешити директном нумеричком симулацијом (DNS), која је најдетаљнија, али и захтјева највише ресурса и времена (који далеко превазилазе могућности данашњих рачунара). Друга могућност је симулација великих вртлога (LES), који рјешава једначине до неке скале, док се остали дио спектра моделира, а понекад третира и додатним напонским чланом. Даје доста детаља, може да прикаже тренутне вриједности тока, али и даље захтјева велике ресурсе. Има велике потенцијале за даља истраживања, уз очекивано побољшање карактеристика рачунара. У датом раду је кориштен RANS приступ, који рјешава осредњене Reynolds-ове једначине, нумерички је мање захтијеван, али даје осредњене карактеристике тока и не може да прикаже детаље тренутних турбулентних структура, а резултате пружа у осредњеном облику.

### Reynolds-ове осредњене Navier-Stokes-ове једначине

RANS једначине описују понашање осредњених транспортних величина, док се све остале турбулентне скале моделирају. Тиме се значајно смањује потребно вријеме за срачунавање, као и потребан ниво рачунарских ресурса, што га чини примјенљивим на широк опсег инжењерских проблема. Reynolds-ово осредњавање (или декомпозиција) се заснива на подјели тренутне вриједности одговарајуће величине на осредњену вриједност и флукуацију:

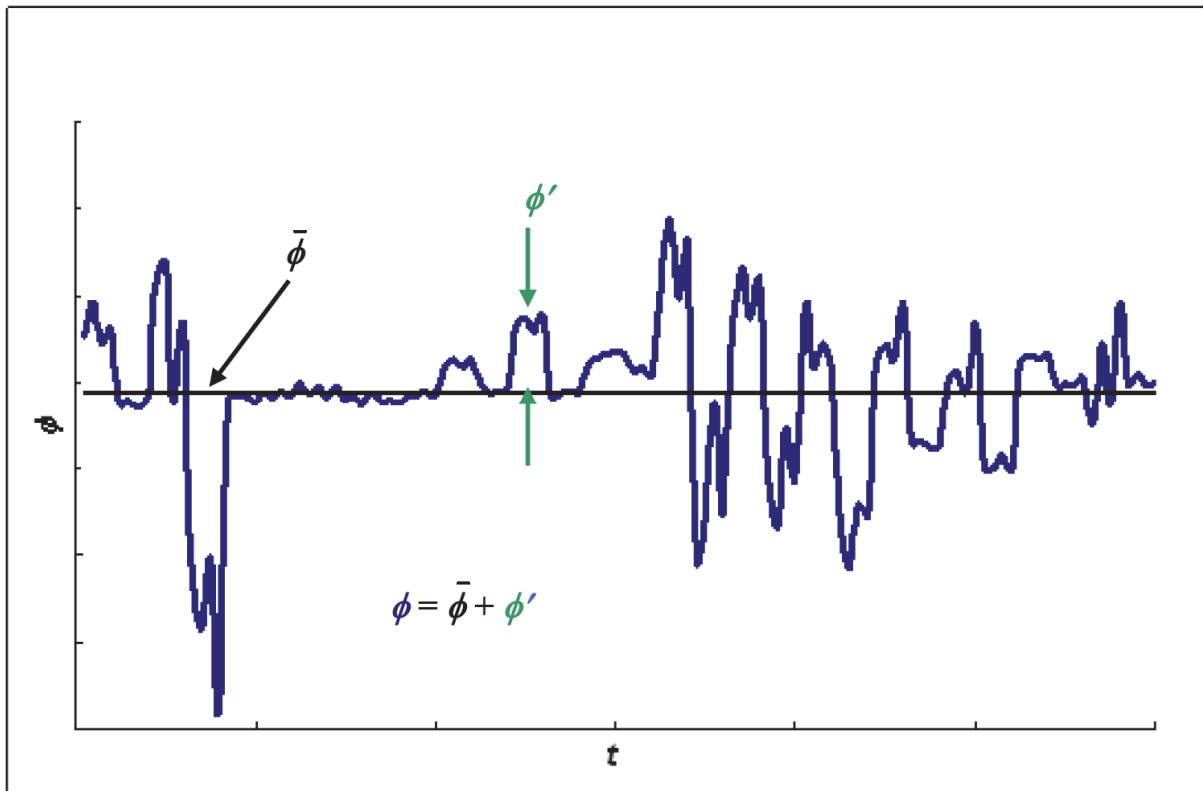
$$\phi(x, t) = \bar{\phi}(x) + \phi'(x, t) \quad 4.8$$

гдје је

$$\bar{\phi}(x, t) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T \phi(x, t) dt \quad 4.9$$

овдје  $t$  представља вријеме, а  $T$  интервал на коме се врши осредњавање. На овај начин добијамо:

$$\begin{aligned} u_i &= \bar{u}_i + u_i' \\ T &= \bar{T} + T' \\ \rho &= \bar{\rho} + \rho' \end{aligned} \quad 4.10$$



Слика 4.1 Reynolds-ова декомпозиција величине  $\phi$  на изабраном интервалу

За случај стационарног струјања нестишљивог флуида, осредњена једначина континуитета и Navier-Stokes-ове једначине добијају облик:

$$\frac{\partial \bar{\rho} \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad 4.11$$

$$\frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho} \bar{u}_i \bar{u}_j) = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \mu \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) + \bar{f}_i - \frac{\partial}{\partial x_i} (\overline{\rho u_i' u_j'}) \quad 4.12$$



Може се уочити да је облик једначине континуитета исти и за тренутни и за осредњени ток, док се код Navier-Stokes-ових једначина јавља додатни члан на десној страни, који је последица самог осредњавања. Уобичајено је да се овај члан назива Reynolds-овим напонима. За случај ламинарног струјања, он је једнак нули, али се у већини реалних проблема он мора додатно моделирати. На располагању стоји више турбулентних модела за Reynolds-ове напоне, који се разликују у моделским коефицијентима и/или додатним изворним члановима.

## 5. НУМЕРИЧКО МОДЕЛИРАЊЕ

### Моделирање Reynolds-ових напона

Како се могло видјети у претходним разматрањима, осредњавањем се долази до нових чланова, који уводе нове непознате у систем. Како је систем транспортних једначина конзервације затворен (нпр. у импулсној једначини имамо 4 непознате – 3 компоненте брзине и притисак  $a$ , заједно са једначином континуитета, имамо 4 једначине), то увођење нових непознатих, с тим да је број једначина остао исти, доводи до тога да систем постаје отворен. То, са друге стране доводи до потребе одређивања нових транспортних једначина или бар алгебарских израза, који би довели до затварања система и једнозначности рјешења.

За дати примјер импулсне и једначине континуитета, у 3D простору се јавља нових 6 непознатих Reynolds-ових напона. Затварање система се врши на више начина, и може се подијелити, према броју додатних транспортних једначина, на:

Табела 5.1 Класификација модела за третирање Reynolds-ових напона

Број додатних једначина	Назив модела	Турбулентна вискозност
0	модел путање мијешања	$\mu_t = \text{const.}$
1	k модел	$\mu_t = f(k), l = \text{const.}$
2	k- $\varepsilon$ модели k- $\omega$ модели	$\mu_t = f(k, \varepsilon)$ $\mu_t = f(k, \omega)$
4	дво-размјерни k- $\varepsilon$ модели	$\mu_{tp} = f(k_p, \varepsilon_p), \mu_{tT} = f(k_T, \varepsilon_T)$
7	модели Reynolds-ових напона	пун модел турбулентних напона

Сви модели, сем последњег, се заснивају на Boussinesq-овој хипотези да су Reynolds-ови напони пропорционални деформацији. Ова претпоставка се заснива на чињеници да су вискозни напони пропорционални деформацији у главном току. Ова се претпоставка може исказати у облику:

$$-\overline{\rho u'_i u'_j} = \mu_t \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \left( \rho k + \mu_t \frac{\partial \bar{u}_k}{\partial x_k} \right) \delta_{ij} \quad 5.1$$

гдје је  $\mu_t$  тзв. турбулентна вискозност, која не представља особину флуида, већ самог тока, и код двоједначинских модела се одређује као  $\mu_t = \rho C_\mu k^2 / \varepsilon$ , док  $k = 1/2(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2})$  представља кинетичку енергију турбуленције. На овај начин је систем затворен.

Boussinesq -ова хипотеза је истовремено и највећа снага и слабост поменутих модела. Она третира утицај турбуленције на главни ток исто као утицај вискозности на ламинарни ток. Ово је велико поједностављење и увелико смањује потребу за рачунарским ресурсима.

Ово је био примјер једначина нултог реда. Код њих се најчешће одређује турбулентна дужинска скала  $l$  у форми алгебарског израза.

Код једначина првог реда се најчешће уводи транспортна једначина за кинетичку енергију турбуленције,  $k$ . Уобичајено је да се додатно одреди и алгебарска једначина за турбулентну дужинску скалу  $l$ .

Двоједначински модели, који су данас у најширој употреби, поред једначине за кинетичку енергију турбуленције, уводе и додатну једначину, попут дисипације кинетичке енергије турбуленције  $\varepsilon$  или модификоване једначине за вртложност  $\omega$ , која не захтјева коришћење додатних зидних функција.

Четвороједначински или дво-размјерни  $k$ - $\varepsilon$  модели се заснивају на употреби два различита  $k$ - $\varepsilon$  модела у два различита правца, чиме се тачније третира анизотропија тока.

На крају, ту су модели Reynolds-ових напона, или тзв. модели другог реда. Код њих се одређује додатна транспортна једначина за сваки члан тензора Reynolds-ових напона, са третирањем турбулентне дифузије, узгонских сила и сличних изворних чланова. Одређују се одговарајуће моделске константе и на тај начин процјењује дати утицај. На крају се уз ових 6 додатних једначина, рјешава и једначина дисипације кинетичке енергије турбуленције  $\varepsilon$ . Ови модели су тек са побољшањем карактеристика рачунара нашли примјену у техничкој пракси, с обзиром да су доста захтјевнији од најшире коришћених двоједначинских модела.

## 5.1. Дисипативни модели турбуленције

### Стандардни $k$ - $\varepsilon$ модел – SKE

Основна претпоставка SKE модела је да је турбулентни ток потпуно изотропан, односно, са високим вриједностима  $Re$  бројева. Турбуленција се генерише на ниским фреквенцијама у спектру и на истом мјесту дисипира на високим фреквенцијама спектра. Главна предност му је једноставност, и потребно је само задати граничне и/или почетне услове. У широкој је примјени у великом броју инжењерских апликација и најчешће је кориштен модел. Међутим, недостатак му је да прецењује продукцију  $k$  у стагнантним зонама.

Табела 5.2 Транспортне једначине стандардног k-ε модела турбуленције – SKE

Транспортна једначина	Φ	ΓΦ	SΦ
Кинет. енергија турбуленције	k	$\nu_t/\sigma_k$	$\rho (G - \varepsilon)$
Дисипација кин. ен. турб.	ε	$\nu_t/\sigma_\varepsilon$	$\rho (\varepsilon / k)(C_{\varepsilon 1}G - C_{\varepsilon 2}\varepsilon)$
$G = \nu_t (\partial_k U_i + \partial_i U_k) \partial_k U_i$		$\nu_t = C_\mu k^2 / \varepsilon$	
$(\sigma_k, \sigma_\varepsilon, C_{\varepsilon 1}, C_{\varepsilon 2}, C_\mu) = (1.0, 1.314, 1.44, 1.92, 0.09)$			

**RNG k-ε модел – RNG KE**

Технике Ренормализоване Групе – RNG се користе у циљу постизања адекватног третирања малих турбулентних скала у доменима великих скала помоћу модификованих транспортних коефицијената. RNG процедура уводи члан који описује флукуације брзине малих скала и приказује њихове ефекте на великим скалама, заједно са почетним и граничним условима, на вртлоге у инерцијалном опсегу. Овај члан је тако дефинисан да су глобалне особине резултујућег струјног поља исте као и оне у главном току.

Уведене корекције омогућавају успјешну примјену и при великим и при малим вриједностима *Re* бројева у току. Посљедица је да при великим вриједностима *Re* бројева RNG користи исту математичку формулацију као и SKE модел, са изузетком нешто измјењених моделских константи.

Табела 5.3 Транспортне једначине RNG k-ε модела турбуленције

Транспортна једначина	Φ	ΓΦ	SΦ
Кинет. енергија турбул.	k	$\nu_t/\sigma_k$	$\rho (G - \varepsilon)$
Дисипација кин. ен. турб.	ε	$\nu_t/\sigma_\varepsilon$	$\rho (\varepsilon / k)(C_{\varepsilon 1}G - C_{\varepsilon 2}\varepsilon - \alpha\varepsilon)$
$G = \nu_t (\partial_k U_i + \partial_i U_k) \partial_k U_i$		$\nu_t = C_\mu k^2 / \varepsilon$	
$\alpha = C_\mu \eta^3 (1 - \eta / \eta_0) / (1 + \beta \eta^3)$		$\eta = Sk / \varepsilon$	
$S = \sqrt{2S_{ij}S_{ij}}$		$S_{ij} = 0.5(\partial_j U_i + \partial_i U_j)$	
$(\sigma_k, \sigma_\varepsilon, C_{\varepsilon 1}, C_{\varepsilon 2}, C_\mu, \eta_0, \beta) = (0.7194, 0.7194, 1.42, 1.68, 0.0845, 4.38, 0.012)$			

### Chen-Kim $k$ - $\varepsilon$ модел – CHEN-KIM KE

Chen-Kim модификација  $k$ - $\varepsilon$  модела турбуленције је извршена са идејом да поправи третирање спектра временских скала, у односу на јединствену временску скалу  $k/\varepsilon$  SKE модела. Уводи се додатна временска скала  $k/G$ , гдје је  $G$  запреминска продукција  $k$ . У једначини за  $\varepsilon$  је додат члан који описује утицај дисторзије турбуленције,  $G/\varepsilon$ .

Табела 5.4. Транспортне једначине Chen-Kim  $k$ - $\varepsilon$  модела турбуленције

Транспортна једначина	$\Phi$	$\Gamma\Phi$	$S\Phi$
Кинет. енергија турбул.	$k$	$\nu_t/\sigma_k$	$\rho(G - \varepsilon)$
Дисипација кин. ен. турбул.	$\varepsilon$	$\nu_t/\sigma_\varepsilon$	$\rho(\varepsilon / k)(C_{\varepsilon 1}G - C_{\varepsilon 2}\varepsilon) + \rho C_{\varepsilon 3}G^2 / k$
$G = \nu_t (\partial_k U_i + \partial_i U_k) \partial_k U_i$			$\nu_t = C_\mu k^2 / \varepsilon$
$(\sigma_k, \sigma_\varepsilon, C_{\varepsilon 1}, C_{\varepsilon 2}, C_{\varepsilon 3}, C_\mu) = (0.75, 1.15, 1.15, 1.9, 0.25, 0.09)$			

### Дво-размјерни $k$ - $\varepsilon$ модел – TSKE

Дво-размјерни  $k$ - $\varepsilon$  модел турбуленције – TSKE је развијен ради моделирања каскадне природе турбулентне кинетичке енергије  $k$ , као и токова са одвајањем и поновним припајањем, који су веома значајни за исправно моделирање струјања у комплексним геометријама. Спектар турбулентне кинетичке енергије  $k$  је подијељен на област продукције  $k_p$ , и преноса и дисипације  $k_t$ . То значи да за сваку од области постоје засебне једначине за  $k$  и  $\varepsilon$ . Одређивање локације подјеле је дио рјешења. Посљедица модела је да ефективни коефицијент турбулентне вискозности пада када је продукција висока, односно расте када продукција нестаје.

Табела 5.5. Транспортне једначине Дво-размјерног  $k$ - $\varepsilon$  модела турбуленције

Транспортна једначина	$\Phi$	$\Gamma\Phi$	$S\Phi$
Кинетичка енергија турбуленције у опсегу продукције	$k_p$	$\nu_t/\sigma_{k_p}$	$\rho (G - \varepsilon_p)$
Кинетичка енергија турбуленције у опсегу преноса и дисипације	$k_t$	$\nu_t/\sigma_{k_t}$	$\rho (\varepsilon_p - \varepsilon)$
Пренос кинетичке енергије турбуленције у опсегу продукције	$\varepsilon_p$	$\nu_t/\sigma_{\varepsilon_p}$	$\rho (C_{p1}G \cdot G/k_p + C_{p2}G \cdot \varepsilon_p/k_p + C_{p3}\varepsilon_p \cdot \varepsilon_p/k_p)$
Дисипација кин. ен. турбуленције у опсегу преноса и дисипације	$\varepsilon$	$\nu_t/\sigma_\varepsilon$	$\rho (C_{t1}\varepsilon_p \cdot \varepsilon_p/k_t + C_{t2}\varepsilon_p \cdot \varepsilon_p/k_t + C_{t3}\varepsilon \cdot \varepsilon/k_t)$
$G = \nu_t (\partial_k U_i + \partial_i U_k) \partial_k U_i$			$k = k_p + k_t$

---


$$v_t = C_{\mu} k_p^2 / \varepsilon_p = C_{\mu} k_T^2 / \varepsilon$$

$$(\sigma_{kp}, \sigma_{kT}, C_{p1}, C_{p2}, C_{p3}, C_{\mu}) = (0.75, 1.15, 0.21, 1.24, 1.84, 0.009)$$

$$(\sigma_{kT}, \sigma_{\varepsilon}, C_{T1}, C_{T2}, C_{T3}) = (0.75, 1.15, 0.29, 1.28, 1.66)$$


---

## Зидне функције

Зидне функције повезују граничне услове на зиду са вриједностима зависно промјенљивих у чворовима ћелија сусједних одговарајућем зиду. Употребом ових функција се избјегава кориштење екстремно финих мрежа, али, нажалост, претпоставке на којима се базирају, нису у потпуности тачне.

Ова је ограничења нагласио још Patankar (1980). Јављају се покушаји побољшања ових функција (Chieng и Launder, 1980, Johnson и Launder, 1982), али основна слабост у облику логаритамског профила брзине остаје. Versteeg и Malalasekera (1995), Anderson (1995), Spalding (2000) потврђују ограничења зидних функција. Развијене су бројне формулације зидних функција, на бази експерименталних резултата разних токова у отвореним каналима.

Међутим, све ово повећава захтјеве за перформансама рачунара, тако да је њихова практична примјена још увијек немогућа. На Manchester Institute of Science and Technology – UMIST је 1999. покренута иницијатива за развој и побољшање зидних функција. Craft et al. (2002) описује развој аналитичког приказа динамичких промјенљивих у ламинарном подслоју турбулентног тока. Дата шема, названа UMIST-А шема, умањује захтјеве за рачунарским временом готово два реда величине у односу на конвенционални модел ниских  $Re$  бројева. Примјена је могућа на релативно широку област граничних токова.

У оквиру овог рада су, имајући у виду горе наведене разлоге, кориштене добро познате логаритамске зидне функције.

## 5.2. Нумеричка процедура

### Транспортне једначине

Транспортне једначине свих зависних промјенљивих се могу представити у генерализованој форми:

$$\frac{\partial(\rho\Phi)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i \Phi) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \rho \Gamma_{\Phi} \frac{\partial \Phi}{\partial x_i} \right) + S_{\Phi} \quad 5.2$$

гдје је  $\Gamma_\Phi$  дифузиони коефицијент а  $S_\Phi$  изворни члан. Облик израза за  $\Gamma_\Phi$  и  $S_\Phi$  зависи од промјенљиве  $\Phi$ .

### Реализабилни $k$ - $\epsilon$ модел

Како се у готово свим моделима узима претпоставка некомп्रेसибилности, то се једначина континуитета, импулсне једначине, енергије,  $k$  и  $\epsilon$ , могу представити помоћу поменуте опште транспортне једначине. Сумарни приказ свих једначина дат је у табели 5.6.

Табела 5.6. Сумарни приказ математичког модела

Транспортна једначина	$\Phi$	$\Gamma_\Phi$	$S_\Phi$
Континуитета	1	0	0
Импулса	$u_i$	$\nu$	$-\partial p / \partial x_j - \partial(\overline{\rho u_i u_j}) / \partial x_j$
Кинет. енергија турбул.	$k$	$\nu t / \sigma_k$	$\rho (G - \epsilon)$
Дисипација кин. ен. турб.	$\epsilon$	$\nu t / \sigma_\epsilon$	$\rho (\epsilon / k)(C_{\epsilon 1} G - C_{\epsilon 2} \epsilon)$
$G = \nu t (\partial k u_i + \partial i u k) \partial k u_i$		$\nu t = C_\mu k^2 / \epsilon$	
$(\sigma_k, \sigma_\epsilon, C_{\epsilon 1}, C_{\epsilon 2}, C_\mu) = (1.0, 1.2, 1.44, 1.9, 0.05 \div 0.09)$			

Реализабилни  $k$ - $\epsilon$  модел је развијен релативно скорог датума и у односу на стандардни  $k$ - $\epsilon$  модел се разликује по два важна основа:

- Реализабилни  $k$ - $\epsilon$  модел се базира на новој формулацији турбулентне вискозности
- За потребе реализабилног  $k$ - $\epsilon$  модела је развијена нова транспортна једначина за стопу дисипације,  $\epsilon$ .

Термин „Реализабилни” у склопу назива овог модела односи се на то да овај модел задовољава одређена математичка ограничења у моделу Reynolds-ових напона, а сагласно физикалности турбулентног струјања.

Моделовање турбулентне вискозности у реализабилном  $k$ - $\epsilon$  моделу

Као и у осталим варијантама  $k$ - $\epsilon$  модела, турбулентна вискозност се рачуна према:

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\epsilon} \quad (5.3)$$

Разлика у односу на стандардни и RNG k-ε модел је у томе што  $C_\mu$  више није константа, већ се рачуна према:

$$C_\mu = \frac{1}{A_0 + A_s \frac{k0U^*}{\varepsilon}} \quad (5.4)$$

гдје је

$$U^* = \sqrt{S_{ij}S_{ij} + \tilde{\Omega}_{ij}\tilde{\Omega}_{ij}} \quad (5.5)$$

а

$$\begin{aligned} \tilde{\Omega}_{ij} &= \Omega_{ij} - 2\varepsilon_{ijk}\omega_k \\ \Omega_{ij} &= \bar{\Omega}_{ij} - \varepsilon_{ijk}\omega_k \end{aligned} \quad (5.6)$$

при чему је  $\bar{\Omega}_{ij}$  тензор средње вртложности са угаоном брзином  $\omega_k$ . Моделске константе  $A_0$  и  $A_s$  су дате према:

$$A_0 = 4.04, \quad A_s = \sqrt{6} \cos \phi \quad (5.7)$$

гдје је

$$\phi = \frac{1}{3} \cos^{-1}(\sqrt{6}W), \quad W = \frac{S_{ij}S_{jk}S_{ki}}{\tilde{S}^3}, \quad \tilde{S} = \sqrt{S_{ij}S_{ij}}, \quad S_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) \quad (5.8)$$

Моделске константе су:

$$C_{1\varepsilon} = 1.44, \quad C_{2\varepsilon} = 1.9, \quad \sigma_k = 1.0, \quad \sigma_\varepsilon = 1.2, \quad C_\mu = 0.05 \div 0.09.$$

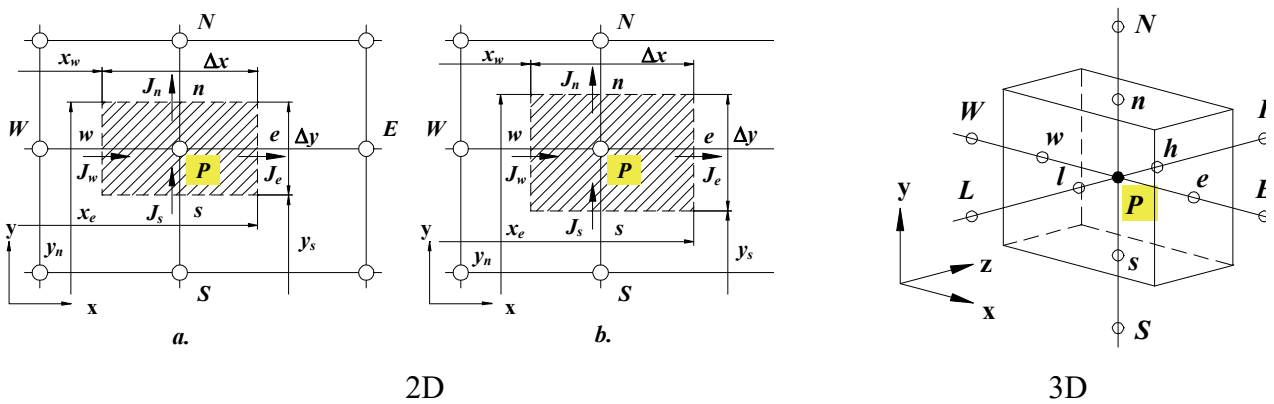
## Основе методе коначних запремина

Увођење опште транспортне једначине је важан корак који значајно смањује рачунарско вријеме. Концепт генералне промјенљиве  $\Phi$  омогућава еквивалентно третирање свих транспортних величина, што је од великог значаја за повећање ефикасности симулација. Сљедећи проблем је како истовремено третирати конвективне и дифузионе процесе, будући да је за прве битно дефинисати флуксе на странама нумеричких ћелија, а за друге вриједности у чворовима. Најзад, потребно је неком процедуром превести систем парцијалних диференцијалних једначина у алгебарске, које рачунар може итеративним поступцима да доведе до физички прихватљивог рјешења.



Три су најчешћа приступа рјешењу ових проблема: метод коначних разлика, метод коначних елемената и метод коначних запремина. Како је за третирање струјања флуида најпогоднији метод коначних запремина – МКЗ, то је он и примијењен у овом раду.

Основа МКЗ је подјела физичког домена на дискретне 3D контролне запремине, такозване ћелије, након чега се врши формална интеграција транспортних једначина за сваку од њих. На овај начин се добијају тачне вриједности промјенљивих у чворовима ћелија, а варијација вриједности између чворова се врши линеарном или нелинеарном апроксимацијом. Битна особина МКЗ је глобална конвергенција за све промјенљиве, без обзира на величину ћелија у мрежи.



Слика 5.1. Приказ контролних запремина у 2D и 3D домену

Свака ћелија има чворну тачку P и 6 сусједних, које се обиљежавају као Сјеверна (North – N), Јужна (South – S), Источна (East – E), Западна (West – W), Горња (High – H) и Доња (Low – L), што је приказано на слици 5.1. Скаларне промјенљиве, попут притиска, се срачунавају у чворним тачкама, док се векторске промјенљиве, попут компонената брзине, срачунавају на страницама ћелија, које се, респективно, означавају са  $(n, s, e, w, h, l)$ .

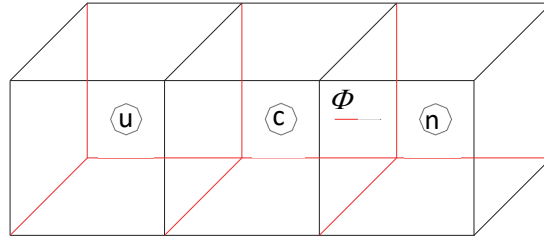
Дискретизована генерална транспортна једначина је облика:

$$\sum_{cf} J_{cf} + \sum_{cf} D_{cf} = S_P \quad 5.9$$

гдје је  $S_P$  изворни члан,  $J_{cf}$  конвективни, а  $D_{cf}$  дифузиони флукс промјенљиве  $\Phi$  кроз странице ћелије са чворном тачком P. Конвективни флукс се може срачунати као:

$$J_{cf} = C_{cf} \Phi_{cf} \quad 5.10$$

гдје је  $S_{cf}$  масени проток кроз страницу ћелије  $cf$ . Вриједност промјенљиве  $\Phi$  се срачунава у чворној тачки, па се вриједности одређују интерполацијом, односно из дискретизационе шеме. Сходно правцу струјања, ћелије се могу означити као  $u$  (узводна),  $c$  (централна) и  $n$  (низводна).



Слика 5.2. Сусједне ћелије

Вриједност зависно промјенљиве у датој ћелији се може одредити на основу низводне и једне или двије узводне вриједности. Први приступ је да је вриједност зависно промјенљиве на страници једнака аритметичкој средини вриједности у сусједним чворовима, што представља приступ централне диферентне шеме (CDS):

$$\Phi_{cf} = \frac{1}{2}(\Phi_c + \Phi_n) \quad 5.11$$

Ова шема је погодна за ниске вриједности  $Re$  бројева, док у регионима високих вриједности  $Re$  бројева даје нереалне вриједности. Из тих разлога је развијена узводна диферентна шема (UDS). За њу се претпоставља да је вриједност зависно промјенљиве на страници ћелије иста као у узводном чвору:

$$\Phi_{cf} = \Phi_u \quad 5.12$$

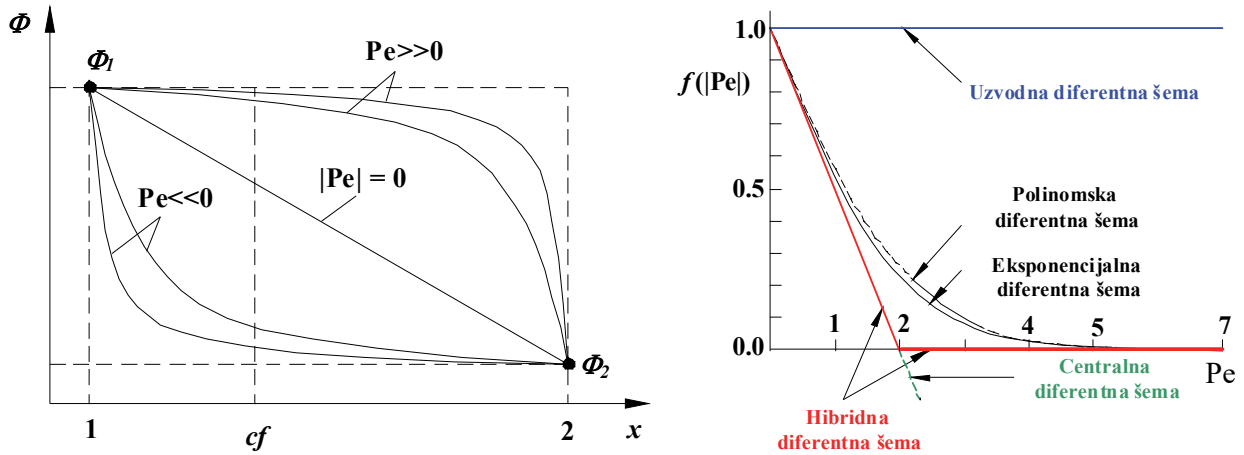
Ова шема је безуслово конвергентна и веома стабилна, али има велику нумеричку дифузивност када је струјање под углом у односу на мрежу. Из тих разлога се најчешће користи хибридна диферентна шема HDS, која узима добре особине CDS и UDS, у односу на вриједност Peclet-овог броја у датој ћелији, односно:

$$\begin{aligned} \Phi_{cf} &= \frac{1}{2}(\Phi_c + \Phi_n) & \text{за } Pe < 2 \\ \Phi_{cf} &= \Phi_c & \text{за } Pe > 2 \end{aligned} \quad 5.13$$

$$Pe = \frac{\rho A_{cf} |U_{cf}|}{D_{cf}}$$

гдје је  $A_{cf}$  површина странице ћелије,  $D_{cf}$  коефицијент физичке дифузије.

За  $Pe > 2$ , CDS постаје нестабилна, па HDS прелази на UDS, и игнорише физичку дифузију. На овај начин се оптимално користе све добре стране обе шеме.



Слика 5.3. Упоређење диферентних шема у односу на Peclet-ов број [75]

Развијене су различите шеме виших редова увођењем нових додатних израза вишег реда у изворни члан. Вриједности  $\Phi_{cf}$  се најзад могу изразити у односу на вриједности зависно промјенљиве у чворовима сусједних ћелија као:

$$\Phi_{cf} = f(\Phi_{Nb}) \tag{5.14}$$

гдје  $\Phi_{Nb}$  представља вриједности  $\Phi$  у чворовима сусједних ћелија. Коначна форма дискретизоване транспортне једначине је облика:

$$a_p \Phi_p = \sum_{Nb} a_{Nb} \Phi_{Nb} + S_p + B_p \tag{5.15}$$

гдје су  $a_p$  и  $a_{Nb}$  коефицијенти добијени из HDS,  $\Phi_p$  представља средњу вриједност  $\Phi$  у чвору ћелије, док се сумирање врши над сусједним чворовима  $N_b$ . Коефицијент поправке  $B_p$  је облика:

$$B_p = C_1 \Phi_1^* - C_h \Phi_h^* + C_s \Phi_s^* - C_n \Phi_n^* + C_w \Phi_w^* - C_e \Phi_e^* \tag{5.16}$$

Дискретизационе шеме се могу једнозначно представити помоћу формулације лимитираних флуксава, која је за лимитирајућу функцију  $\beta(r)$  дата у облику:

$$\Phi_{cf} = \Phi_c + \frac{1}{2} \beta(r) (\Phi_c - \Phi_u)$$

$$r = \frac{(\Phi_n - \Phi_c)}{(\Phi_c - \Phi_u)} \quad 5.17$$

Генерализација овог типа је развијена за третирање неуниформних мрежа. Из једначине 5.11. је јасно да  $\beta(r) = 0$  даје UDS, а да  $\beta(r) = r$  даје CDS. На сличан начин се третирају и шеме вишег реда, од којих су неке приказане у наредним табелама.

Табела 5.7. Линеарне шеме вишег реда

ДИФЕРЕНТНА ШЕМА	ОЗНАКА	К
$\beta(r) = \frac{1}{2} \{(1 + K)r + (1 - K)\}$		
Централна шема	CDS	1
Узводна шема	UDS	0
Квадратна узводна шема	QUICK	0.5
Кубна узводна шема	CUS	1/3

Табела 5.8. Нелинеарне шеме вишег реда

ДИФЕРЕНТНА ШЕМА	ОЗНАКА	К
$\beta(r) = \frac{1}{2} \{(1 + K)r + (1 - K)\}$		
ograničena QUICK	SMART	$\beta(r) = \max [0, \min (2r, 0.75r + 0.25, 4)]$
KOREN	KOREN	$\beta(r) = \max [0, \min (2r, 2r/3 + 1/3, 2)]$
VANL1 (ili MUSCL)	VANL1	$\beta(r) = \max [0, \min (2r, 0.5 + 0.5r, 2)]$
harmonička QUICK	HQUICK	$\beta(r) = 2(r+ r ) / (r+3)$
OSPRE	OSPRE	$\beta(r) = 3(r^2 + r) / [2(r^2 + r + 1)]$
VANL2 (ili VANLH)	VANL2	$\beta(r) = (r +  r ) / (r + 1)$
VANALB	VANALB	$\beta(r) = (r^2 + r) / (r^2 + 1)$
MINMOD	MINMOD	$\beta(r) = \max [0, \min (r, 1)]$
Superbee	SUPBEE	$\beta(r) = \max [0, \min (2r, 1), \min (r, 2)]$
UMIST: ograničena QUICK	UMIST	$\beta(r) = \max [0, \min (2r, 0.25 + 0.75r, 0.75 + 0.25r, 2)]$
HCUS	HCUS	$\beta(r) = 1.5(r +  r ) / (r + 2)$
ograničena QUICK	CHARM	$\beta(r) = r(3r + 1)/(r + 1)^2$ , за $r > 0$ ; $b(r) = 0$ , за $r \leq 0$

## 6. ДРУГИ ЗАКОН ТЕРМОДИНАМИКЕ И ЕКСЕРГИЈСКА АНАЛИЗА

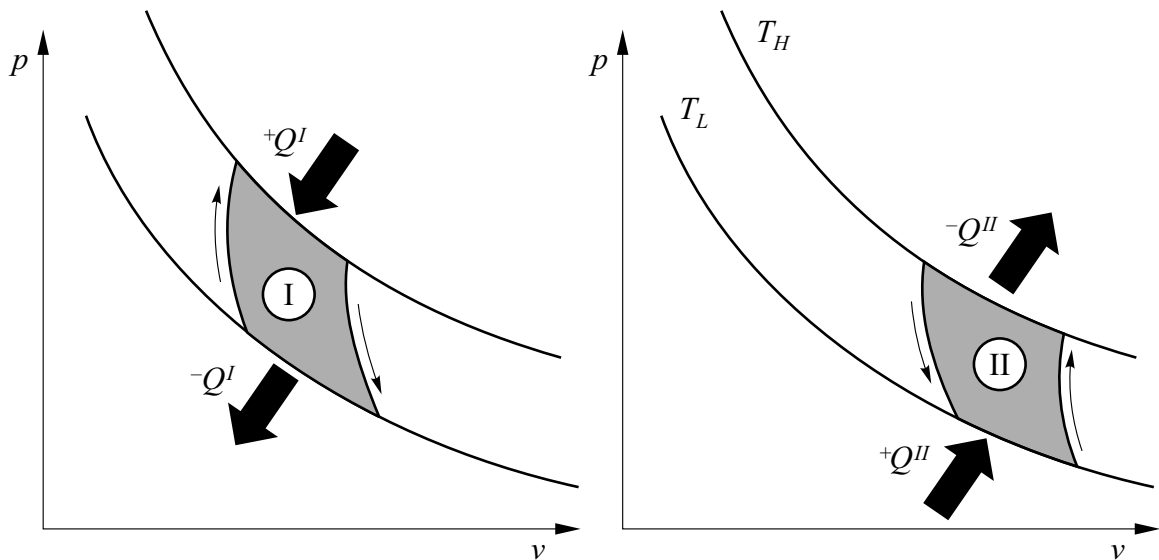
### 6.1. ДРУГИ ЗАКОН ТЕРМОДИНАМИКЕ

Термодинамички закони представљају један од кључних механизма за опис стања разматраних термодинамичких система, за анализу процеса и услова под којима се ти процеси одвијају. У теоријској термодинамици дефинисана су 4 закона (принципа): нулти закон термодинамике који дефинише термичке равнотеже, а помоћу те равнотеже и емпиријску температуру; I закон термодинамике који дефинише разне облике енергије, те њихово трансформисање у рад и топоту; II закон термодинамике који утврђује услове и могућности, као и смјер остваривања неког процеса, те уводи појам ентропије система; III закон термодинамике који омогућава израчунавање апсолутне ентропије изабране супстанце. У теорији термодинамике као најцитираније дескриптивне дефиниције II закона наводе се оне формулисане од стране Rudolf Julius Emmanuel Clausius-a и William Thompson-a (лорд Kelvin). Обе формулације су феноменолошке, базиране на искуству енергетске равнотеже при трансформацији топлоте.

У оригиналном облику II закон термодинамике Clausius-a гласи: „Топлота не може спонтано прећи са хладнијег на топлије тијело”.

Ради јаснијег објашњења ове формулације Clausius се послужио додатним објашњењем: „Прелаз топлоте са хладнијег на топлије тијело немогућ је без компензације”. Лорд Kelvin при томе формулише верзију II закона термодинамике у облику става: „Немогуће је путем беживотног материјалног средства, произвести механички ефекат из било ког тијела његовим хлађењем испод температуре најхладнијег објекта у његовом окружењу”. У каснијим истраживањима претходна интерпретација II закона термодинамике лорда Kelvin-a унапрјеђена је у сажетију форму: „Циклус у коме се цјелокупна топлота претвара у користан рад није могућ”.

Претходне дефиниције, у термодинамичку теорију уводе појам иреверзибилности (неповратности) процеса као један од кључних елемената даљих истраживања. Оне такође и јасно указују на чињеницу да је неповратност процеса размјене топлоте једно од кључних питања цјелокупне термодинамичке теорије. Ефекат неповратности немогуће је дефинисати путем својстава материје као сто су: маса, волумен, температура, притисак или унутрашња енергија, те се намеће потреба дефинисања неког новог својства материје, чије би промјене биле директна посљедица неповратности процеса. Дефинисање тог новог својства, вјероватно се најбоље може објаснити преко анализе рада спрегнутих топлотних машина које реализују идеалне Carnot-ове циклусе, чији су  $p$ - $v$  дијаграми приказани на слици 6.1.



Слика 6.1. Спрегнуте топлотне машине које реализују Carnot-ове циклусе

Одавање и пријем топлоте се у случају обе машине реализује на два идентична температурна нивоа: ниском,  $T_L$  и високом  $T_H$ . Топлотна Машина (ТМ I) апсорбује топлоту  $+Q^I$  на вишем температурном нивоу, а одаје је у количини  $-Q^I$  на нижем температурном нивоу. Распоред температурних нивоа, за примање и одавање топлоте, је супротан у случају машине II. Претпостави ли се да обе машине реализују реверзибилне циклусе, те да се рад генерисан у ТМ I у потпуности користи за покретање ТМ II, једначине I закона термодинамике могу да се представе у облику:

$$\text{за ТМ I:} \quad -W_o^I = (+Q^I) + (-Q^I) > 0 \quad (6.1.)$$

$$\text{за ТМ II:} \quad -W_o^{II} = (+Q^{II}) + (-Q^{II}) < 0 \quad (6.2.)$$

Уз претходно дефинисани услов да су апсолутне вриједности радова исте:

$$|-W_o^I| = |-W_o^{II}| \quad (6.3.)$$

$$\text{слиједи:} \quad (+Q^I) + (-Q^I) = (+Q^{II}) + (-Q^{II}) \quad (6.4.)$$

На тај начин пренос топлоте у машинама на вишој температури представљен је на десној, а пренос топлоте на нижој температури на лијевој страни једначине (6.4). У случају да је са температурног нивоа  $T_L$  издвојена већа количина топлоте а затим путем корисног рада пренијета за покретање ТМ II, слиједи:  $(+Q^{II}) + (-Q^I) > 0$ , па је логичан закључак из једначине (6.4) да је  $(+Q^I) + (-Q^{II}) < 0$ .

Другим ријечима, на температурном нивоу  $T_H$ , ТМ II ослобађа више топлоте него што је у њу уложено преносом из ТМ I. Ово је у супротности се Clausius-овом тврдњом, "Топлота не може спонтано прећи са хладнијег на топлије тијело", јер би то значило да је топлота прешла са нижег на виши температурни ниво без уложеног рада (због међусобне спреге обе машине). Сљедећи корак може бити разматрање степена корисног дејства машина при чему је:

$$\text{степен корисног дејства ТМ I, која генерише рад:} \quad \eta^I = \frac{|W_o^I|}{+Q^I} \quad (6.5.)$$

$$\text{степен корисног дејства ТМ II:} \quad \eta^{II} = \frac{|W_o^{II}|}{-Q^{II}} \quad (6.6.)$$

$$\text{Примјеном једначина (6.3) и (6.4) долази се до закључка:} \quad \eta^I = \eta^{II} \quad (6.7.)$$

У случају да је радни медијум идеалан гас, општа енергетска ефикасност машине која реализује Carnot-ове циклусе:

$$\eta_C = 1 - \frac{T_L}{T_H} = 1 - \frac{|-Q^I|}{+Q^I} \quad (6.8.)$$

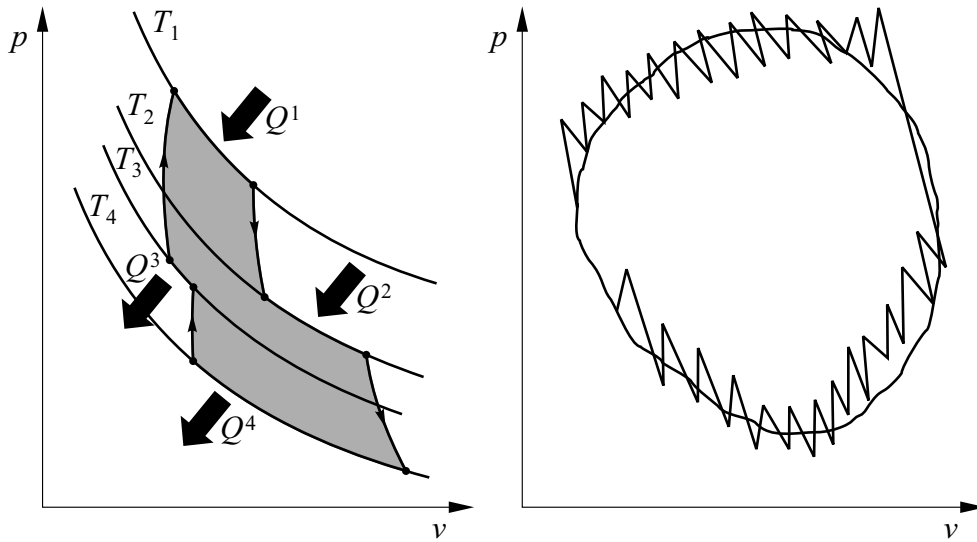
односно:

$$\frac{+Q^I}{T_H} + \frac{-Q^I}{T_L} = 0 \quad (6.10.)$$

долази се до закључка да је сума односа пренете топлоте и температуре на којој се тај пренос врши у случају машина које реализују Carnot-ове циклусе једнака нули. На основи овог закључка могуће је анализирати реверзибилне циклусе представљене на сликама 6.2а и 6.2б. При томе, путем једначине (6.10) могуће је сумирати преносе топлоте по температури при којој се тај пренос врши:

$$\text{за слику 6.2а:} \quad \sum_i \frac{Q_i}{T_i} = 0 \quad (6.11.)$$

$$\text{за слику 6.2б:} \quad \oint_c \frac{\dot{Q} dt}{T} = 0 \quad (6.12.)$$



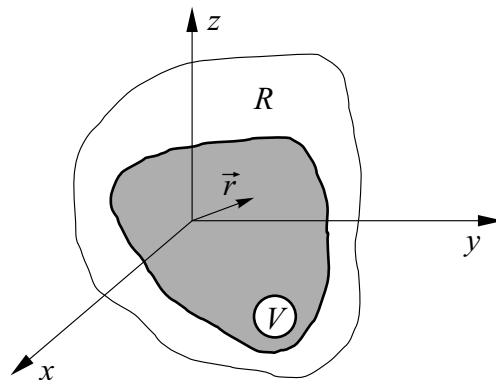
Слика 6.2. (а) Реверзибилан циклус састављен од изотерма и адијабати;  
 (б) Апроксимација сложеног реверзибилног циклуса

Комбиновањем са интегралном једначином I закона термодинамике, математички посматрано, могуће је дефинисати функцију ентропије (S), у облику:

$$\oint_C dS = 0 \quad (6.13.)$$

Други закон термодинамике се, због увођења појма ентропије као нове величине стања, назива и ентропијски закон. У формално математичком смислу, ентропија се, као екстензивна величина која урачунава ефекат иреверзибилности (неповратности) у тродимензионалном термодинамичком систему може представити следећом једначином (6.14):

$$S = \int_V \rho(r,t) s(r,t) dV \quad (6.14.)$$



Слика 6.3. Термодинамички систем у 3D простору



У случају реверзибилних процеса, временски диференцијал функције ентропије  $S$ , повезан је са преносом топлоте  $\dot{Q}$  и температуром  $T$ , на којој се тај пренос одвија у облику:

$$\frac{dS}{dt} = \frac{\dot{Q}}{T} \quad (6.15.)$$

Ентропија, за реверзибилне процесе, зависи од два термодинамичка стања (комбинација  $(T(t), v(t)); (p(t), v(t)); (T(t), p(t))$ ). Ако би се једначина (6.15) уврстила у диференцијалну једначину I закона термодинамике, добило би се:

$$\frac{dS}{dt} = \frac{1}{T}(dU + pdV) \quad (6.16.)$$

Са математичке тачке гледишта ова једначина (у литератури позната као Gibbs-ова једначина) дефинише температуру као интегрални фактор диференцијала  $(dU+pdV)$ . Gibbs-овом једначином се даље отвара могућност интеграције ентропијске функције у временском интервалу од почетка (индекс start) до краја процеса (индекс end):

$$S_{end} - S_{start} = \int_{t_{start}}^{t_{end}} \frac{dS}{dt} = \int_{t_{start}}^{t_{end}} \frac{1}{T}(dU + pdV) dt \quad (6.17.)$$

$$S_{end} - S_{start} = \int_{t_{start}}^{t_{end}} \frac{\dot{Q}}{T} dt \quad (6.18.)$$

при чему знак једнакости указује на то да је процес реверзибилан. На крају процеса, при постизању термодинамичке равнотеже, вриједност ентропије достиже максимум:

$$\oint_c \dot{Q} \frac{dt}{T} \leq 0 \quad (6.19.)$$

Ако би се интеграл (6.19) подијелио на иреверзибилни дио између почетног времена  $t_{start}$  и међувремена  $t_i$  и реверзибилни дио у временском интервалу од  $t_i$  до  $t_{end}$ , добило би се:

$$\int_{t_{start}}^{t_i} \frac{\dot{Q}}{T} dt + \int_{t_i}^{t_{end}} \frac{\dot{Q}}{T} dt \leq 0 \quad (6.20.)$$

$$\int_{t_{start}}^{t_i} \frac{\dot{Q}}{T} dt + S_{end} - S_i \leq 0 \Rightarrow S_i - S_{end} \geq \int_{t_{start}}^{t_i} \frac{\dot{Q}}{T} dt \quad (6.21.)$$

што чини потпуни доказ Clausius-ове неједнакости (6.18).

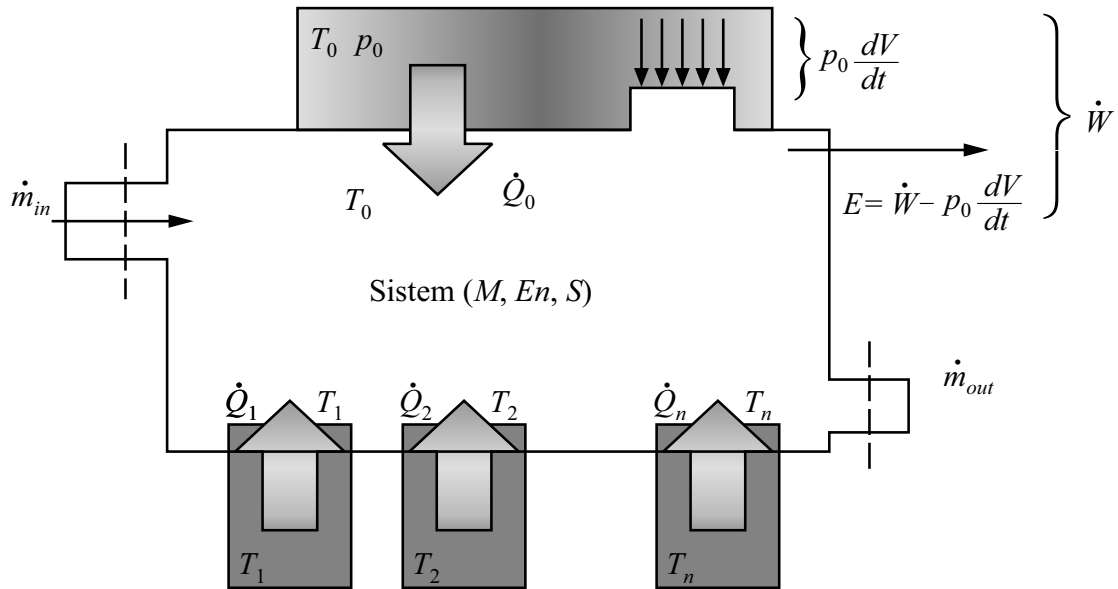
## 6.2. ТЕОРЕМА GOUY-STODOLA

Једно од најзначајнијих подручја примјене закона термодинамике у инжењерској пракси свакако је веза између неповратности (генерисања ентропије) и смањења ексергије. Многа правила везана за максимизацију енергетске ефикасности различитих процесних јединица, постројења и самих процеса, нису ништа друго до специјални случај опште теореме Gouy-Stodola. Практично суштина ове теореме је да у пољу енергетског инжењеринга, губици могу бити мјерени јединицама генерисане ентропије.

Посматрано са теоријског нивоа, концепт губитка ексергије указује на чињеницу да оба принципа термодинамике функционишу истовремено, упркос традицији рјешавања проблема уз игнорисање II закона термодинамике. Иако се у литератури теорема Gouy-Stodola често назива само Анализа II закона, ова је теорема суштински настала је из симултаног кориштења I и II закона термодинамике.

У наредном дијелу текста, увођењем елемената хемијске равнотеже система са околином, проблем деструкције ексергије биће проширен и на домен преноса масе између разматраних система и околине.

На слици 6.4. приказан је отворени систем у контакту са топлотним резервоарима температуре  $T_i$  ( $i=0,1,2, \dots, n$ ). При томе се један од резервоара карактерише атмосферском температуром  $T_0$  и притиском  $p_0$  (овај резервоар назван је атмосферски резервоар, који на неки начин симулира околину којом је систем окружен). Пренос рада ( $\dot{W}$ ) система кроз његове границе, практично представља суму радова ( $p \frac{dV}{dt}$ ,  $W_{\text{механички}}$ ,  $W_{\text{електрични}}$ ,  $W_{\text{магнетски}}$ ). Такође, у интеракцији система и атмосферског резервоара, услед разлике притиска генерише се запремински рад величине  $p_0 \frac{dV}{dt}$



Слика 6.4. Отворени систем у интеракцији са атмосферским и  $n$  термалних резервоара

С обзиром на билансне једначине за отворени систем, могуће је за разматрани систем дефинисати I (једначина биланса енергије) и II (једначина биланса ентропије) закон термодинамике у облику:

$$\frac{dE_n}{dt} = \sum_{i=1}^n \dot{Q}_i - \dot{W} + \sum_{in} \dot{m}h^0 - \sum_{out} \dot{m}h^0 \quad (6.22.)$$

$$\dot{S}_{gen} = \frac{dS}{dt} - \sum_{i=1}^n \frac{\dot{Q}_i}{T_i} - \sum_{in} \dot{m}s - \sum_{out} \dot{m}s \geq 0 \quad (6.23.)$$

гдје симбол  $h^0$ , енталпија представља скраћену ознаку за  $(h+v^2/2+gz)$ .

Елиминисањем величине  $\dot{Q}_0$ , из једначина (6.22) и (6.23) долази се до закључка да износ преноса корисног рада  $\dot{W}$ , који систем генерише, зависи експлицитно од генерисане ентропије у систему  $\dot{S}_{gen}$ , у облику:

$$\begin{aligned} \dot{W} = & -\frac{d}{dT}(En - T_0S) + \sum_{i=0}^n \left(1 - \frac{T_0}{T_i}\right) \dot{Q}_i + \\ & + \sum_{in} \dot{m}(h^0 - T_0s) - \sum_{out} \dot{m}(h^0 - T_0s) - T_0\dot{S}_{gen} \end{aligned} \quad (6.24.)$$

С обзиром да по II принципу термодинамике (6.23) величина генерисане ентропије не може бити негативна, то прва четири члана у једначини (6.24) представљају горњу границу за генерисани рад  $\dot{W}$ . Ова се граница достиже када систем ради повратно, те се рад генерисан у случају повратног процеса може написати као:

$$\dot{W}_{rev} = -\frac{d}{dT}(En - T_0 S) + \sum_{i=0}^n \left(1 - \frac{T_0}{T_i}\right) \dot{Q}_i + \sum_{in} \dot{m}(h^0 - T_0 s) - \sum_{out} \dot{m}(h^0 - T_0 s) \quad (6.25.)$$

при чему се добија једноставнији облик биланса:

$$\dot{W} = \dot{W}_{rev} - T_0 \dot{S}_{gen} \quad (6.26.)$$

или, с обзиром на II принцип термодинамике, облик неједначине:

$$\dot{W}_{rev} - \dot{W} = T_0 \dot{S}_{gen} \geq 0 \quad (6.27.)$$

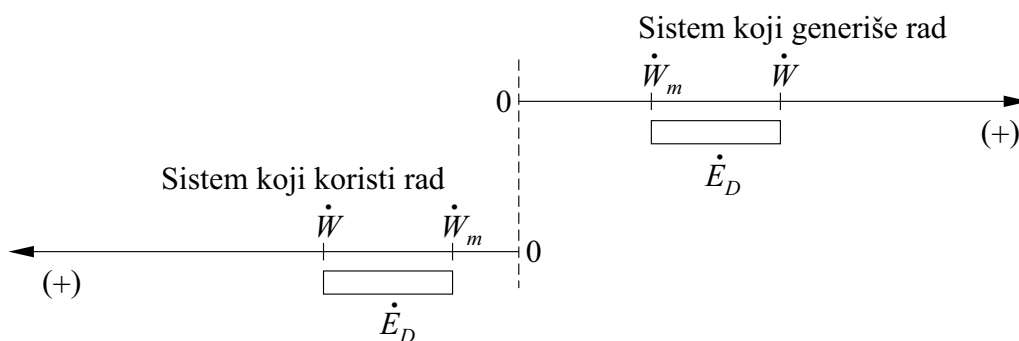
Очигледно је да се у случају одвијања неповратног процеса у систему, генерисани рад смањује пропорционално генерисању ентропије система. Количина смањеног рада у таквом процесу  $\dot{W}_{rev} - \dot{W}$ , у даљем тексту називаће се губитком радне способности или деструкција ексергије. Веза између генерисања ентропије и деструкције ексергије даје теорему губитка радне способности, теорему деструкције ексергије или теорему Gouy-Stodola:

$$\dot{W}_{lost} = \dot{E}_D = T_0 \dot{S}_{gen} \quad (6.28.)$$

Величина повратног рада  $\dot{W}_{rev}$  може бити и са позитивним и са негативним предзнаком, зависно од тога да ли систем користи или генерише рад. Из тог разлога, неједнакост II принципа термодинамике (6.23) даје:

$$\dot{W}_{rev} \geq \dot{W} \quad (6.29.)$$

Према томе, очегледно да вриједност деструкције ексергије  $\dot{E}_D$  не може бити негативна (слика 6.5.). Износ деструкције ексергије  $\dot{E}_D$  и износ преноса рада  $\dot{W}$  нису функције стања система, већ зависе од историје процеса који их генерише.



Слика 6.5. Оса преноса рада

Претходна анализа може да се сумира у два закључка:

- генерисање ентропије је мјера деструкције ексергије,
- кориштењем једначине (6.25) могуће је процјенити горњу границу генерисања рада који систем може да оствари.

У случају да околишки резервоар размјењује рад са системом, дио рада  $p_0 \frac{dV}{dt}$  се преноси ка околини, док други дио одређује величину ексергије  $E$ :

$$\begin{aligned} \dot{E} = \dot{W} - p_0 \frac{dV}{dt} = -\frac{d}{dT}(En + p_0V - T_0S) + \sum_{i=0}^n \left(1 - \frac{T_0}{T_i}\right) \dot{Q}_i + \\ + \sum_{in} \dot{m}(h^0 - T_0s) - \sum_{out} \dot{m}(h^0 - T_0s) - T_0 \dot{S}_{gen} \end{aligned} \quad (6.30.)$$

Износ рада пренијетог ка околишком резервоару  $p_0 \frac{dV}{dt}$  може бити позитиван или негативан, зависно од тога да ли се систем шири или сабија при интеракцији са резервоаром. Као посљедица овог, апсолутна вриједност  $\dot{W}$  није нужно већа од апсолутне вриједности  $\dot{E}$ .

Коначно, у случају повратног процеса, могуће је дефинисати вриједност ексергије као:

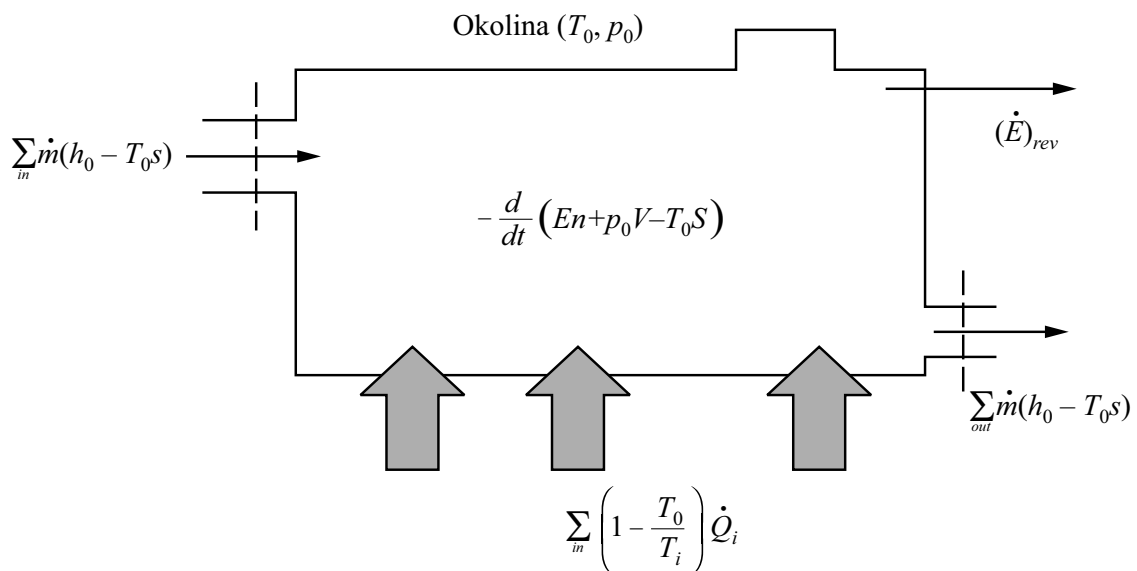
$$(\dot{E})_{rev} = \dot{W}_{rev} - p_0 \frac{dV}{dt} \quad (6.31.)$$

која у комбинацији са једначином (6.26) добија облик:

$$\begin{aligned} (\dot{E})_{rev} = -\frac{d}{dT}(En + p_0V - T_0S) + \sum_{i=0}^n \left(1 - \frac{T_0}{T_i}\right) \dot{Q}_i + \\ + \sum_{in} \dot{m}(h^0 - T_0s) - \sum_{out} \dot{m}(h^0 - T_0s) \end{aligned} \quad (6.32.)$$

при чему  $(\dot{E})_{rev}$  представља максималну радну способност, а чланови са десне стране једнакости редом представљају акумулацију непроточне ексергије, пренос ексергије топлотом, пренос ексергије улазним током и пренос ексергије излазним током.

Графички приказ ексергетског биланса дефинисан путем 5 типова ексергетских величина у једначини 6.32. представљен је на примјеру отвореног термодинамичког система на слици 6.6. Алгебарски максимум ексергије  $(\dot{E})_{rev}$  појављује се као разлика између нето улазне ексергије у контролну запремину и нето излазне ексергије из контролне запремине.

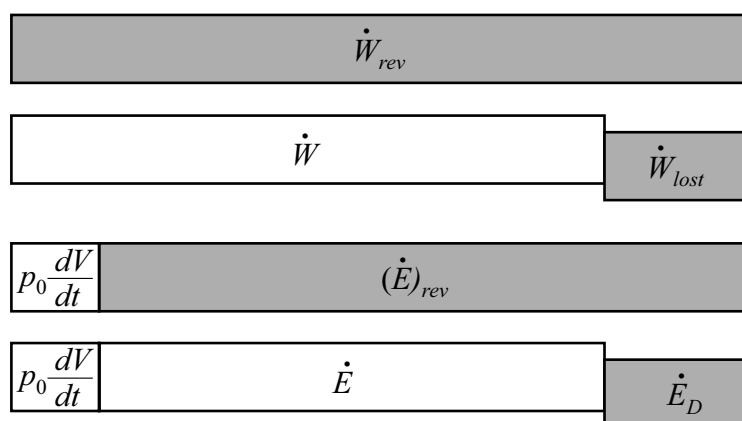


Слика 6.6. Ексергијски биланс у случају отвореног термодинамичког система

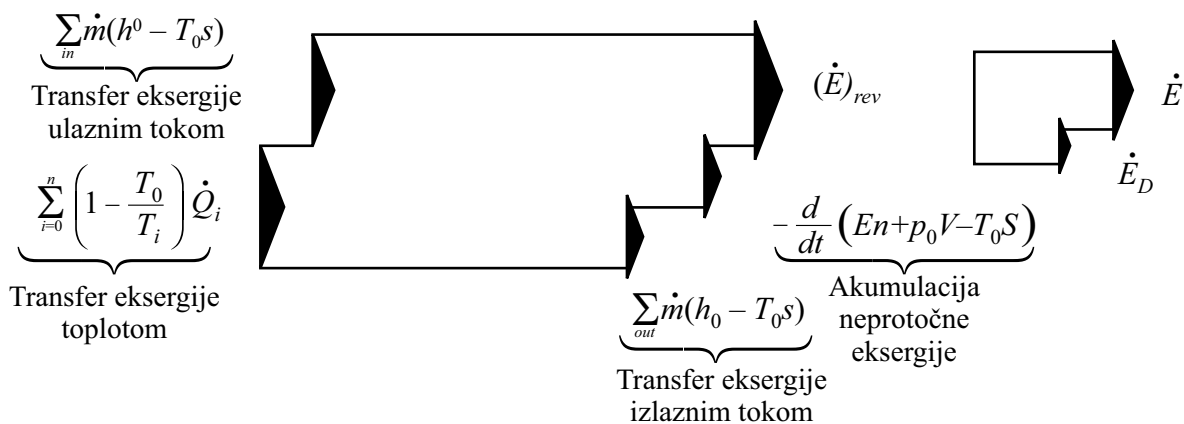
Величину деструкције ексергије, претходно дефинисане као разлика између максималне вриједности,  $\dot{W}_{rev}$ , и стварне вриједности,  $\dot{W}$  рада који систем генерише, могуће је дефинисати и као разлику између одговарајућих вриједности ексергија (сл. 6.7.):

$$\dot{W}_{lost} = (\dot{E})_{rev} - \dot{E} = \dot{E}_D \quad (6.33.)$$

Веза између генерисаног рада, ексергије и деструкције ексергије, збирно и графички су приказане на слици 6.7, при чему се претпоставља да су све величине позитивне.



Слика 6.7. Веза између размијењеног рада и губитка радне способности



Слика 6.8. Алтернативни ексергетски биланс отвореног система

Једначине (6.32) и (6.33) указују на два значајна правца која се јављају у инжењерској термодинамици:

- процјене идеалних радних параметара постројења тј. достизање максимума генерисане механичке енергије код топлотних машина, односно минималних потреба за механичком енергијом код расхладних постројења;
- процјене и минимизације деструкције ексергије или генерисања ентропије кроз унапрјеђење рада постројења.

Први правац је заједнички чинилац свих „анализа ексергије”, док други представља релативно нови аспект у примјењеној термодинамици, могло би се рећи модеран бренд који је назван „минимизација генерисања ентропије”.

### 6.3. ЕКСЕРГИЈСКА АНАЛИЗА

#### Појам ексергије

Примјена другог принципа термодинамике традиционално је била везана за анализу, али не и интеграцију, односно оптимизацију технолошких система. Разлог за то треба тражити у чињеници да је основни елемент формулације овог закона везан за појам ентропије, која нема директно и одређено физичко значење. Ентропија није конзервативна попут масе и енергије, па самим тим и њена величина за изоловани систем, подвргнут природним процесима није константна. Увођење појма ексергије направило прекретницу у употреби другог принципа термодинамике у домену интеграције процеса. Ексергија радног тијела, за разлику од ентропије има одређено физичко значење и по особинама је много ближа појмовима масе и енергије. Треба истаћи да она као ни ентропија, такође није конзервативна величина, али

увођењем елемената губитака њених токова, ексергија може да поприми конзервативне особине. Те особине даље резултују додатним сетом билансних једначина разматраног система, уз већ постојећи сет материјалних и енергетских биланса.

Према другом принципу термодинамике, критеријум за подјелу видова енергије може бити степен трансформације једног облика енергије у други и при томе се дефинишу три групе:

- енергија која се потпуно претвара у сваки други облик енергије (овај вид енергије представља ексергију а њени главни представници су механичка и електрична енергија),
- енергија која се ограничено претвара у неки други облик енергије (при чему такве трансформације зависе од стања топлотног извора и стања околине – топлотна и унутрашња енергија).
- енергија која се не може превести у неки други облик енергије (важи за системе који су у термодинамичкој равнотежи са околином – енергија околине и мора).

Из наведених поставки могу се уочити два основна облика енергије:

- енергија која се може трансформисати без ограничења – ексергија,
- енергија која се уопште не може трансформисати у друге облике – анергија.

На основу појма ексергије и анергије, сада могу да се преформулишу први и други принцип термодинамике. Први принцип термодинамике, као посебан случај закона одржања енергије, потврђује да је код свих процеса збир ексергије и анергије константан, независно од тога да ли су процеси изведени повратно или неповратно. Међутим, овакво тврђење се не би могло примијенити посебно ни на ексергију ни на анергију.

Други принцип термодинамике се може изразити путем сљедећих аксиома:

- Код неповратних процеса ексергија се преводи у анергију;
- Код повратних процеса ексергија остаје константна;
- Немогуће је анергију превести у ексергију.

Очигледно је да се код неповратних процеса ексергија смањује, тј. јавља се губитак ексергије, па се други принцип термодинамике може назвати и принцип смањења ексергије.

Концепт ексергије има корјене у раним истраживањима из којих ће се касније развити термодинамика. N. L. Sadi Karно је 1824. год. уочио је пропорционалност рада топлотне машине и температурске разлике, и формирао основне претпоставке за дефинисање другог закона термодинамике. Ипак, историјски гледано, кључни догађај за развој ексергије



представља управо дефиниција радне способности, коју је дао Willard Gibbs-a 1873. године, при чему је он дефинисао форму рада:

$$-\varepsilon + T\eta - pV + M_1m_1 + M_2m_2 + \dots + M_nm_n \quad (6.34.)$$

коју је могуће добити путем реверзибилног процеса из материје окарактерисане енергијом  $\varepsilon$ , ентропијом  $\eta$ , запремином  $V$ , те количином компоненти у тој запремини ( $m_1, \dots, m_n$ ). Процес се одиграва унутар околине, окарактерисане притиском  $p$ , температуром  $T$  и потенцијалима ( $M_1, \dots, M_n$ ), чије су димензије довољно велике да у свим дијеловима владају идентични услови. Једначина (6.34), изведена из Gibbs-овог рада је у директној вези са данашњом дефиницијом ексергије. Термодинамички постулат, да могућност вршења рада постоји кад год се два система, различитог стања доведу у везу, резултује у чињеници да се у принципу рад врши све док не наступи равнотежа између њих. У случају да је један од два система околина, ексергија другог система је максимални теоретски рад који се из њега може добити све док је он у интеракцији са околином, односно, до постизања равнотеже са њом. Логичан закључак указује да је ексергија мјера одступања стања система од околине, те је она истовремено особина и испитиваног система и околине заједно. У случају дефинисања параметара околине, ексергији испитиваног система може бити додијељена одговарајућа вриједност, те се на њу може гледати и као на екстензивно својство система.

Термин ексергије, који потиче од грчких ријечи „ех” и „ергон”, које у преводу значе „из” и „рад”, први је пут употријебљена у раду Z. Rant-a, 1953. год. за дефинисање појма „технички радни капацитет”. Tribas је 1961. год. спојио класичну термодинамику са теоријом информације посредством концепта ентропије. Преломне 1977. године понуђена је сажета теорија ексергије, чиме је она представљена као користан концепт, не само у инжењерству, већ и као корисно средство за реализацији мјера заштите животне околине. Од тада термин ексергија добија на популарности и често замјењује термине попут availability, available energy, essergy, utilizable energy, work potential, available work, и convertible energy.

#### 6.4. ФУНКЦИЈА ЕКСЕРГИЈЕ

Фундематална функција ексергије генерално представља функцију потенцијала простог хемијског система, изведену из радова Carnot-a и Clausius-a, у складу са претходном формом Gibbs-a. Функција је општег облика:

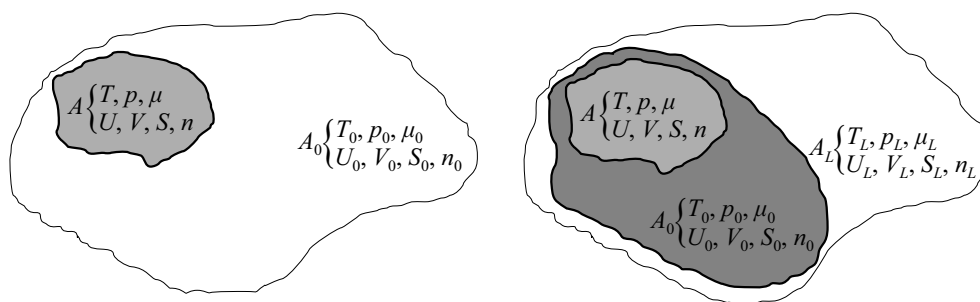
$$E = U + p_0V - T_0S - \sum_i \mu_{i0}n_i \quad (6.35.)$$

при чему унутрашња енергија  $U$ , запремина  $V$ , ентропија  $S$  и број молова хемијских компоненти у систему  $n_i$  представљају екстензивне параметре система, док притисак  $p_0$ , температура  $T_0$  и хемијски потенцијал  $\mu_{i0}$  представљају интензивне параметре околине. Хемијски потенцијал  $\mu_{i0}$  може попримити уопштенији облик који укључује ексергију електромагнетних сила, напона, нуклеарних сила итд. Овако дефинисана, ексергија представља најопштији појам рада или могућности да се рад изведе.

У литератури се може наћи више теоријских расправа о генерисању функције ексергије што, с обзиром на кориштење различитих ознака и термина, може представљати проблем широј научној јавности. У литератури се могу наћи три приступа:

- извођење функције ексергије по Wall-у, као општи облик извођења функције пригодан за уводне расправе о ексергији. Овај приступ је приказан у наставку;
- извођење функције ексергије по El-Sayed-у, прилагођен анализи комплексних хемијских процеса (анализа је изведена за процесе десалинације);
- извођење функције ексергије по Вејан-у, која је прилагођена инжењерским апликацијама, која ће се детаљније представити у следећим поглављима.

Општи облик функције ексергије могуће је илустровати анализом подсистема  $A$  у окружењу система  $A_0$  приказаним на слици 6.9. При томе, систем  $A_0$  је хомоген и знатно већи у односу на  $A$ . Термодинамички параметри система  $A_0$  дефинисани су путем интензивних параметара стања  $T_0$ ,  $P_0$  и  $\mu_{i0}$  (температура, притисак и хемијски потенцијал) а система  $A$  параметрима стања  $T$ ,  $p$  и  $\mu_i$ . Екстензивни параметри стања подсистема  $A$  су  $U$ ,  $V$ ,  $S$  и  $n_i$  (унутрашња енергија, запремина, ентропија и број молекула хемијских компоненти садржаних у њему) а система  $A_0$  су  $U_0$ ,  $V_0$ ,  $S_0$  и  $n_{i0}$  и узима се да су знатно већи од одговарајућих параметара система  $A$  ( $U \ll U_0$ ,  $V \ll V_0$ ,  $n_i \ll n_{i0}$ ).



Слика 6.9. (а) Систем  $A$  у окружењу система  $A_0$ ,  
(б) Систем  $A$  у локалном окружењу система  $A_L$

За комбиновани систем  $A+A_0$  уводи се претпоставка изолованости у односу на околину,

$$\begin{cases} dU + dU_0 + dW = 0 \\ dV + dV_0 = 0 \\ dn_i + dn_{i0} = 0 \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} dU_0 = -dU - dW \\ dV_0 = -dV \\ dn_{i0} = -dn_i \end{cases} \quad (6.36.)$$

а интеракције између  $A$  и  $A_0$  се врше кроз заједничку површину  $A$ . Претходно усвојена претпоставка да постоји велика разлика у потенцијалима између ова два разматрана система, за собом повлачи и чињеницу да међусобне интеракције не мијењају интензивне параметре стања система  $A_0$  па је ( $dT_0 = 0$ ,  $dp_0 = 0$ ,  $d\mu_{i0} = 0$ ).

Диференцијал ентропије система  $A_0$  могуће је изразити кориштењем једначине (6.36) у облику:

$$dS_0 = \frac{1}{T_0} \left( dU_0 + p_0 dV_0 - \sum_i \mu_{i0} dn_{i0} \right) = -\frac{1}{T_0} \left( dU + p_0 dV - \sum_i \mu_{i0} dn_{i0} \right) - \frac{dW}{T_0} \quad (6.37.)$$

док је укупни диференцијал ентропије за  $A$  и  $A_0$ :

$$dS^{tot} = dS - dS_0 = dS + \left[ -\frac{1}{T_0} \left( dU + p_0 dV - \sum_i \mu_{i0} dn_{i0} \right) - \frac{dW}{T_0} \right] \quad (6.38.)$$

$$dS^{tot} = -\frac{1}{T_0} \left( dU + p_0 dV - T_0 dS - \sum_i \mu_{i0} dn_{i0} \right) - \frac{dW}{T_0}$$

Једначину (6.38) могуће је преформулисати увођењем појма ексергија  $E$ , у облику:

$$dS^{tot} = -\frac{1}{T_0} (dE + dW) \quad (6.39.)$$

гдје ексергија  $E$  представља величину:

$$E = U + p_0 dV - T_0 dS - \sum_i \mu_{i0} dn_i \quad (6.40.)$$

Једначину (6.40) могуће је изразити и у облику:

$$E = S(T - T_0) - V(p - p_0) + \sum_i n_i (\mu_i - \mu_{i0}) \quad (6.39.)$$

који јасно указује на чињеницу да ексергија нестаје у случају постизања равнотеже између  $A$  и  $A_0$ . Ако се претпостави да подсистем  $A$  тежи термодинамичкој равнотежи са системом  $A_0$ , као својом околином, без генерисања или кориштења рада ( $dW=0$ ), ексергија се мијења од вриједности  $E$  до 0 а тотална ентропија од  $S^{tot}$  до  $S_{ravn}^{tot}$ . Интегрисањем (6.39). добија се:

$$S_{ravn.}^{tot} - S^{tot} = -\frac{(-E)}{T_0} \quad (6.40.)$$

па се ексергија таквог процеса може изразити у облику:

$$E = T_0 (S_{ravn.}^{tot} - S^{tot}) \quad (6.41.)$$

Пошто је по II принципу термодинамике  $\Delta S^{tot} \geq 0$  (израз постаје једначина само за повратне процесе,  $\Delta S^{tot} = 0$ ), добијени рад је  $W \leq 0$ , одакле је ексергија максимална количина рада који се може добити од система  $A$  при успостављању равнотеже са окружењем  $A_0$ .

### Појам и модели околине при дефинисању ексергије

Под појмом околине у ексергијској анализи уобичајено се сматра неки дио окружења разматраног система у коме су интензивна својства једнолика и не мијењају се значајно као резултат процеса који се одиграва у систему. Сматра се да је околина састављена од сличних компоненти које постоје у атмосфери земље, океанима и у земљиној кори. Компоненте су у свом стабилном облику, у коме се јављају у природи и не постоји могућност генерисања рада физичком или хемијском интеракцијом између дијелова околине. Иако се претпоставља да се интензивне особине околине не мијењају, екстензивне особине се могу мијењати као резултат интеракција са другим системима.

Кинетичка и потенцијална енергија се оцјењује на основу релативних координата у околини, које представљају референтну раван за међусобни однос међу дијеловима. За случај израчунавања често се узимају стандардне вриједности температуре  $T_0$  и притиска  $p_0$  околине, као 1 atm и 25°C (77F). Ипак, ове особине могу бити другачије специфициране у зависности од примјене, па се  $T_0$  и  $p_0$  могу дефинисати и као просјечна температура и притисак околине, респективно, за период у коме разматрани систем ради. Уколико се у систему користи атмосферски ваздух,  $T_0$  се може дефинисати као просјечна температура ваздуха. Уколико су кориштени и ваздух и вода из природног окружења,  $T_0$  би требало да се дефинише као нижа вриједност просјечних температура ових медијума. У случају да термодинамички систем достигне термичку и механичку равнотежу са околином ( $T=T_0$ ,  $p=p_0$ ), једначина за ексергију (6.40) добија облик хемијске ексергије:

$$E^{CH} = \sum_i n_i (\mu_i - \mu_{i0}) \quad (6.42.)$$

Хемијски потенцијал компоненти које су у хемијској неравнотежи са околином  $\mu_i$  у једначини (6.42) могуће је изразити у облику:

$$\mu_i = \mu_i^o - RT_0 \ln c_i \quad (6.43.)$$

гдје је  $\mu_i^o$  хемијски потенцијал компоненте у условима околине а  $c_i$  њена концентрација. Тада је:

$$E = \sum_i n_i (\mu_i^o - \mu_{i0}^o) + RT_0 \sum_i n_i \ln \frac{c_i}{c_{i0}} \quad (6.44.)$$

Израчунавање ексергије система се може олакшати употребом параметара стандардне околине из одговарајућих табела стандардизованих хемијских ексергија. Стандардизоване хемијске ексергије су базиране на стандардним вриједностима температуре  $T_o$  и  $p_o$  околине – (на примјер, 298.15К (25°C) и 1 atm, респективно). При томе се сматра да је стандардна околина састављена од збира хемијских компоненти са концентрацијама које одражавају хемијски састав околине.

Референтне компоненте се обично дијеле у три групе:

- гасне компоненте атмосфере,
- чврсте компоненте из литосфере и
- јонске и нејонске компоненте из океана.

Иако употреба стандардизоване хемијске ексергије веома олакшава примјену принципа ексергије, термин стандардна може водити у погрешном правцу пошто не постоји спецификација околине која је задовољавајућа за све примјене. Ипак, ексергије израчунате у односу на алтернативне спецификације околине се уопштено добро слажу. За многе инжењерске примјене једноставност и лака употреба стандардних хемијских ексергија онемогућавају непрецизност која се може појавити.

## 7. МЕТОДА МИНИМИЗАЦИЈЕ ГЕНЕРИСАЊА ЕНТРОПИЈЕ (EGM)

Минимизација генерисања ентропије (Entropy Generation Minimization – EGM) је метода развијена за потребе моделовања реалних (неповратних) процеса и уређаја. Испитивани модели укључују основне принципе термодинамике и размјене топлоте, а оптимизација је ограничена коначним димензијама и коначним временом. Велики значај ове методе, може да се види кроз примјере из области расхладне технике, преноса топлоте, акумулације топлоте, конверзије сунчеве енергије, као и термоенергетских и расхладних постројења. Нагласак је на инжењерској вриједности EGM модела, чије су основе дали Chambadal и Novikov 1957, као и нове правце попут EGM процеса зависних од времена.

Током протекле двије деценије Минимизација генерисања ентропије (EGM) је постала широко прихваћена метода у пољу науке о топлоти и термопроцесном инжењерингу. EGM метода се заснива на симултаном примјени размјене топлоте и инжењерских принципа термодинамике у циљу добијања реалних модела за испитивање процеса размјене масе и топлоте, те пројектовању термопроцесних уређаја и постројења. Под реалним моделима сматрају се они који узимају у обзир постојање неповратности насталих усљед струјног карактера испитиваних процеса. Ова метода је такође позната као термодинамичка оптимизација, анализа II закона термодинамике, а неки од аутора је сврставају и у област ендореверзибилне или егзоиреверзибилне термодинамике.

За разлику од других термодинамичких метода, EGM је заснована на симултаном употреби једначина дефинисаних у:

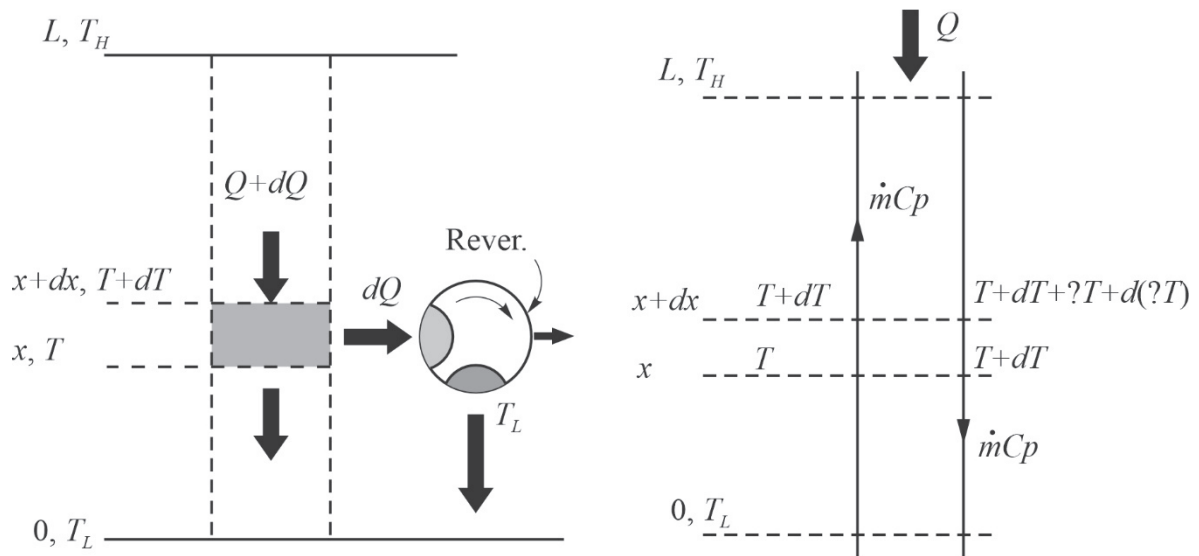
- а) у научном пољу преноса масе и топлоте,
- б) у научном пољу термодинамике.

У општем смислу, за случај термодинамичких система који су у термалном контакту са околином  $T_0$ , теорема Gouy-Stodola детерминише пропорционалност између изгубљеног рада и укупне количине генерисане ентропије током испитиваног процеса. Логичан закључак је да пројектовање постројења и компоненти са минималном деструкцијом корисног рада почиње са минимизацијом генерисања ентропије. Са друге стране ова минимизација, поред термодинамичких закона уважава и законе преноса топлоте (путем температурних разлика) и законе преноса масе (путем разлике притисака). Очигледно је да за разлику од ексергијске анализе, у случају EGM термодинамички закони нису довољни, већ је област испитивања проширена кориштењем принципа преноса масе и топлоте, а свакако и механике флуида.

У том смислу, на слици 7.1. дата су два илустративна примјера. Слика 7.1а приказује механички ослонац дужине  $L$  који повезује хладни крај расхладне машине ( $T_L$ ) са собном температуром ( $T_H$ ). Ниво генерисања ентропије унутар ослонца, који је приказан као вертикална колона може да се окарактерише једначином:

$$\dot{S}_{gen} = \int_{T_L}^{T_H} \frac{\dot{Q}}{T^2} dT \quad (7.1)$$

гдје величина размијењене топлоте  $\dot{Q}$  може да варира са температуром  $T$ . Локални губитак топлоте  $d\dot{Q}$  елиминисан је остатком инсталације, која је моделирана као повратна.



Слика 7.1. а) механичка основа са промјењивим одавањем топлоте;

б) размјењивач топлоте са уздужним преносом топлоте

Размјена топлоте повезана је са градијентом температуре и кондукцијом кроз пресјек  $A$ :

$$\dot{Q} = kA \frac{dT}{dx} \quad (7.2)$$

гдје термичка кондуктивност  $k(T)$  опада у смјеру ниже температуре. Преуређивањем и интеграцијом са једног на други крај, једначина (7.2) дефинише величину димензионог ограничења непознате функције  $\dot{Q}(T)$  у облику:

$$\frac{L}{A} = \int_{T_L}^{T_H} \frac{k}{\dot{Q}} dT \quad (7.3)$$

Једначина (7.1) је резултат термодинамичких закона, а једначина (7.3) закона преноса топлоте. Заједно оне формирају функцију преноса топлоте која минимизира интеграл  $\dot{S}_{gen}$  у односу на границе коначних димензија:

$$\dot{Q}_{opt} = \left( \frac{A}{L} \int_{T_L}^{T_H} \frac{k^{1/2}}{T} \right) k^{1/2} dT \quad (7.4)$$

$$\dot{S}_{gen,min} = \frac{A}{L} \left( \int_{T_L}^{T_H} \frac{k^{1/2}}{T} dT \right)^2 \quad (7.5)$$

и одређују модел који се карактерише оптималном дистрибуцијом расхладног ефекта  $d\dot{Q}dT$ . Било који други модел  $\dot{Q}/T$  генерисаће више ентропије и захтијевати више енергије за одржавање температуре хладног краја ослонца  $T_L$ .

Једначине (7.1) и (7.3) заједно приказују метод термодинамичке оптимизације у коначним димензијама дају један од најранијих примјера термодинамике коначног времена. Слично објашњење употребе EGM методе може се реализовати и на проблему размјенивача топлоте са супротносмјерним током у температурном интервалу  $T_L$  до  $T_H$ . Супротносмјерни токови скицирани на слици (7.1б) усмјерени су на исти начин као и у претходном примјеру (7.1а) у циљу постизања аналогије два примјера. Ниво генерисања ентропије повезан је са размјеном топлоте између струјних токова у међупростору (слика 7.1б) и може се представити једначином (7.6).

$$\dot{S}_{gen} = \int_{T_L}^{T_H} \frac{\dot{Q}}{T} dT \quad (7.6)$$

у којој  $\dot{Q}$  представља уздужни конвективни пренос топлоте  $\dot{Q} = \dot{m}c_p\Delta T$ , а  $\Delta T$  је попречна (ток према току) температурна разлика. Еквивалент границе коначне величине (7.7)

$$\frac{L}{A} \int_{T_L}^{T_H} \frac{k}{T} dT \quad (7.7)$$

добија се елиминацијом  $\Delta T$  из биланса:

$$\frac{\dot{Q}}{T} = \dot{m}c_p\Delta T = (pdx)U\Delta T \quad (7.8)$$

гдје је  $p$  параметар цијеви кроз коју протиче  $\dot{m}$ , а  $U$  је коефицијент преноса топлоте. Укупна површина за пренос топлоте је површина  $P_L$ . Резултат EGM анализе је оптимизација процеса преноса топлоте.



$$\dot{Q} = \left( \frac{\dot{m}c_p}{UpL} \ln \frac{T_H}{T_L} \right)^2 UA \dot{m}c_p T \quad (7.9.)$$

$$\dot{S}_{gen} = \left( \frac{\dot{m}c_p}{UpL} \ln \frac{T_H}{T_L} \right) UA \quad (7.10.)$$

Основне поставке за употребу методе поставио је Вејан развојем једначине за генерисање ентропије по јединици дужине ( $\dot{S}_{gen}$ ) у цијеви са константним екстерним топлотним флуksom по јединици дужине  $q'$ , константним масеним протоком флуида кроз њу  $\dot{m}$  и пречником који представља независну промјењиву модела. Испитивани процес преноса топлоте између зида цијеви температуре  $T+\Delta T$  и главнине струјног тока температуре  $T$  је стационаран. Струјање у правцу  $x$  праћено је појавом смањења притиска усљед појаве трења. Усљед чињенице да се у контролној запремини не генерише/доводи рад, и да се пренос екстерне топлоте у њу врши на температури зида цијеви ( $T+\Delta T$ ), први и други закон термодинамике добијају облик:

$$\delta \dot{Q} = \dot{m}dh \quad (7.11.)$$

$$\delta \dot{S}_{gen} = \dot{m}dS - \frac{\delta \dot{Q}}{T + \Delta T} \geq 0 \quad (7.12.)$$

Комбиновањем (7.11) и (7.12) и кориштењем Gibbs-ове једначине ( $TdS=dh-vdp$ ), добија се једначина за количину генерисане ентропије:

$$\delta \dot{S}_{gen} = \delta \dot{Q} \left( \frac{1}{T} - \frac{1}{T + \Delta T} \right) - \frac{\dot{m}vdp}{T} = \delta \dot{Q} \left( \frac{\Delta T}{T^2 \left( 1 + \Delta T/T \right)} \right) - \frac{\dot{m}vdp}{T} \quad (7.13.)$$

Под претпоставком да је  $\Delta T$  много мање од  $T$  ( $\Delta T/T \ll 1$ ) и замјеном вриједности специфичне запремине вриједношћу густине флуида  $\rho$ , једначину (7.13) је могуће дати као:

$$\delta \dot{S}_{gen} = \delta \dot{Q} \left( \frac{\Delta T}{T^2} \right) + \frac{\dot{m}(-d)}{\rho T} \quad (7.14.)$$

На основу релација из области преноса топлоте и механике флуида добијамо:

$$\delta \dot{S}_{gen} = \delta \dot{Q} \left( \frac{\Delta T}{T^2} \right) + \frac{2\dot{m}^3 f}{\rho^2 A_C^2 D_h T} dx \quad (7.15.)$$

Претпостављајући да је цијев кружног попречног пресјека једначина (7.15) постаје:

$$\dot{S}_{gen} = \frac{q'^2}{\pi k T^2 Nu} + \frac{32 \cdot \dot{m}^3 f}{\pi^2 \rho^2 T D^5} \quad (7.16.)$$

Ово је општа једначина за укупну количину генерисане ентропије у цијеви кружног попречног пресека. Nusselt-ов број је резултат добијен из области преноса топлоте, док је фрикциони фактор величина из механике флуида. На овај начин једначина (7.16) показује како је термодинамика комбинована са размјеном топлоте и механиком флуида у EGM.

Први члан у овој једначини представља генерисану ентропију усљед преноса топлоте  $\dot{S}_{\Delta T}$ , а други генерисану ентропију усљед пада притиска  $\dot{S}_{\Delta p}$ . Њихов однос је мјера неповратности  $\Phi$ .

$$\Phi = \frac{\dot{S}_{\Delta p}}{\dot{S}_{\Delta T}} \quad (7.17.)$$

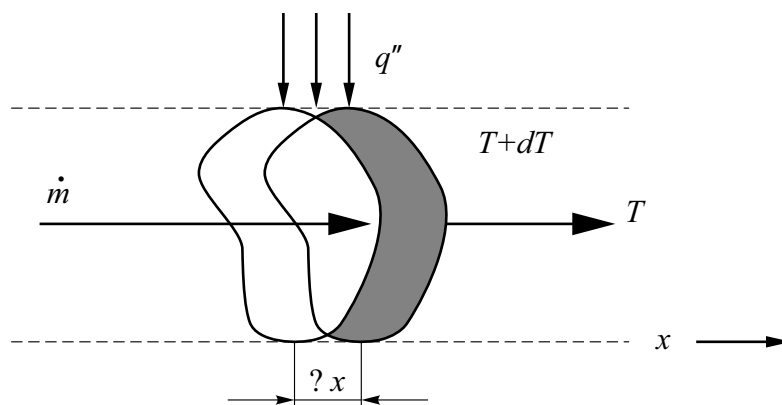
Још једна велика и разноврсна група уређаја за пренос топлоте се заснива на спољашњој конвекцији, што је пренос топлоте између тока и тијела потопљеног у ток. Ниво укупне генерисане ентропије повезане са размјеном топлоте и отпором потопљеног тијела је:

$$\dot{S}_{gen} = \frac{\dot{Q}_B (T_B - T_\infty)}{T_B T_\infty} + \frac{F_D U_\infty}{T_\infty} \quad (7.18.)$$

гдје су  $\dot{Q}_B$ ,  $T_B$ ,  $T_\infty$ ,  $F_D$  и  $U_\infty$  величине размијењене топлоте, температура тијела, температура слободног тока, сила отпора и брзина слободног тока.

### Метода EGM у конвективном преносу топлоте

Из претходно изложеног, јасно је да је феномен преноса топлоте у реалним системима увијек праћен и генерисањем ентропије па самим тим и деструкцијом ексергије. Овај процес може се испитати праћењем механизма генерисања ентропије на флуидном дјелићу у случају конвективног преноса топлоте без спољних извора топлоте, као што је приказано на слици 7.2.



Слика 7.2. Принудни конвективни пренос топлоте цијеви са посматраном геометријом

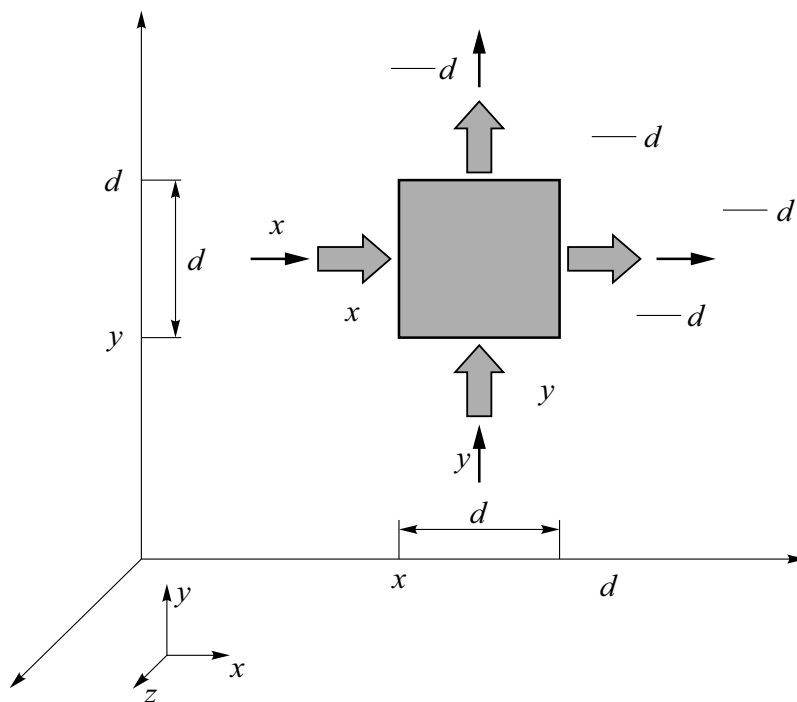
Генерисање ентропије по јединици запремине може да се одреди разматрањем II закона термодинамике за отворени систем у облику:

$$\dot{S}_{gen}^m = \frac{\partial S}{\partial T} \left( \frac{\dot{Q}}{T} + \sum_i \dot{m}s + \sum_e \dot{m}s \right) \geq 0 \quad (7.19.)$$

С обзиром на једначину (7.19), генерисање ентропије за флуидни дјелић димензија  $x$   $dx$   $dy$  може бити приказано као сума три елемента:

$$\begin{aligned} \dot{S}_{gen}^m = & \frac{q_x + \frac{\partial q_x}{\partial x} dx}{T + \frac{\partial T}{\partial x} dx} + \frac{q_y + \frac{\partial q_y}{\partial y} dy}{T + \frac{\partial T}{\partial y} dy} - \frac{q_x}{T} dy - \frac{q_y}{T} dx + \\ & + \left[ \left( s + \frac{\partial s}{\partial x} dx \right) \left( v_x + \frac{\partial v_x}{\partial x} dx \right) \left( \rho + \frac{\partial \rho}{\partial x} dx \right) - s v_x \rho \right] dy + \\ & + \left[ \left( s + \frac{\partial s}{\partial y} dy \right) \left( v_y + \frac{\partial v_y}{\partial y} dy \right) \left( \rho + \frac{\partial \rho}{\partial y} dy \right) - s v_y \rho \right] dx + \frac{\partial(\rho s)}{\partial \tau} dx dy \end{aligned}$$

У прва четири члана претходне једначине, генерисање ентропије повезано је са преносом топлоте. Чланови у угластим заградама показују проток ентропије кроз границе, док посљедњи члан показује временску акумулацију ентропије унутар отвореног система.



Слика 7.3. Генерисање ентропије флуидног дјелића при конвективном преносу топлоте

Дијелјењем једначине (7.19) са  $dx$   $dy$ , локална вриједност генерисања ентропије постаје:

$$\dot{S}_{gen}''' = \frac{1}{T} \left( \frac{\partial q_x}{\partial x} + \frac{\partial q_y}{\partial y} \right) - \frac{1}{T^2} \left( q_x \frac{\partial T}{\partial x} + q_y \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \rho \left( \frac{\partial s}{\partial \tau} + v_x \frac{\partial s}{\partial x} + v_y \frac{\partial s}{\partial y} \right) + s \left[ \frac{\partial \rho}{\partial \tau} + v_x \frac{\partial \rho}{\partial x} + v_y \frac{\partial \rho}{\partial y} + \rho \left( \frac{v_x}{\partial x} + \frac{v_y}{\partial y} \right) \right] \quad (7.20.)$$

У случају да је флуид нестишљив и анализа подлијеже Fourier-овим законима кондуктивног преноса топлоте, износ генерисане ентропије може да се представи у облику:

$$\dot{S}_{gen}''' = \frac{k}{T^2} (\nabla T)^2 + \frac{\mu}{T} \Phi \geq 0 \quad (7.21.)$$

гдје се термичка кондуктивност  $k$  [W/(mK)] и динамичка вискозност  $\mu$  [Pa·s] сматрају константним.

У случају дводимензионалног проблема, развијени облик једначине (7.21) гласи:

$$\dot{S}_{gen}''' = \frac{k}{T^2} \left[ \left( \frac{\partial T}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial T}{\partial y} \right)^2 \right] + \frac{\mu}{T} \left\{ 2 \left[ \left( \frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 \right] + \left( \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 \right\} \quad (7.22.)$$

Једначина (7.22) показује да се генерисање ентропије у случају конвективног преноса топлоте реализује путем два ефекта:

- кондукције ( $k$ ) услед неповратности настале преносом топлоте
- вискозитета ( $\mu$ ) услед неповратности настале трењем у флуиду.

При томе генерисање ентропије је позитивно све док постоји коначна разлика температура и градијент брзине у флуиду.

Бездимензиони број процеса генерисања ентропије назива се ентропијски број  $Ns$ .  $Ns$  представља однос између укупно генерисане ентропије  $\dot{S}_{gen}'''$  и ентропије генерисане преносом топлоте  $\dot{S}_0'''$  која може да се израчуна сљедећим изразом:

$$\dot{S}_0''' = \frac{q^2}{kT_0^2} = \frac{k(\Delta T)^2}{L^2 T_0^2} \quad (7.23.)$$

гдје су  $q$  [W/m<sup>2</sup>] – топлотни флуks,  $T_0$  [K] – референтна температура,  $\Delta T$  – референтна разлика температура,  $L$  [m] – геометријска карактеристика која зависи од геометрије и типа проблема.

Ентропијски број  $Ns$  може да се изрази у облику:

$$N_S = N_C + N_Y + N_F \quad (7.24.)$$

гдје је  $N_C$  генерисање ентропије путем преноса топлоте у уздужном правцу,  $N_Y$  путем преноса топлоте у управном правцу, а  $N_F$  генерисање ентропије усљед трења у флуиду.

Путем ентропијског броја могуће је претпоставити ентропијски профил, али не и одредити однос између ентропије генерисане трењем или преносом топлоте. У том случају као бездимензионални број користи се мјера неповратности  $\Phi$  која представља однос генерисања ентропије усљед трења флуида  $N_F$  и генерисања ентропије путем преноса топлоте  $N_C+N_Y$ .

Алтернатива овоме представља Вејан-ов број  $Be$ , који може бити представљен у облику:

$$Be = \frac{N_C + N_Y}{N_S} = \frac{1}{1 + \Phi} \quad (7.25.)$$

Вејан-ов број  $Be$ , се креће у границама од 0 до 1. У случају да је  $Be = 1$ , генерисање ентропије се у потпуности одвија усљед преноса топлоте, док у случају да је  $Be = 0$ , генерисање ентропије настаје искључиво усљед трења.

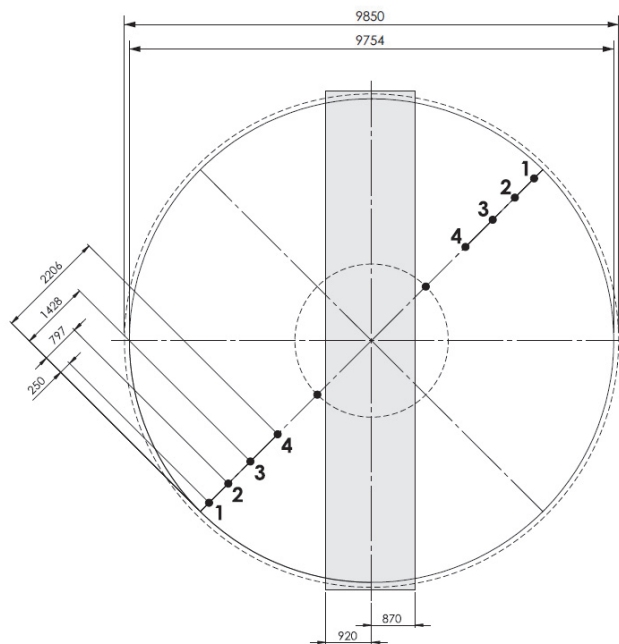
## 8. МЈЕРНА ОПРЕМА

Мјерење брзине ваздуха у комори вршено је посредством Ygc-Fs аналогних анемометара (Табела 8.1). На ротор вентилатора коморе, постављено је укупно 8 анемометара типа Ygc-Fs. Анемометри су дуж ротора вентилатора били распоређени као што је то приказано на слици 8.1. Мјерене су аксијалне компоненте брзина на улазу у комору са циљем што прецизнијег израчунавања масеног протока ваздуха који улази у комору. На основу израчунатих масених протока ваздуха, вршене су и симулације овлаживања ваздуха према развијеном рачунарском програму. Измерене вриједности аксијалних компоненти брзине су такође искориштене и за постављање граничних услова током спровођења нумеричких симулација у оквиру истраживања.

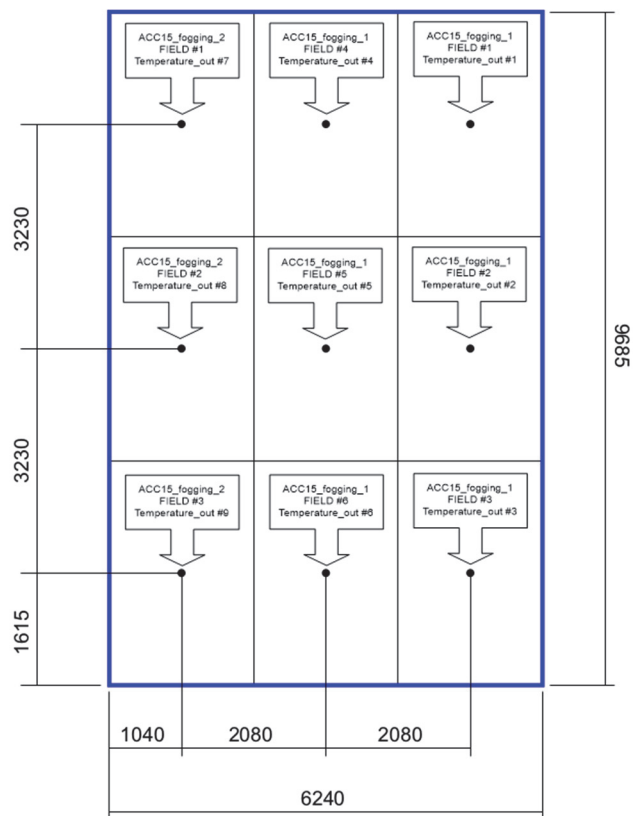
Табела 8.1. Спецификације Ygc-Fs-24V-A1 аналогног анемометра

Произвођач:	Shanghai Qiyi Electrical & Mechanical Equipment Co., Ltd
Мјерни опсег:	0 ÷ 30 m/s
Напајање:	DC12 V ; DC24 V
Тачност:	0 ÷ 30m/s ≤ 0.8 m/s
Резолуција:	0.7 m/s
Укључна брзина:	0.7 m/s
Вријеме одзива:	<1 s
Радна температура:	-20 ÷ 60°C
Тежина:	0.32 kg

Мјерење температура ваздуха у комори вршено је DS18B20 сензорима температуре (Табела 8.2) и то постављеним у 9 тачака испред размјењивачког панела и у 9 тачака иза размјењивачког панела. Распоред сензора температуре на размјењивачком панелу, приказан је на слици 8.2. Резултати мјерења температуре у комори, кориштени су искључиво за потврду резултата нумеричке симулације и потврду резултата написаног програма за симулирање влажења ваздуха.



Слика 8.1. Распоред анеометара на ротору вентилатора



Слика 8.2. Распоред сензора температуре на секцији размјењивачког панела

Табела 8.2. Сензор температуре DS18B20

Произвођач:	Xi'an Gavin Electronic Technology Co., Ltd
Напајање:	3.0 V to 5.5 V
Мјерни опсег:	-55°C ÷ +125°C
Тачност:	± 0.5°C у температурском опсегу од -10°C до + 85°C

Температуре спољних зидова цијеви размјењивачких панела, мјерене су ИЦ термометром ScanTemp 490 (Табела 8.3) а контролна мјерења су додатно вршена и RTD сензором температуре за цилиндричне површине (Табела 8.4).

Табела 8.3. Инфрацрвени термометар ScanTemp 490

Произвођач:	Dostmann electronic GmbH
Оптичка резолуција:	50:1
Мјерни опсег:	-60°C ÷ +1000°C (thermocouple input: -64 ÷ +1400°C)
Резолуција:	0,1°C (above 1000°C 1°C)
Тачност:	±2%
Спектрални одзив:	6 ÷ 14 μm
Радна температура:	0 ÷ 50°C
Напајање:	2 x 1.5-volt AAA батерије
Димензије:	215 × 145 × 45 mm
Тежина:	1150 g

Табела 8.4. RTD сензор температуре за цилиндричне површине

Произвођач:	JUMO GmbH & Co. KG
Мјерни опсег:	-50 ÷ +120°C
Мјерна сонда:	1× Pt100 in two-wire circuit
Класа тачности према DIN EN 60751:	Class B



Температура и влажност околног ваздуха, те брзина и правац вјетра у вријеме извођења експеримента, мјерени су РСЕ-FWS 20 метеоролошком станицом (Табела 8.5) на локацији електране.

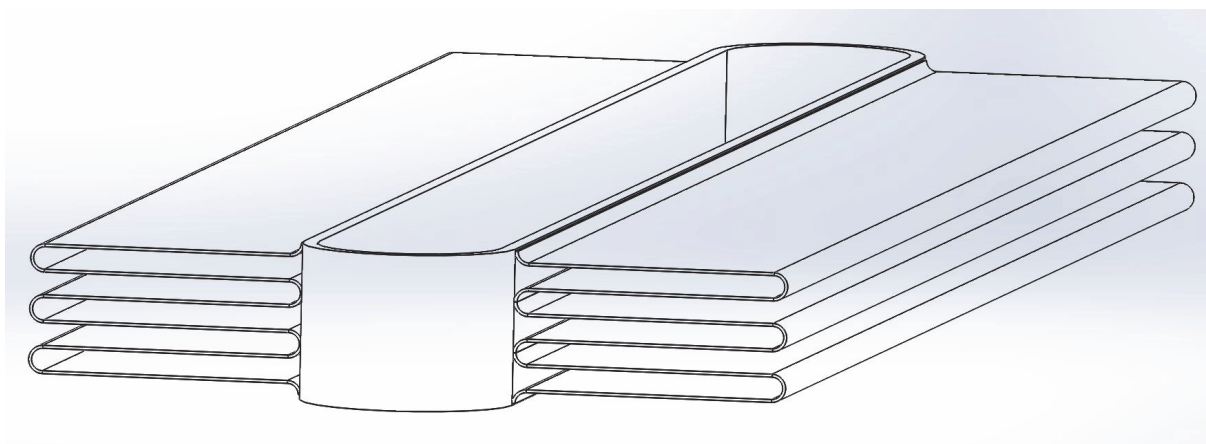
Табела 8.5. Спецификација РСЕ-FWS 20 метеоролошке станице

Резолуција:	Температуре ваздуха: 0.1°C Влажности ваздуха: 1% Атмосферског притиска: 0.1/1.5 hPa
Мјерни опсег:	Температуре: -40 to 65°C Влажности: 1 to 99% Брзине вјетра: 0 to 180 km/h
Напајање: - Базна станица - Сензори	3 AA батерије 2 AA батерије
Димензије: - Базна станица - Сензори	230 × 150 mm 660 × 540 mm

## 9. НУМЕРИЧКО ИСТРАЖИВАЊЕ

У сврху формирања адекватног нумеричког модела струјања ваздуха у комори кондензатора, направљен је 3D модел коморе, при чему је оребрени цијевни панел апроксимиран порозном плочом од алуминијума. Како би нумеричким моделом могао да се симулира и пренос топлоте са панела на ваздух, у порозној средини је дефинисан и топлотни извор константне температуре. Дебљина моделиране порозне плоче одговара стварној дебљини цијевног панела, док је порозност материјала плоче дефинисана количником пропусне површине сегмента оребрене цијеви и укупне површине пресека разматраног сегмента. Такође, како би се карактер струјања кроз, на овај начин дефинисан порозни медиј, у што већој мјери приближио стварном карактеру струјања кроз панел оребрених цијеви реалне коморе кондензатора, било је потребно дефинисати и вискозни отпор порозне средине тако да порозна средина изазива приближно исти пад притиска као и реални цијевни панел.

Да би се одредио пад притиска кроз оребрења, направљен је и детаљан 3D модел сегмента оребрене цијеви у размјери 1:1 (слика 9.1), те је на основу тако формираног 3D модела извршена симулација струјања за 5 различитих вриједности брзине ваздуха на улазу у ћелију, испред размењивачких површина, те су потом добијене вриједности падова притиска за сваку од задатих брзина, апроксимиране полиномом другог реда. Као што са слике 9.3. може да се види, тачке добијене нумеричким симулацијама, готово идеално прате апроксимативну криву.

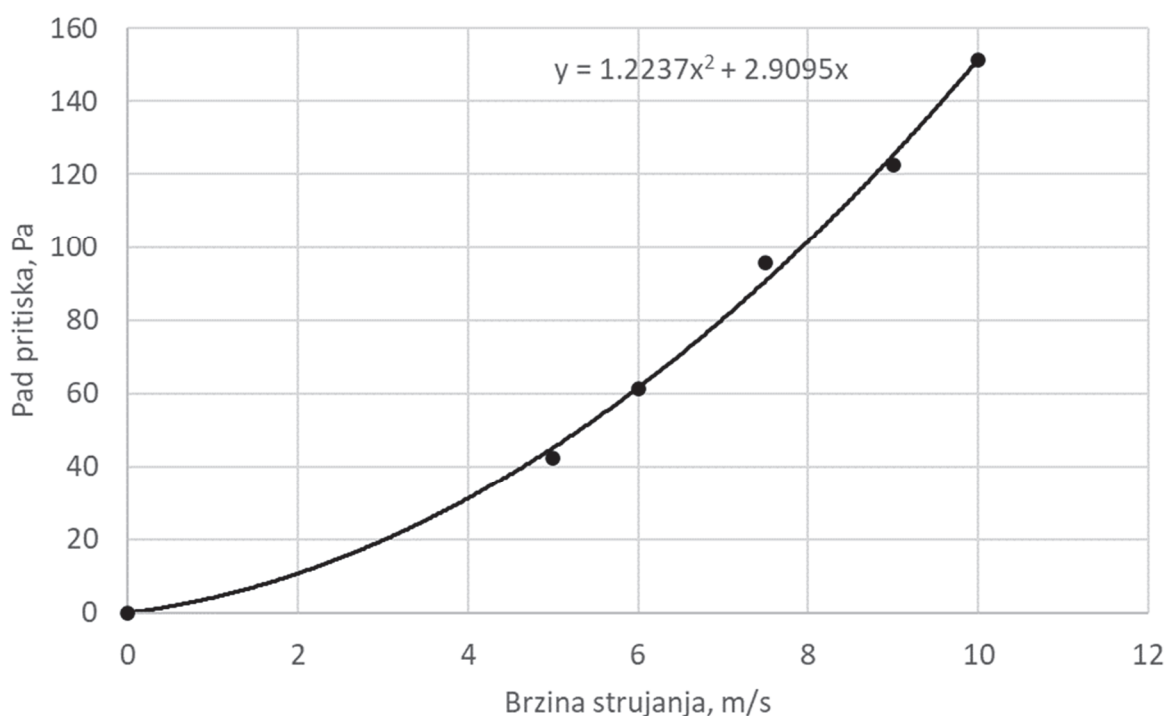


Слика 9.1. Сегмент оребрене цијеви размјењивачког панела



Слика 9.2. Пресјек контролне запремине кориштене за симулацију пада притиска

Што се тиче одабраног модела турбуленције за обе нумеричке симулације, као модел турбуленције одабран је реализабилни  $k-\varepsilon$  модел са стандардном зидном функцијом. Разлог за одабир  $k-\varepsilon$  класе модела турбуленције, био је уштеда рачунарског времена, будући да се и у случају модела коморе, а нарочито у случају сегмента оребрене цијеви ради о релативно комплексним геометријама. Одлука да се користи баш реализабилни тип  $k-\varepsilon$  модела била је резултат чињенице да је конвергенција рјешења и за случај коморе и за случај сегмента оребрене цијеви, била најбржа и са најмањим вредностима остатака у резултатима нумеричког експеримента у поређењу са стандардним  $k-\varepsilon$ , а и са RNG варијантом  $k-\varepsilon$  модела.

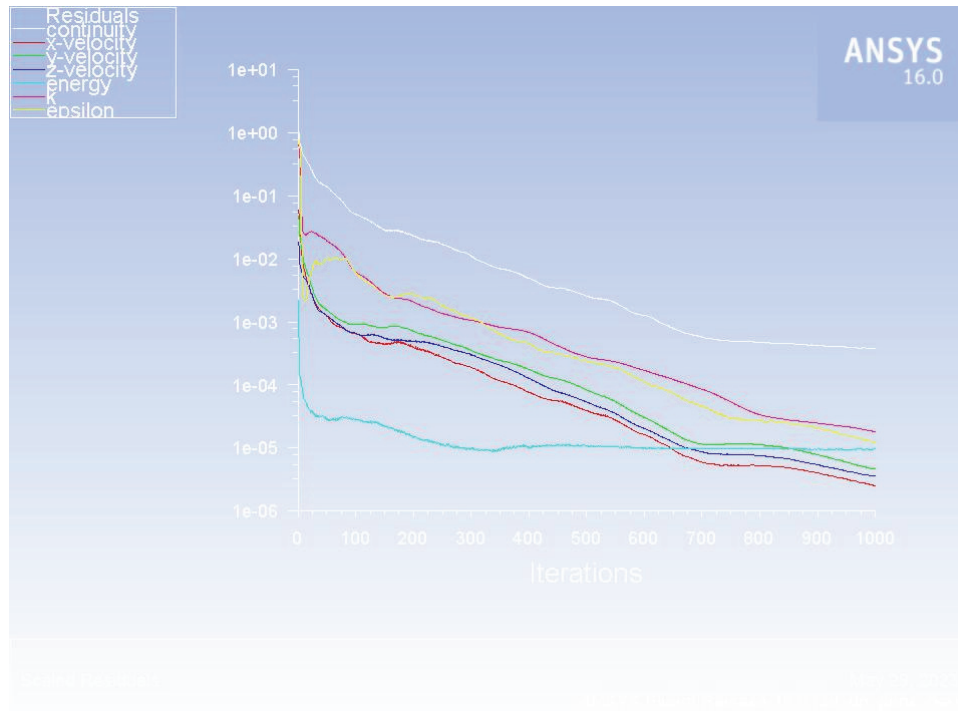


Слика 9.3. Апроксимативна крива пада притиска кроз оребрење

### Валидација нумеричког модела

Валидација нумеричког модела струјања у комори кондензатора извршена је на основу спроведених 7 серија реалних експеримената у испитној комори. За сваку серију мјерења, извршене су и нумеричке симулације струјања и размјене топлоте у комори уз граничне услове у смислу задате температуре околног ваздуха и тренутне температуре кондензације. Ток конвергенције рјешења нумеричке симулације струјања ваздуха и размјене топлоте у комори кондензатора може да се види на слици 9.4, док се на сликама 9.5 – 9.11. могу видјети резултати нумеричке симулације за серију мјерења број 7.

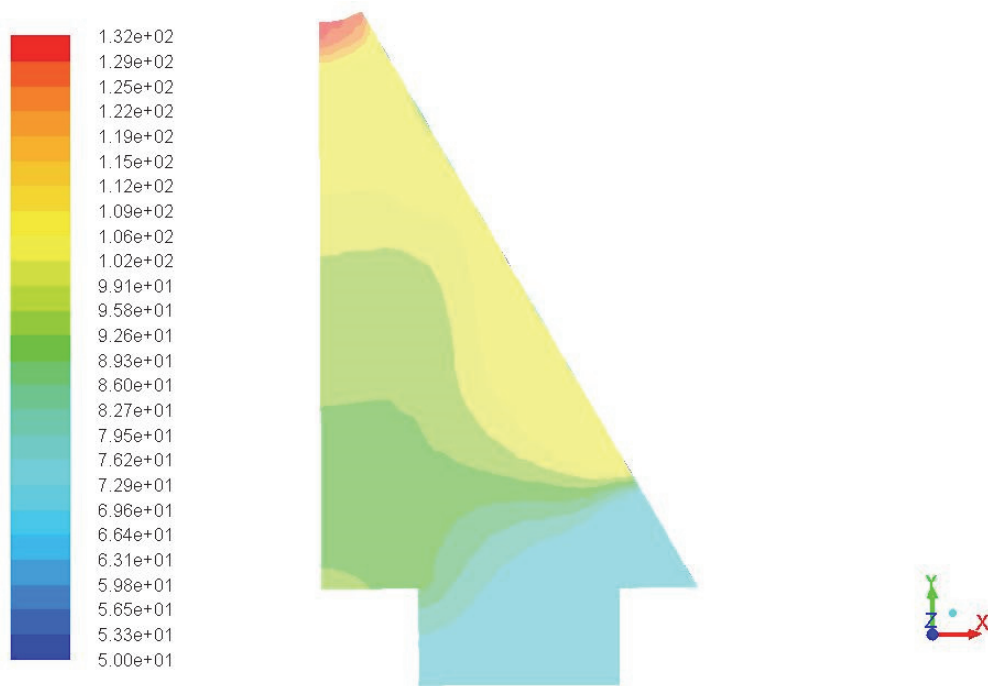
Као што на слици 9.5. може да се види, пад притиска кроз порозну плочу прилично добро прати апроксимативну криву претходно нумерички одређених вриједности пада притиска кроз оребређе, али се такође може примјетити да је, симулацијом добијени пад притиска ипак за ~10% већи у односу на криву.



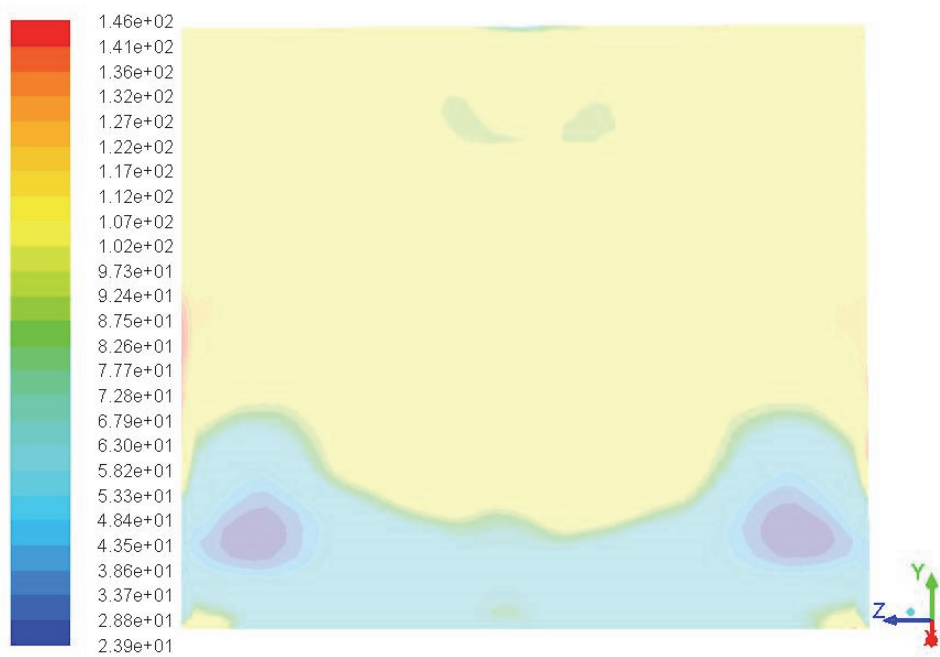
Слика 9.4. Конвергенција рјешења нумеричке симулације

Оно што свакако треба уочити је зона ниског притиска при дну размјенљивачког панела (слике 9.5. и 9.6) која је очигледно последица саме геометрије коморе и ротора вентилатора, тј. мртве зоне у тој области. На сликама такође може да се види да је, изузме ли се већ поменута зона изразито ниског притиска, остатак поља притиска на улазној површини до приличне мјере равномјеран и уједначен.

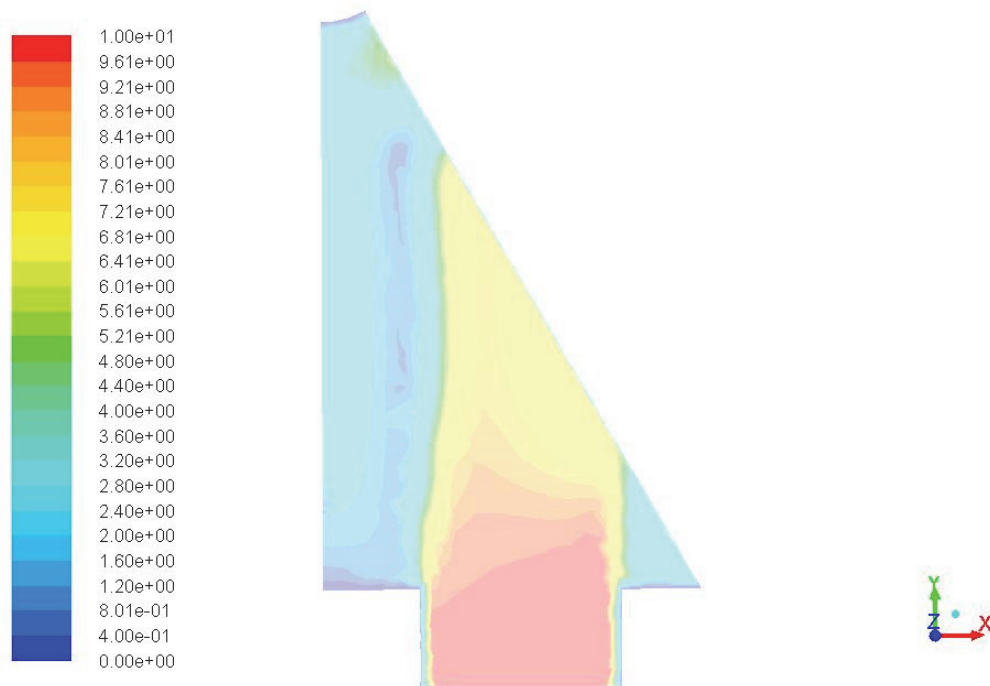
На слици 9.8. може да се види да је поље брзина на улазу у размјенљивачки панел кондензатора такође доста уједначено, али опет са изузетком постојања неколико зона са брзинама нижих интензитета при дну, при врху и на периферијама панела. Свакако да је мртва зона у пољу брзине при дну панела директна последица и зоне ниског притиска пред панелом. Како може да се види на слици 9.9, поменуте зоне ниских интензитета брзине, такође одговарају и зонама већих вриједности кинетичке енергије турбуленције, што упућује на постојање вртлога који ометају струјање ваздуха у тим зонама поља брзине.



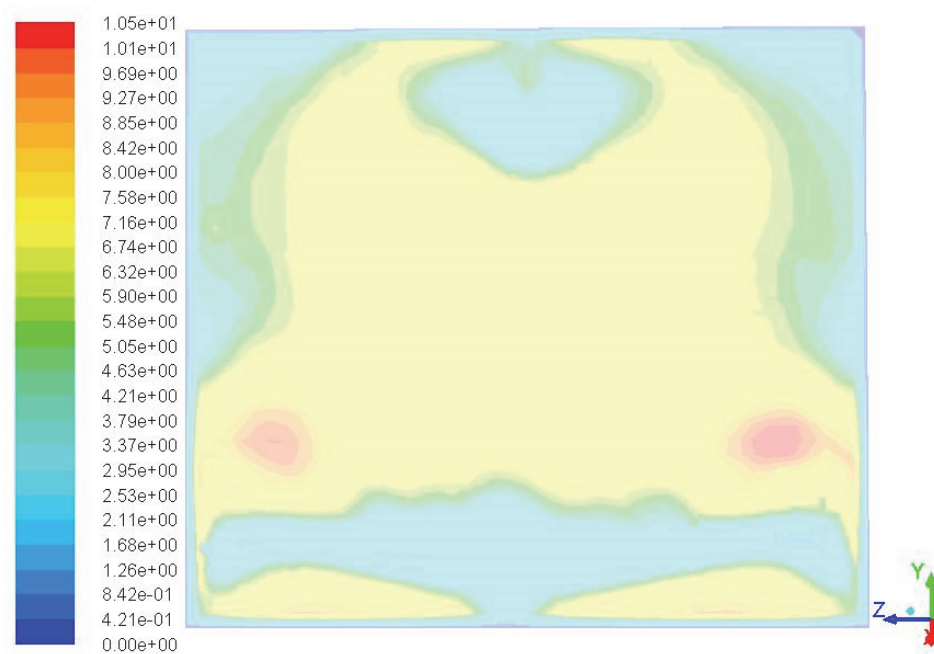
Слика 9.5. Поље притиска у комори кондензатора (раван кроз осу вентилатора)



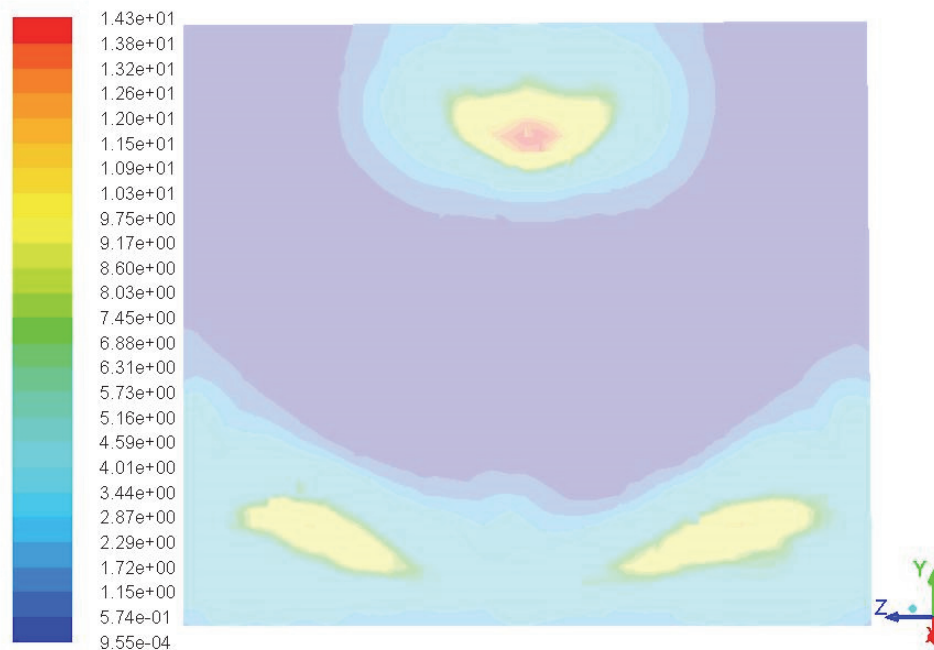
Слика 9.6. Поље притиска испред размјењивачког панела кондензатора



Слика 9.7. Профил и поље брзина у комори кондензатора (раван кроз осу вентилатора)



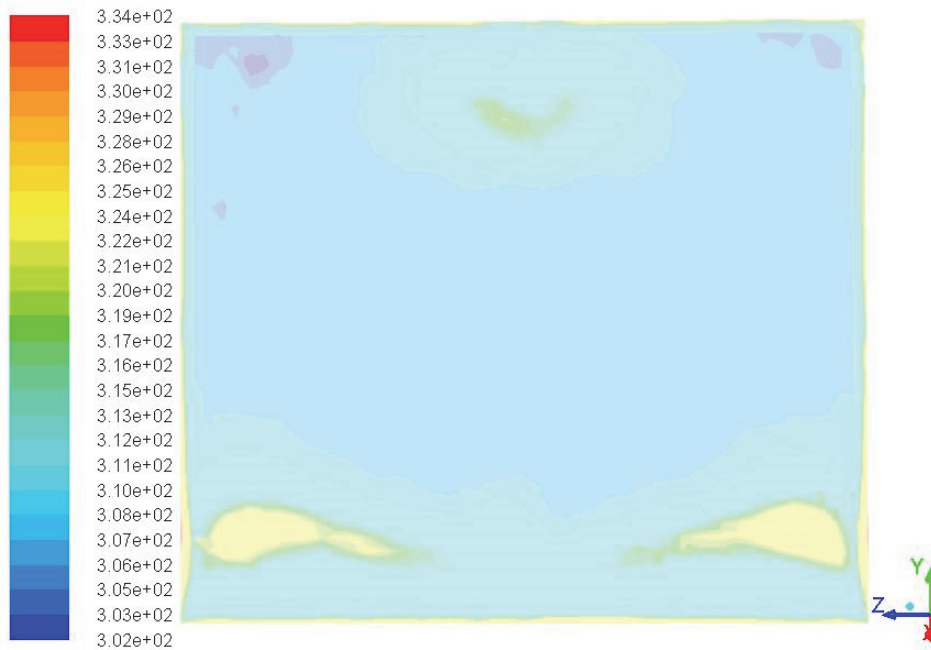
Слика 9.8. Поље брзина испред размјешивачког панела кондензатора



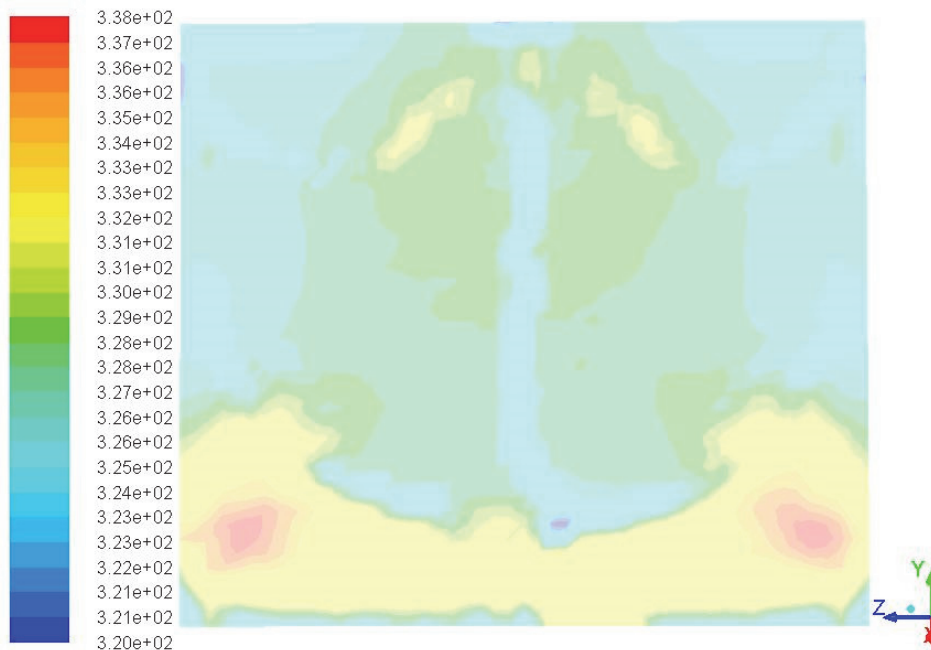
Слика 9.9. Расподјела кинетичке енергије турбуленције испред размјењивачког панела кондензатора

Добијена поља температуре испред и иза панела (слике 9.10. и 9.11) прате расподјелу поља брзине, што је било и очекивано, будући да интензитет брзине доминантно утиче на коефицијент прелаза топлоте са размјењивачке површине на ваздух.

Поља температуре такође указују на постојање, мртве зоне при дну панела, у којој су, на излазу из панела, температуре ваздуха приближно 5-10 степени више у односу на остатак излазне површине. Такође може да се види и да је пораст температуре ваздуха од улаза до излаза из панела око 20 степени, што је у складу са техничком спецификацијом кондензатора. Слично као и у случају поља брзине, изузме ли се појас виших температура при дну панела, и поље температура би такође могло да се окарактерише као доста уједначено.



Слика 9.10. Поље температура испред размјењивачког панела кондензатора

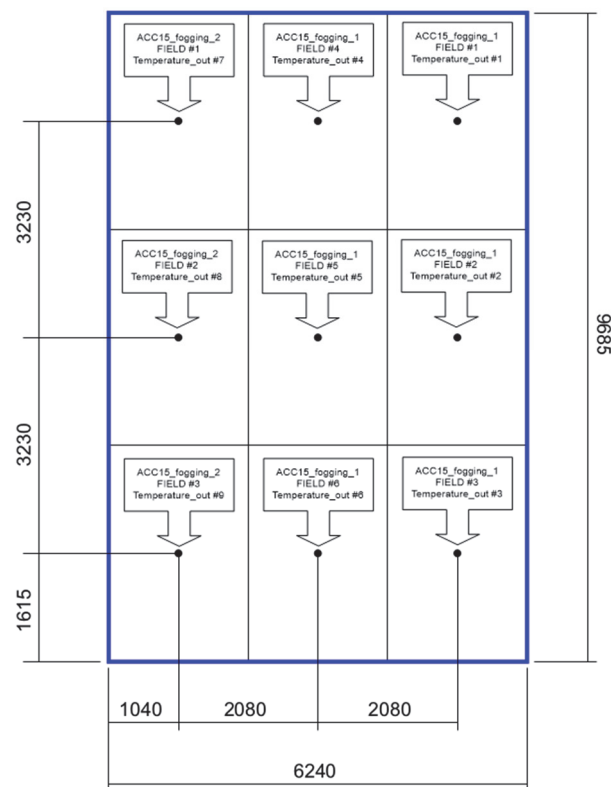
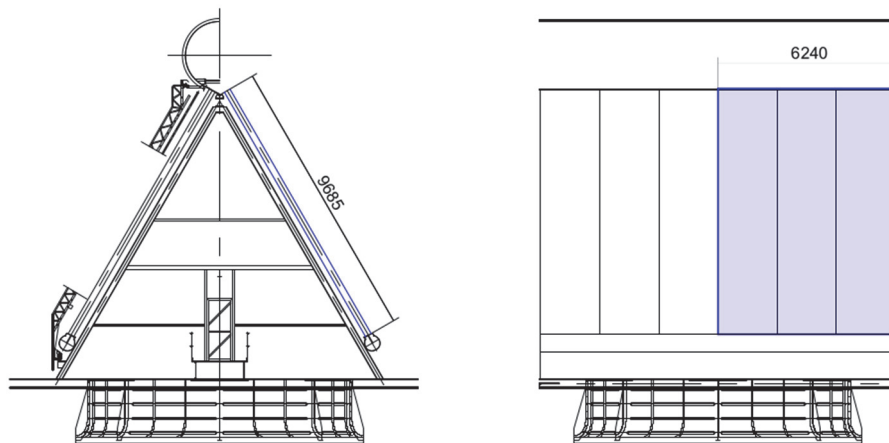


Слика 9.11. Поље температура на излазу из размјењивачког панела кондензатора

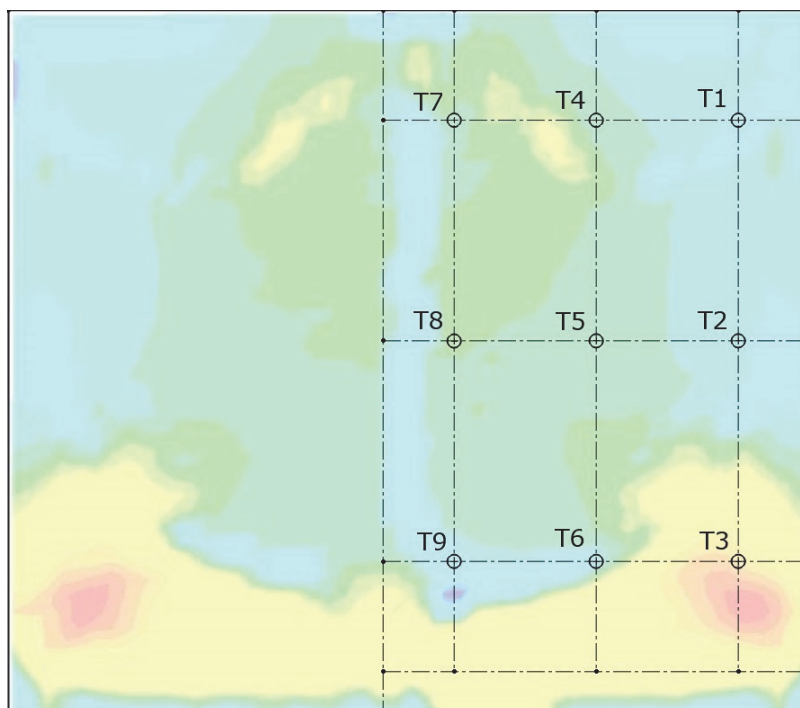
У оквиру спроведеног експеримента, између осталих мјерења, мјерене су и температуре ваздуха по напуштању размјењивачког панела коморе кондензатора. Сензори температуре били су постављени на 9 карактеристичних тачака на панелу (слике 9.12. и 9.13) с тим да у тренутку спровођења експеримента, сензор на мјерном мјесту T2 није био у функцији.



Упоредни резултати мјерења и нумеричке симулације, приказани су у табели 9.1. Као што из табеле може да се види, на свим мјерним тачкама осим тачке Т3, грешка нумерике у односу на измјерене вриједности је била испод 10%. У тачки Т3, грешка је варијала од 15 до 20%. Већа одступања нумеричке симулације од резултата мјерења у тачки Т3 су била и очекивана, будући да се тачка Т3 налази на мјесту највећег градијента у пољу температуре. Такође, за свих 7 серија мјерења, одступања средње температуре у пољу добијеном нумеричком симулацијом од средње вриједности давања сензора, била су испод 5%.



Слика 9.12. Распоред сензора на излазу из панела коморе кондензатора



Слика 9.13. Приказ позиције сензора на примјеру поља температура серије 7

Табела 9.1. Упоредни резултати мјерења и нумеричке симулације

[°C]	температура	Сет 1	Сет 2	Сет 3	Сет 4	Сет 5	Сет 6	Сет 7
Позиција сензора	околице	30.28	30.41	31.21	31.37	31.21	32.43	32.03
	кондензације	63.22	64.20	64.87	65.64	66.54	67.50	68.05
Т1	Мјерење	51.17	51.38	54.50	55.25	54.00	54.50	54.25
	Нумерика	48.34	48.94	49.67	50.16	50.58	51.66	51.78
Т3	Мјерење	51.58	52.13	53.00	53.42	54.25	55.33	56.25
	Нумерика	57.65	58.49	59.18	59.84	60.57	61.57	61.96
Т4	Мјерење	51.17	51.25	53.33	53.33	53.75	55.25	55.00
	Нумерика	51.63	52.31	53.03	53.58	54.11	55.16	55.38
Т5	Мјерење	52.50	52.88	53.75	54.92	54.83	55.67	56.25
	Нумерика	51.08	51.75	52.47	53.01	53.52	54.58	54.78
Т6	Мјерење	50.00	50.88	50.92	51.50	52.08	53.67	54.42
	Нумерика	49.98	50.63	51.35	51.87	52.35	53.01	53.58
Т7	Мјерење	52.75	52.50	54.67	55.42	54.67	56.58	58.00
	Нумерика	51.08	51.75	52.47	53.01	53.52	54.58	54.78
Т8	Мјерење	54.33	54.00	56.42	56.42	56.33	58.08	57.58
	Нумерика	51.63	52.31	53.03	53.58	54.11	55.16	55.38
Т9	Мјерење	51.25	52.00	54.00	54.67	53.58	53.67	55.08
	Нумерика	49.44	50.06	50.79	51.30	51.76	52.83	52.98

## 10. РАЗВИЈЕНИ РАЧУНАРСКИ ПРОГРАМИ

Како би било могуће симулирати ефекат који би овлаживање ваздуха могло да да у, за рад кондензатора најнеповољнијим временским условима (критични), а који на локацији термоелектране могу да се очекују, у оквиру овог истраживања, написана су и два рачунарска програма. Први програм, написан је као Matlab функција, док је други написан као објектно оријентисана апликација у C# програмском језику и развијен у Visual Studio Community програмском окружењу.

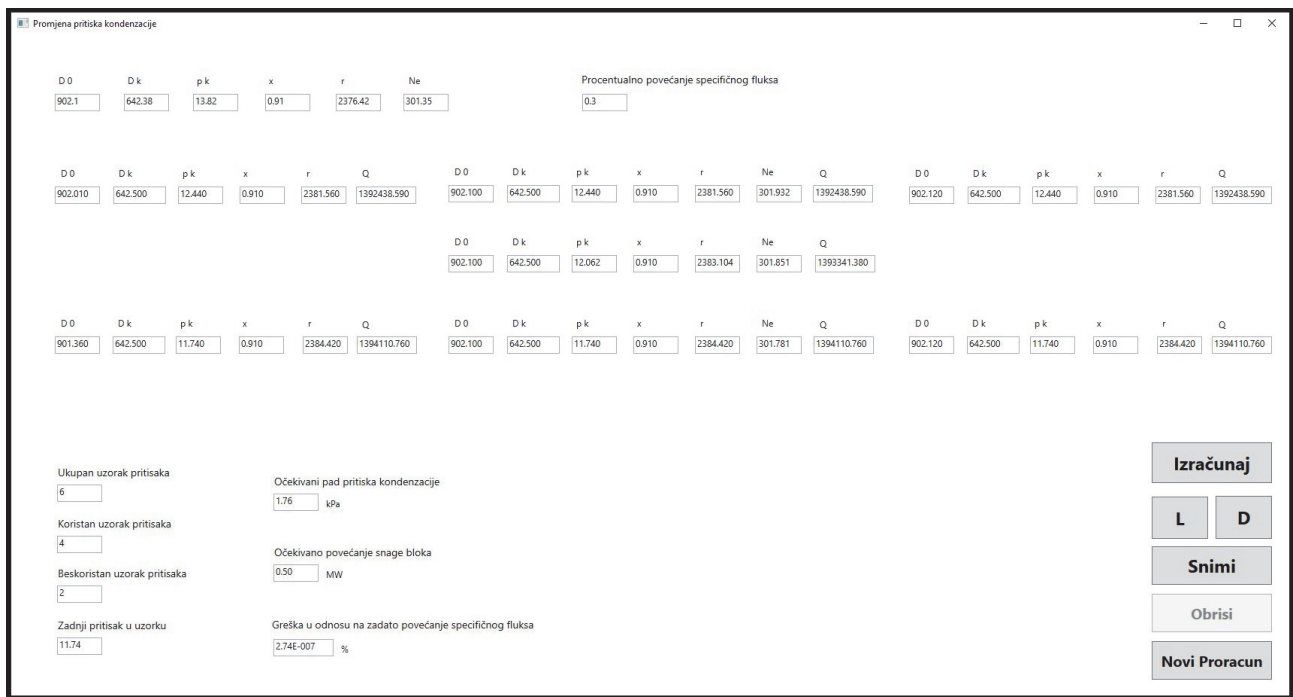
Принцип рада првог од ова два програма базиран је на математичким изразима датим теоријом влажног ваздуха, а такође и дигитализованим таблицама за влажан ваздух, које програм у раду користи. Овим путем, на основу задатих параметара околног ваздуха (температура, релативна влажност, атмосферски притисак), као и температуре и протока воде којом се ваздух овлажује, те измјерене брзине ваздуха на улазу у комору, програм израчунава параметре које би ваздух, након идеалног процеса овлаживања требао да има. Треба такође напоменути и да је програм написан тако да може да симулира овлаживање ваздуха практично неограниченим количинама воде, те да резултујућа смјеша може бити и хомогена, односно незасићен (или евентуално засићен, на самој линији засићења) влажан ваздух, али исто тако може да буде и хетерогена смјеша засићеног влажног ваздуха и воде. Примарни параметри које овај програм израчунава су температура ваздуха након овлаживања, његова енталпија, као и његова релативна и апсолутна влажност.

Други програм је написан тако да на основу постојећих, током рада постројења прикупљених процесних података, може да прати зависност притиска кондензације и бруто снаге електране од процентуалног повећања количине топлоте одведене у кондензатору. Програм функционише на начин да за задати проток свјеже паре пред турбину, задати проток паре на излазу из турбине, тренутну бруто снагу, те тренутне вриједности притиска кондензације и степена сувоће паре, уз задато процентуално повећање количине топлоте одведене у кондензатору, израчунава очекивани пад притиска кондензације, као и очекивано повећање бруто снаге постројења.

Сам алгоритам по ком програм ради, састоји се из сљедећих корака. Прикупљени процесни подаци у минутној резолуцији (за приближно годину дана рада постројења) похрањени су у екстерну JET-SQL базу података, заједно са дигитализованом табелом својстава воде и водене паре. Након што су унесени тренутни параметри рада постројења, заједно са траженим повећањем одведене топлоте у кондензатору, програм прво формира опадајуће сортирану колекцију без понављања, свих притисака кондензације које пронађе у бази, а који су мањи од задатог тренутног притиска кондензације. Након тога, програм,

посредством SQL упита, врши сукцесивна издвајања слогова са похрањеним процесним подацима, редом за сваки од притисака из претходно формиране колекције, сортирано растуће по протоку свјеже паре на турбину. Такође, слогови се издвајају по релационом моделу, тако да сваком слогу издвојених процесних података из базе, бива придружена и одговарајућа латентна топлота из табеле за воду и водену пару, а на основу притиска кондензације и степена сувоће паре из текућег слога. Претраживањем сваке, од овако добијених колекција слогова, програм проналази (ако постоји) први слог у ком је проток свјеже паре пред турбину већи од задатог. Будући да су слогови у колекцији сортирани растуће по протоку свјеже паре на турбину, управо ће тај слог да буде најближи с десна задатој вриједности, а претходни, најближи с лијева задатој вриједности. Наредни корак који програм одрађује је похрањивање ова два слога, заједно са слогом који је резултат њихове линеарне интерполације по задатом протоку свјеже паре у нову колекцију. Након овог корака, програм упоређује количину одведене топлоте у кондензатору која одговара слогу података добијених интерполацијом са задатом количином топлоте и уколико је та вриједност мања од задате, програм понавља претходно описани поступак за наредни притисак из колекције, све док количина топлоте која одговара интерполираном слогу не премаши задату вриједност количине топлоте одведене у кондензатору. Након што једном одведена количина топлоте, која одговара интерполираном слогу премаши задату вриједност, претходни и задњи слог у колекцији су управо слогови који су, по количинама одведене топлоте, с лијева и с десна најближи задатим вриједностима и процес се зауставља. Интерполацијом података из претходног и задњег слога по количини одведене топлоте, добијених интерполацијама по задатом протоку свјеже паре пред турбину, добијају се вриједности које би одговарале задатом процентуалном повећању одведене топлоте и протоку свјеже паре, међу којима су и притисак кондензације и бруто снага постројења.

У првој етапи експеримента, са постављеном инсталацијом за овлаживање ваздуха на само једној ћелији кондензатора, извршено је упоређивање резултата првог од два написана програма са резултатима експеримента. Валидација другог програма у првој етапи експеримента није могла да буде извршена, будући да промјене одведене количине топлоте у само једној ћелији кондензатора нису биле довољне да би се регистровала било каква промјена притиска кондензације, као ни снаге постројења у командној сали електране. Валидација другог програма је спроведена у другој етапи експеримента, у којој је инсталација за овлаживање ваздуха била постављена на 6 од укупно 30 ћелија. У оквиру друге етапе експеримента, извршено је поређење резултата другог програма са резултатима читавања у командној сали електране и уочена одступања повећања бруто снаге су се кретала у износима од 15-20%.



Слика 10.1. Маска корисничког интерфејса програма написаног у С# (фиктивни подаци)

Табела 10.1. Поређење резултата симулације овлаживања са измјереним вриједностима

Измјерене вриједности					Симулиране вриједности		Грешка ( $t_{2R}$ у односу на $t_2$ ) (%)
$t_1$ (°C)	$\varphi_1$ (%)	$m_w$ (kg/s)	$t_w$ (°C)	$t_2$ (°C)	$\varphi_{2R}$ (%)	$t_{2R}$ (°C)	
33.18	34.30	0.44	16	31.33	38.99	31.79	1.46
34.03	31.00	0.44	16	31.83	35.32	32.63	2.50
34.26	33.20	0.44	16	31.86	37.68	32.86	3.13
34.00	55.30	1.44	16	26.78	78.70	29.42	9.87
33.87	53.40	1.44	16	26.31	76.37	29.29	11.35
34.00	59.70	1.44	16	27.39	84.37	29.43	7.45

У табели 10.1. дати су упоредни резултати спроведеног експеримента и симулације овлаживања ваздуха намјенски написаним рачунарским програмом. Експеримент је спроведен кроз двије серије мјерења за двије различите вриједности протока воде. Једна серија мјерења, спроведена је за проток од 0.44 kg/s, а друга за проток од 1.44 kg/s. Као што у табели може да се види, одступање симулације од резултата експеримента, за проток од 0.44 kg/s износило је у просјеку 2.4%, док је исто одступање за проток од 1.44 kg/s износило ~10%.

Добијено повећање одступања измјерених вриједности температуре од вриједности добијених симулацијом овлаживања ваздуха било је и очекивано. Основни разлог за повећање

поменутог одступања, највјероватније лежи у чињеници да је при већим протоцима воде тешко довољно брзо извести испаравање укупне масе распршених капи.

С друге стране, да би давања сензора температуре у зони пред размјешивачким панелом била тачна, струја влажног ваздуха би морала да буде хомогена, односно, укупна маса распршене воде би, до наилазка на ту зону, морала у потпуности да испари. Умјесто тога, иако постоји реалан потенцијал да укупна маса воде буде апсорбована у постојећу масу ваздуха, због недостатка времена потребног за потпуно испаравање капи, долази до формирања хетерогене смјеше незасићеног влажног ваздуха и воде. Ово даље за последицу има квашење сензора температуре, те сензори почињу да показују ниже вриједности од стварних, услијед појаве ефекта евапоративног хлађења самих сензора.

## 11. EGM ПРОЦЕДУРА И РЕЗУЛТАТИ

Основни проблем при раду ваздушног кондензатора представљају управо климатски, односно временски услови који излазе из оквира предвиђених током његовог пројектовања (у даљем тексту критични услови и критични параметри околног ваздуха). Како је у уводном дијелу већ поменуто, управо у таквим условима околине, долази истовремено до поремећаја у раду кондензатора, примарно по два основа. Први основ је, свакако висока температура околног ваздуха, која отежава, или у екстремним случајевима и онемогућава одвођење потребне количине топлоте од кондензујуће паре. Други основ је губитак баланса кондензатора, односно поремећај протока паре кроз поједине ћелије било услијед неповољног утицаја бочног вјетра, било услијед неравномјерности у дозраченој енергији Сунца по појединим ћелијама кондензатора. Поремећај протока паре по појединим ћелијама за собом повлачи, осим смањења интензитета термичког флукса у ћелијама са смањеним протоком, такође и повећање хидрауличких губитака у ћелијама у којима би се проток паре повећао у односу на пројектне вриједности. Као резултат свега тога, долази истовремено и до смањења расхладног капацитета кондензатора, а исто тако и до смањења степена корисног дејства постројења, што због повећања притиска кондензације, што због смањења степена корисног дејства самог кондензатора.

Механизам по ком губитак баланса кондензатора доводи до смањења његовог степена корисног дејства, је директна посљедица другог закона термодинамике. Наиме, губитак баланса, за посљедицу има повећање степена неповратности процеса, односно, у складу са другим законом термодинамике, узрокује повећање износа укупне ентропије која се у кондензатору генерише, а наравно да тиме доводи и до смањења његовог степена корисног дејства.

Све то, у неповољним климатским условима, али условима који су још увијек у границама пројектних, доводи до смањене ефикасности рада постројења, односно до повећања потрошње горива потребног за производњу исте количине електричне енергије. У околностима када температура околног ваздуха премаши пројектне вриједности, а поготово уз појаву бочног вјетра веће брзине, проблем више није потрошња горива, већ долази до тога да више није могуће остварити захтијеван снагу постројења.

Смисао примјене EGM методе у оквиру овог истраживања, управо је био да се на неки начин утврди и по неком критеријуму одреди степен одступања баланса кондензатора у неповољним реалним радним условима од идеалног, а посредством израчунавања промјене укупно генерисане ентропије. Према EGM алгоритму, укупна ентропија, која се током процеса кондензације генерише у реалном топлотном апарату, може да се израчуна према изразу, [77]:

$$\dot{S}_{gen} = \dot{Q} \frac{\Delta T}{T_0 T_{in}} + \frac{\dot{m} v_{out}}{T_{in}} \Delta p \quad (11.1)$$

При чему је:

- $\dot{Q}$  – количина топлоте која се у јединици времена одводи од паре,
- $\dot{m}$  – масени проток паре,
- $v_{out}$  – специфична запремина кондензата на излазу из кондензатора,
- $T_{in}$  – температура на улазу у кондензатор (теоретска температура кондензације)
- $T_0$  – температура околине,
- $\Delta T = T_{in} - T_0$ ,
- $\Delta p$  – пад притиска у кондензатору (посљедица хидрауличких губитака).

Свакако да се први члан у изразу (11.1) односи на дио укупне ентропије генерисане услијед неповратности при преносу топлоте, док се други члан односи на дио ентропије генерисане услијед неповратности самог струјног процеса у кондензатору.

Важно је напоменути да су у тренутку спровођења експеримента, на страни паре били доступни само дјелимични подаци на улазу и на излазу из кондензатора, те да на нивоу појединачних ћелија кондензатора нису били доступни баш никакви подаци, поготово не на страни паре. На страни ваздуха су били постављени сензори за мјерење температуре ваздуха испред и иза размјешивачког панела, те анемометри на ротору вентилатора, али само на једној од укупно 30 ћелија кондензатора.

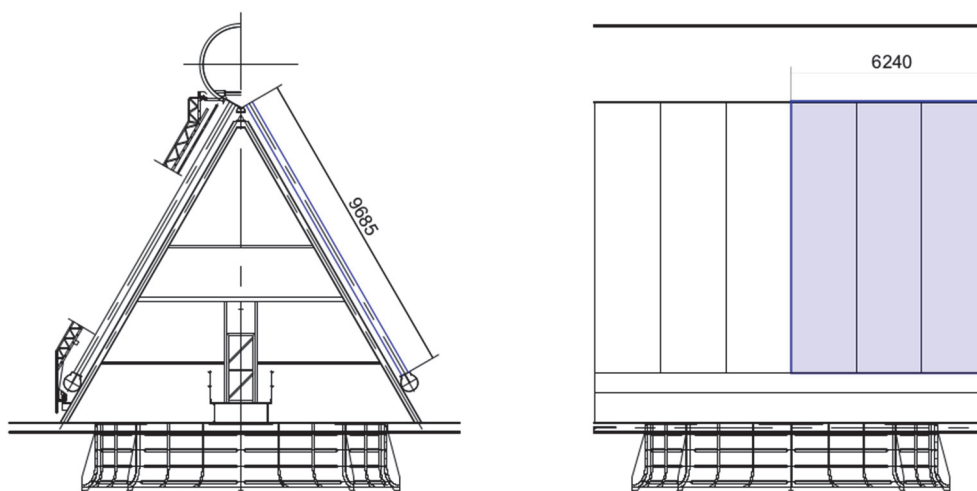
Од података на страни паре, потребних за израчунавање укупно генерисане ентропије у кондензатору, доступни су били само  $T_{in}$  и  $v_{out}$ , док је за одређивање износа термичких флуксева и падова притиска по секцијама размјешивачких панела у склопу појединачних ћелија, тек требало да се пронађе адекватан метод.

У ту сврху, у првом кораку, претпостављена су и одређена поједностављења стварног физичког модела разматраног кондензатора:

- пара се у потпуности кондензује до доњег краја сваког панела,
- сви панели су истосмјерног типа,
- кондензат је стања које одговара доњој граничној кривој,
- двофазно струјање у цијевима је слојевито,
- кондензатор ради у квазистационарном режиму.



Како би се, уз наведене претпоставке, могле одредити преостале непознате величине, вршена су мјерења температуре спољних зидова цијеви панела у свакој од ћелија и то у истим тачкама на којима су у испитној ћелији постављени сензори. Мјерења су вршена инфрацрвеним термометром ScanTemp 490, произведеног од стране Dostmann electronic GmbH. Треба напоменути да ScanTemp 490 има декларисану тачност од  $\pm 2\%$  у подручју температура од  $-60^{\circ}\text{C}$  до  $1000^{\circ}\text{C}$ . Након извршеног мјерења, вриједности очитане у карактеристичним тачкама су осредњене, те је на тај начин размјењивачка површина сваке ћелије издјељена на 4 секције, а укупна размјењивачка површина кондензатора на 120 секција (слика 11.1).



Слика 11.1. Приказ подјеле размјењивачке површине ћелије кондензатора на секције

При прорачуну, коефицијент прелаза топлоте на страни паре, рачунат је према Shah-овој унапријеђеној корелацији, [38]. Поменута корелација је дефинисана на основу три понуђена режима струјања, при чему је сваком од понуђених режима придружена и одговарајућа критеријална једначина за израчунавање коефицијента прелаза топлоте. Како би се одредило који од понуђених режима одговара конкретном физикалном моделу, потребно је прво израчунати бездимензионалну брзину паре и Shah-ов корелациони параметар. Ове двије величине, рачунају се према изразима:

$$J_g = \frac{xG}{\left[ gD_{\text{int}} \rho_g (\rho_l - \rho_g) \right]^{0.5}} \quad (11.2)$$

$$Z = \left( \frac{1}{x} - 1 \right)^{0.8} p_r^{0.4} \quad (11.3)$$

при чему је  $J_g$  бездимензионална брзина паре, а  $Z$  Shah-ов корелациони параметар.

Остале величине које фигуришу у изразима 11.2. и 11.3 су:

- $x$  – степен сувоће паре (средња вриједност између стања на излазу из турбине и стања на доњој граничној кривој)
- $G$  – укупни масени флуks
- $D_{\text{int}}$  – унутрашњи пречник цијеве (кориштен је хидраулички пречник)
- $\rho_g$  – густина парне фазе
- $\rho_l$  – густина течне фазе
- $p_r$  – бездимензионални редуковани притисак.

У овом конкретном случају, израчунате вриједности  $J_g$  и  $Z$  су одговарале режиму струјања број 3, [38], те је коефицијент прелаза топлоте на страни паре рачунат према Nusselt-овој једначини за ламинарну филмску кондензацију у вертикалним цијевима:

$$\alpha = 1.32 \text{Re}_l^{-1/3} \left( \frac{\rho_l (\rho_l - \rho_g) g k_l^3}{\mu_g^2} \right)^{1/3} \quad (11.4)$$

при чему је  $k_l$  коефицијент термичке проводљивости кроз течну фазу, а  $\mu_g$  динамички вискозитет парне фазе, док је  $\text{Re}_l$  Reynolds-ов број течне фазе, рачунат према изразу:

$$\text{Re}_l = \frac{4\dot{m}(1-x)}{\pi\mu_l D_{\text{int}}} \quad (11.5)$$

гдје  $\dot{m}$  укупни масени проток паре, а  $\mu_l$  динамички вискозитет течне фазе. Треба напоменути и то да је према Shah-у, [38] за цијеве под нагибом већим од  $15^\circ$  дата препорука да их се третира као вертикалне.

Интензитети термичког флуksа који се, на свакој од секција размјењивачке површине одводи од паре, рачунати су преко израза за пролажење топлоте од филма кондензата унутар цијеве до спољног зида цијеве према изразу:

$$\dot{Q} = \frac{Fk}{1 + \frac{Fk}{A_{\text{int}}\alpha}} (T_k - T_w) \quad (11.6)$$

при чему је:

- $\dot{Q}$  – интензитет термичког флуksа са паре на ваздух
- $F$  – фактор облика цијеве (нумерички одређена вриједност)
- $k$  – коефицијент термичке проводљивости кроз зид цијеве

- $A_{\text{int}}$  – површина унутрашњег зида цијеви
- $\alpha$  – коефицијент прелаза топлоте на страни паре
- $T_k$  – температура филма кондензата
- $T_w$  – температура спољног зида цијеви.

Сагласно полазним претпоставкама, масени протоци паре кроз секције рамјењивачке површине су рачунати на основу израчунатих интензитета термичких флуксева и одговарајућих разлика енталпија паре на улазу и на излазу из секције.

Падови притиска у секцијама размјењивачке површине су рачунати према изразу, [40]:

$$\Delta p = \lambda \rho_g \frac{w_g^2}{2d_{\text{free}}} L \quad (11.7)$$

при чему је:

- $\lambda$  – коефицијент трења на површини филма кондензата
- $\rho_g$  – густина паре (гасне фазе мокре паре)
- $w_g$  – брзина паре (рачуната као средња брзина гасне фазе уз претпоставку да се пара у потпуности кондензује до краја панела)
- $L$  – дужина цијеви
- $d_{\text{free}}$  – еквивалентни слободни пречник цијеви који одговара слободном попречном пресеку (вриједност апроксимирана хидрауличким пречником).

Коефицијент трења из претходног израза, рачунат је према корелацији, [40]:

$$\lambda = 8 \left[ \left( \frac{8}{\text{Re}} \right)^{12} + \frac{1}{(A+B)^{1.5}} \right]^{1/12} \quad (11.8)$$

при чему су  $A$  и  $B$  константе које зависе од Reynolds-овог броја, а рачунате су према, [41]:

$$A = \left[ 2.457 \cdot \ln \frac{1}{\left( \frac{7}{\text{Re}} \right)^{0.9} + 0.27 \cdot \frac{\varepsilon}{D}} \right]^{16} \quad (11.9)$$

$$B = \left( \frac{37530}{\text{Re}} \right)^{16} \quad (11.10)$$

гдје  $\varepsilon / D$  представља релативну храпавост унутрашње површине цијеви.

Након што су измјерене температуре и очитани процесни подаци уврштени у изложени модел прорачуна, и као резултат добијене вриједности укупно генерисаних ентропија за сваку од секција размјењивачког панела и даље је било потребно наћи модел за упоређење тако добијених резултата.

Као модел за поређење добијених резултата, искориштена је величина која је такође дата алгоритмом EGM методе, а која се назива ентропијски број. По EGM методи, ентропијски број је дефинисан као количник стварно генерисане ентропије и њене минималне вриједности, односно представља однос стварног и оптималног радног режима, а дат је изразом:

$$N_s = \frac{\dot{S}_{gen}}{\dot{S}_{min}}$$

При томе је  $\dot{S}_{min}$  рачунато за вриједности које би одговарале идеално избалансираном режиму рада кондензатора, односно режиму при ком би све секције размјењивачке површине имале исте протоке паре и исте термичке флуксе са паре на околни ваздух.

У склопу експерименталног дијела истраживања, у овој етапи експеримента, извршена су два сета мјерења. Један при релативно слабом вјетру, чија је просјечна брзина у вријеме спровођења мјерења износила 1.30 m/s, а други при нешто јачем вјетру, чија је просјечна брзина у вријеме спровођења мјерења износила 3.40 m/s. Измјерене вриједности за сваки од спроведених сетова мјерења, приказане су у табелама 11.1. и 11.2.

Табела 11.1. Температуре мјерене при вјетру од 1.30 m/s, температура кондензације 62.03°C

°C		ЋЕЛИЈА										
		#1		#2		#3		#4		#5		
СТАЗА	#1	L	56.1	56.4	56.8	56.1	57.1	57.6	57.1	59.6	57.7	57.1
		R	56.9	56.8	57.6	56.8	57.1	57.3	55.6	59.4	58.7	58.6
	#2	L	57.6	58.3	58.6	57.7	56.5	57.4	56.3	57.5	56.8	56.4
		R	57.9	58.1	58.8	57.9	58.2	57.2	56.7	58.5	57.6	56.8
	#3	L	56.7	56.8	58.3	57.5	56.8	57.7	57.0	58.7	57.6	57.8
		R	57.1	56.2	58.5	56.8	57.6	57.9	57.4	58.5	57.9	59.7
	#4	L	56.8	56.7	57.4	57.6	56.3	56.2	56.5	57.8	57.0	57.3
		R	56.6	55.6	58.5	57.4	57.6	56.5	56.8	58.3	57.0	57.6
	#5	L	55.6	55.1	57.0	57.8	57.9	57.7	56.8	58.6	56.6	57.8
		R	56.1	56.1	57.7	57.3	57.9	56.9	55.6	55.8	58.6	58.8
	#6	L	58.4	56.9	57.2	57.7	57.4	56.9	56.6	58.8	55.7	56.5
		R	58.1	57.4	57.3	57.9	56.6	57.7	56.3	57.4	56.5	56.6

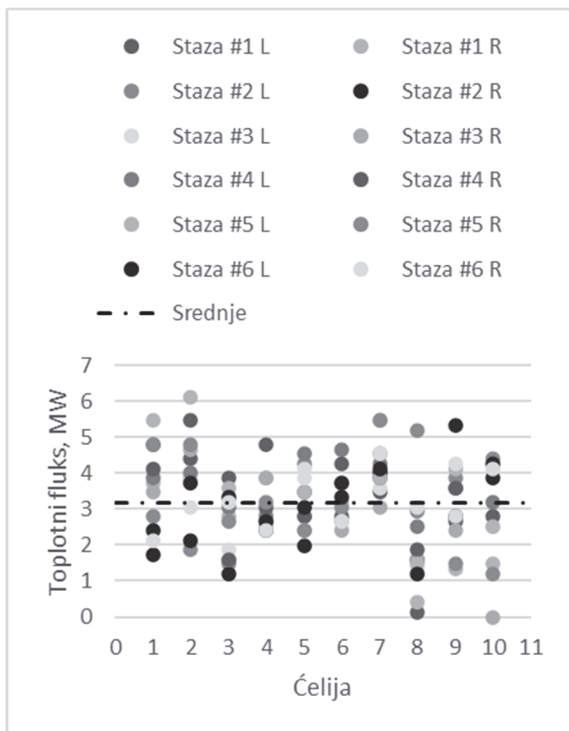
Табела 11.2. Температуре мјерене при вјетру од 3.40 m/s, температура кондензације 59.76°C

°C			ЋЕЛИЈА									
			#1		#2		#3		#4		#5	
СТАЗА	#1	L	49.5	50.1	50.1	51	50.6	51.4	52.1	54.1	52.7	52.8
		R	52.6	51.6	49.6	51.4	51.6	51.6	49.8	53.8	52	55.8
	#2	L	52.6	53.4	54.4	52.1	54.4	53.4	53.8	53.8	56.4	56.1
		R	52.7	52.4	52.6	52.9	55.9	54.1	54.6	54.5	55.5	55.1
	#3	L	54.9	55.1	56	55.1	55	55	55.1	55.7	55.8	55.9
		R	53.1	53	55.7	55.4	55.1	55.2	55.7	55.1	55.4	55.8
	#4	L	55	54.4	55.7	55.6	56.1	56	56.7	58.3	58.3	61
		R	53.9	54.2	54.8	54.1	55.1	55.2	55.1	55.4	58.3	60.5
	#5	L	57.1	56.7	57.1	54.6	56.8	56.1	55.8	57.5	58.7	60.1
		R	58.9	56.9	56.8	54.2	56.4	54.9	56.9	59.4	59.6	58.5
	#6	L	57.4	59.8	60.4	55.4	55.4	55.5	55.4	60.7	57.9	60.3
		R	58.3	59.6	59.1	59	57.9	56.8	56.4	56.8	60.4	59.5

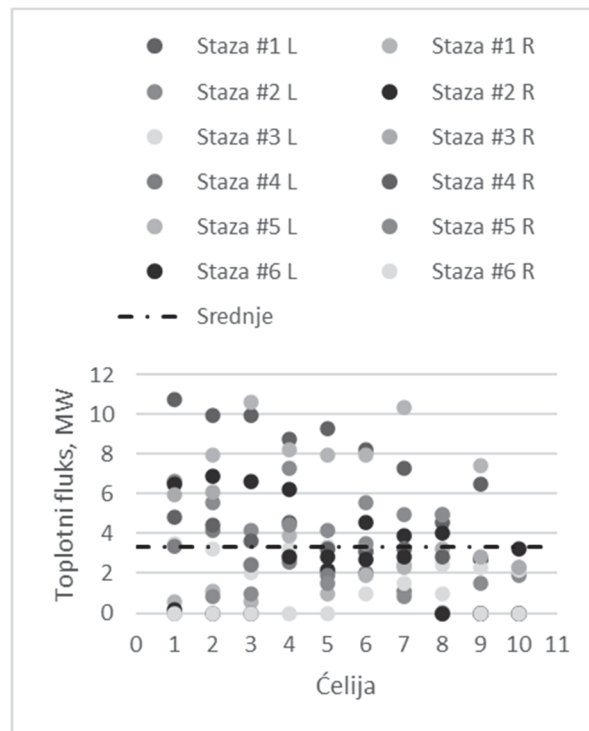
Како може да се види из другог сета измјерених вриједности, мјерења температуре на појединим секцијама размјешивачког панела су дала вриједности чак и нешто изнад тренутне вриједности температуре кондензације. У даљем току прорачуна, те вриједности су сматране једнаким вриједности температуре кондензације, а одступање је приписано декларисаној грешки коришћеног IR-термометра. Такође треба навести да су секције панела са таквим вриједностима измјерене температуре сматране да су у том тренутку ван функције (загушене), те да се преко тих секција у том тренутку не врши размјена термичког флукса са околином.

Упоређивањем суме, на овај начин израчунатих интензитета термичких флуксева са укупном количином топлоте одведене од израђене паре, израчунатом према процесним подацима постројења у тренутку мјерења, добијена одступања су износила 3.7% за први сет мјерења, те 5.2% за други сет мјерења. Такође, иста одступања у односу на процесне податке су се показала и за рачунате масене протоке паре на кондензацију. Добијена одступања од процесних података, а нарочито разлике у тим одступањима за први и други сет мјерења, свакако да могу да се припишу методу по ком је рачунат коефицијент прелаза топлоте са кондензата на унутрашњи зид цијеви. Наиме, коефицијенти прелаза топлоте су рачунати за услове идеално балансираног кондензатора, односно за случај при ком би масени протоци паре били једнаки кроз све секције размјешивачке површине, а што значи да је крајњи прорачун практично вршен на основу средњих вриједности коефицијента прелаза топлоте. Будући да режими рада кондензатора у вријеме мјерења, а нарочито за други сет података, свакако да нису били режими идеално балансираног струјања, степен губитка баланса у вријеме мјерења је директно утицао на износе поменутих одступања, те свакако и на добијене разлике у одступањима.

Резултати прорачуна за оба сета мјерења, приказани су на дијаграмима 11.3-11.10. Због боље прегледности, на хоризонталним осама дијаграма, бројеви 1 и 2, те 3 и 4 се односе редом на прву и на другу ћелију и тако редом. Свака тачка на дијаграмима се односи на по једну од разматраних секција размјене површине кондензатора, односно на једну четвртину једне ћелије кондензатора.

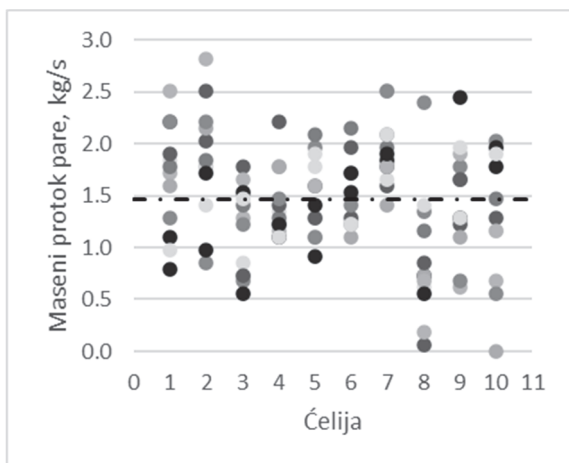


Сл. 11.3. Топлотни флуks за вјетар 1.30 m/s

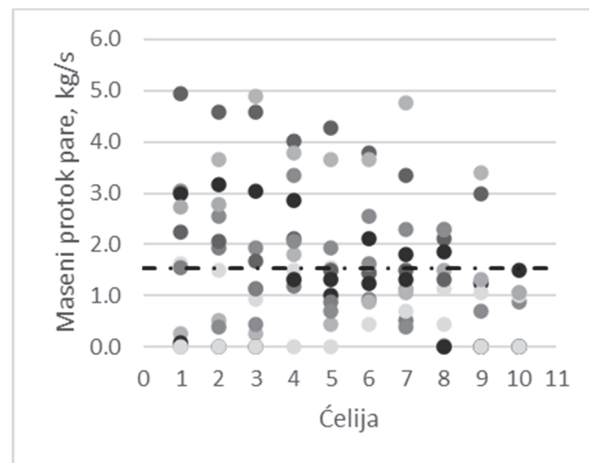


Сл. 11.4. Топлотни флуks за вјетар 3.40 m/s

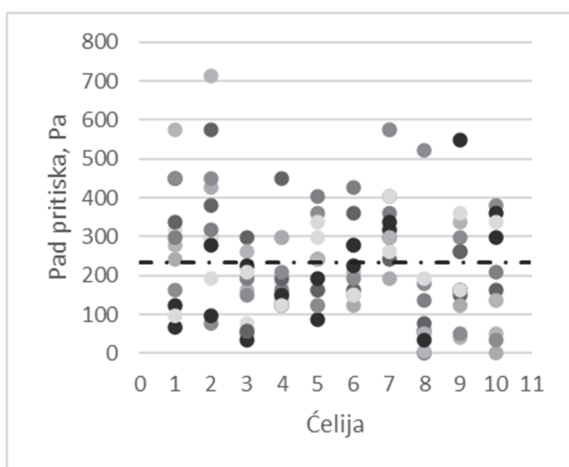
Како на дијаграмима одмах може да се види, у резултатима другог сета мјерења постоји знатно веће расипање израчунатих вриједности у односу на резултате првог сета мјерења. Као што је било и очекивано, за сет мјерења које је извршено у вријеме релативно јаког вјетра, одступање од идеално избалансираног режима је било далеко веће него у случају слабог вјетра, што потврђује и претходно наведену претпоставку о узроку већег одступања израчунатих вриједности за други сет мјерења. Такође, хоризонтална „црта-тачка” линија на дијаграмима означава средњу вриједност резултата на дијаграму, што за дијаграме на којима су приказани термички флуks и масени проток паре, уједно представља и вриједности које би се односиле на идеално избалансиран режим рада кондензатора.



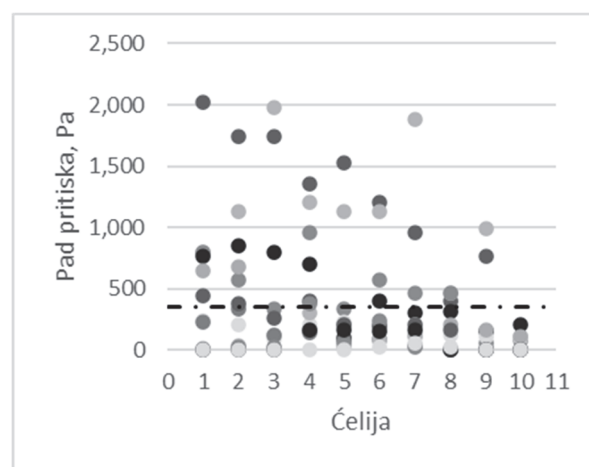
Сл. 11.5. Масени проток за вјетар 1.30 m/s



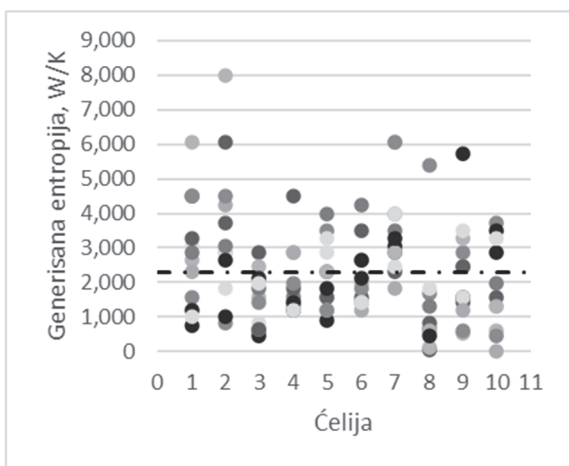
Сл. 11.6. Масени проток за вјетар 3.40 m/s



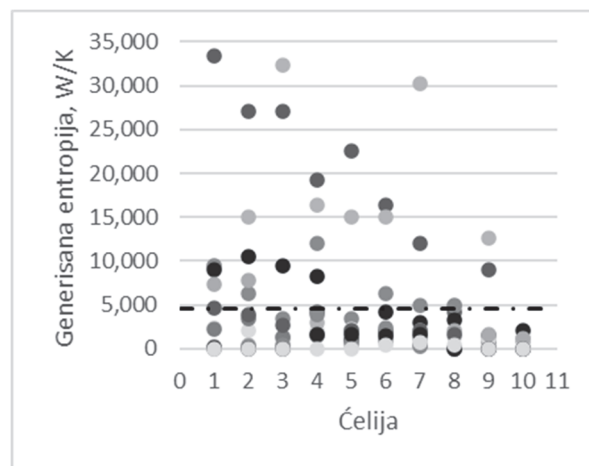
Сл. 11.7. Пад притиска за вјетар 1.30 m/s



Сл. 11.8. Пад притиска за вјетар 3.40 m/s



Сл. 11.9. Генерисане ентропије за 1.30 m/s



Сл. 11.10. Генерисане ентропије за 3.40 m/s

Анализом резултата прорачуна, уочено је да су израчунати коефицијенти трења по секцијама размјењивачког панела за износе Рејнолдсових бројева у распону од  $3.65 \cdot 10^4$  до

$3.84 \cdot 10^4$ , као и за релативну храпавост цијеви у износу од  $1.48 \cdot 10^{-3}$  за струјање преко филма течности, добро пратили вриједности доступне у литератури, [78]. За први сет података, средња вриједност израчунатих Darcy-јевих коефицијената трења је износила  $2.69 \cdot 10^{-2}$ , уз стандардну девијацију од  $3.502 \cdot 10^{-3}$ , док је за други сет података, средња вриједност коефицијента трења износила  $2.23 \cdot 10^{-2}$ , уз стандардну девијацију од  $1.335 \cdot 10^{-3}$ . Средња вриједност израчунатих падова притиска по секцијама размјењивачког панела је, за први сет података износила 232.5 [Pa], док је за други сет података износила 350.7 [Pa]. Треба напоменути су да обе ове вриједности прилично добро пратиле падове притиска који би одговарали разликама температура од улаза у кондензатор, до излаза из кондензатора, а које су биле доступне у оквиру процесних података постројења.

Израчунате вриједности генерисане ентропије по секцијама размјењивачког панела, за први сет података су, по средњој вриједности износиле 2300 [WK<sup>-1</sup>] уз стандардну девијацију од 1483 [WK<sup>-1</sup>], док су за други сет података, такође по средњој вриједности износиле 4504 [WK<sup>-1</sup>] уз стандардну девијацију од 7047 [WK<sup>-1</sup>]. Треба напоменути да је стандардна девијација у овом случају само индикатор нивоа губитка баланса кондензатора. За исте процесне податке, износи генерисаних ентропија, које би одговарале идеално балансираном режиму рада кондензатора, износиле су 1970 [WK<sup>-1</sup>] и 2038 [WK<sup>-1</sup>].

На основу ових података, израчунати ентропијски бројеви су износили 1.17 за први сет мјерења, а 2.21 за други сет мјерења. Такође су израчунате и вриједности укупно генерисане ентропије које би одговарале средњим вриједностима падова притиска за оба сета мјерења и тако израчунате укупно генерисане ентропије су износиле редом  $2.53 \cdot 10^5$  [WK<sup>-1</sup>] и  $3.57 \cdot 10^5$  [WK<sup>-1</sup>].

У исто вријеме, вриједности укупно генерисане ентропије, такође за средњи пад притиска по секцијама панела, али уз претпоставку идеално избалансираног режима струјања, износиле су редом  $2.36 \cdot 10^5$  [WK<sup>-1</sup>] и  $2.45 \cdot 10^5$  [WK<sup>-1</sup>], те су припадајући ентропијски бројеви за овако израчунате вриједности износили 1.07 и 1.34.

Ако проанализирамо израчунате вриједности генерисаних ентропија, дате на сликама 11.9. и 11.10, може да се уочи једна веома интересантна правилност. Претпоставимо за почетак да су секције панела које генеришу више од 3000 [WK<sup>-1</sup>] секције са високом генерацијом ентропије, а секције које генеришу мање од 1000 [WK<sup>-1</sup>] секције са ниском генерацијом ентропије. Ако сада, уз овакву претпоставку поново анализирамо дијаграме са израчунатим вриједностима масених протока и термичког флукса, можемо видјети да су управо секције панела са најнижим вриједностима протока и флукса истовремено и секције које генеришу и



најмање износе укупне ентропије. С друге стране, секције са високим износима генерисане ентропије, су уједно и секције са високим вриједностима, како масеног протока паре, тако и термичког флукса који се од паре одводи.

Другим ријечима, очигледно да губитак баланса кондензатора, на нивоу цијелог размјењивача, како је и било очекивано, доводи до повећања укупно генерисане ентропије у кондензатору, али на нивоу појединачних секција размјењивачког панела, управо секције које праве проблем су секције које истовремено генеришу и најмање ентропије. Очигледно да услед „загушења” појединих ћелија, првенствено под утицајем бочног вјетра, а затим и под утицајем неравномјерности у дозраченој енергији Сунца, долази до преоптерећења преосталих ћелија. Као посљедица тога, долази до повећања протока паре кроз секције размјењивачког панела које тим ћелијама припадају, чиме долази и до повећања хидрауличких губитака кроз те ћелије, а тиме и до повећања генерисане ентропије. Према томе, могла се дати формулација да приликом „загушења” појединих ћелија и губитка баланса долази до повећања укупно генерисане ентропије и посљедично до смањења степена корисног дејства кондензатора, али да исто тако то повећање ентропије не бива генерисано у загушеним ћелијама, него управо у преосталим функционалним ћелијама, услед њихове преоптерећености.

Узимајући све до сада размотрено у обзир, могло би се узети да је ентропијски број веома добар индикатор проблема у систему за кондензацију. Када ентропијски број за цијели кондензатор премаши одређену вриједност, то је сигнал да постоји потреба за интервенцијом на неким од ћелија кондензатора. Такође, ако је ентропијски број неке од појединих ћелија нижи од претходно одређене вриједности, то је индикатор да баш на тој ћелији треба да се интервенише. На тај би се начин кондензатор могао континуирано одржавати око оптималног режима струјања, без појава већих нестабилности у раду постројења.

У склопу истраживања, спроведена је и симулација примјене описане методе на други сет већ презентованих података. Овај сет података је одабран за приказ рада методе будући да је припадајући ентропијски број за тај сет података износио 2.21, док је за први сет износио 1.17. Како је раније већ речено, вриједност ентропијског броја суштински показује колико се пута више ентропије генерише у датом режиму рада кондензатора од износа који би се генерисао у случају идеално балансираног система. То значи да је у случају првог сета, генерација ентропије била 2.21 пута већа од оптималног, док је режим рада кондензатора у вријеме мјерења првог сета података био веома близу оптималног. Током симулације, одабрано је да се све ћелије чији су локални ентропијски бројеви мањи од 0.5 сматрају критичним за стабилан рад кондензатора. Прије почетка симулирања овлаживања ваздуха, ентропијски бројеви по ћелијама кондензатора су износили:

Табела 11.3. Ентропијски бројеви ћелија прије интервенције

		Ћелија				
		#1	#2	#3	#4	#5
Стаза	#1	1.04E+01	1.17E+01	8.47E+00	6.30E+00	3.86E+00
	#2	4.33E+00	4.07E+00	1.84E+00	1.99E+00	6.42E-01
	#3	2.42E+00	7.49E-01	1.06E+00	8.41E-01	6.35E-01
	#4	1.76E+00	1.17E+00	7.34E-01	5.21E-01	0.00E+00
	#5	1.24E-01	9.25E-01	5.41E-01	1.90E-01	0.00E+00
	#6	8.35E-03	2.06E-01	4.44E-01	3.35E-01	0.00E+00

Како у табели може да се види, у вријеме мјерења температуре за други сет података, критичне ћелије у кондензатору су биле све ћелије стазе број 6, те прва, четврта и пета ћелија на стази 5, као и ћелија број 5 на стази 4. Дакле, према усвојеном критеријуму је било укупно 8 критичних од укупно 30 ћелија.

У наредном кораку, посредством програма написаног за симулирање процеса влажења ваздуха, симулирано је овлаживање ваздуха у критичним ћелијама масеним протоком од 1.44 kg/s воде температуре 16°C. Као резултат симулације, ентропијски број кондензатора је сада износио 1.87, што значи да му се вриједност смањила за нешто више од 15%, а за приближно исти износ се смањила и укупно генерисана ентропија у кондензатору. Истовремено, температура кондензације се смањила за приближно један степен Целзија, док се притисак кондензације смањило за приближно један kPa.

Вриједности локалних ентропијских бројева по ћелијама кондензатора, након првог корака симулације су износили:

Табела 11.4. Ентропијски бројеви ћелија након првог корака интервенције

		Ћелија				
		#1	#2	#3	#4	#5
Стаза	#1	7.39E+00	8.30E+00	5.80E+00	4.29E+00	2.43E+00
	#2	2.72E+00	2.55E+00	1.02E+00	1.10E+00	2.61E-01
	#3	1.41E+00	3.26E-01	5.13E-01	3.81E-01	2.58E-01
	#4	9.54E-01	5.87E-01	3.17E-01	2.18E-01	5.00E-01
	#5	2.02E+00	4.57E-01	2.02E-01	2.27E+00	4.97E-01
	#6	8.33E-01	1.64E+00	3.65E+00	2.85E+00	4.50E-01

Као што у табели може да се види, након симулиране интервенције на ћелијама које су, по одабраном критеријуму биле критичне, износи ентропијских бројева тих ћелија су у главном порасли изнад захтијеване вриједности. Међутим, како такође може да се види у табели, након симулиране интервенције су се сада појавиле нове, по истом критеријуму критичне ћелије, а које прије интервенције нису имале ентропијске бројеве ниже од захтијевано.

Теоретски гледано, идеја методе је да се описани поступак наставља све док ентропијски број не достигне жељену вриједност, или док се не достигне максимални расположиви проток расхладне воде. Уз механизам овлаживања какав је примјењен у овом конкретном случају, треба имати на уму и чињеницу да се овлажује ваздух на нивоу цијеле ћелије, а да истовремено нису све секције панела у оквиру исте ћелије једнако оптерећене и то првенствено због поремећаја струјања ваздуха у ћелији под утицајем бочног вјетра. Управо из тог разлога, процес овлаживања новонасталих критичних ћелија након текућег корака, има смисла зауставити уколико се у том кораку, међу ћелијама на којима је већ интервенисано, појавило више од једне критичне.

У оквиру симулације, спроведена су још четири узастопна корака интервенисања на ћелијама које су, према задатом критеријуму, након сваког наредног корака постајале критичне и то истим протоцима расхладне воде. Након спроведеног четвртог корака, локални ентропијски бројеви ћелија кондензатора су износили:

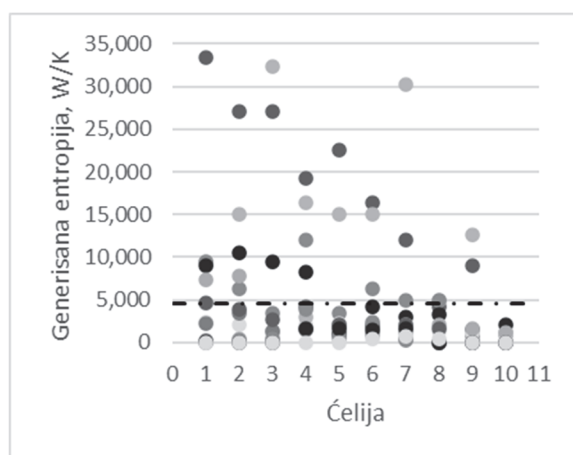
Табела 11.5. Ентропијски бројеви ћелија након четвртог корака интервенције

		Ћелија				
		#1	#2	#3	#4	#5
Стаза	#1	4.02E+00	4.56E+00	2.90E+00	2.17E+00	1.00E+00
	#2	1.10E+00	1.03E+00	2.90E-01	3.00E-01	2.21E+00
	#3	4.52E-01	2.49E+00	3.24E+00	2.71E+00	2.21E+00
	#4	2.31E-01	3.44E+00	2.44E+00	1.81E+00	1.21E-01
	#5	7.47E-01	2.79E+00	1.93E+00	9.12E-01	7.56E-02
	#6	2.20E-01	6.86E-01	1.66E+00	1.28E+00	9.81E-02

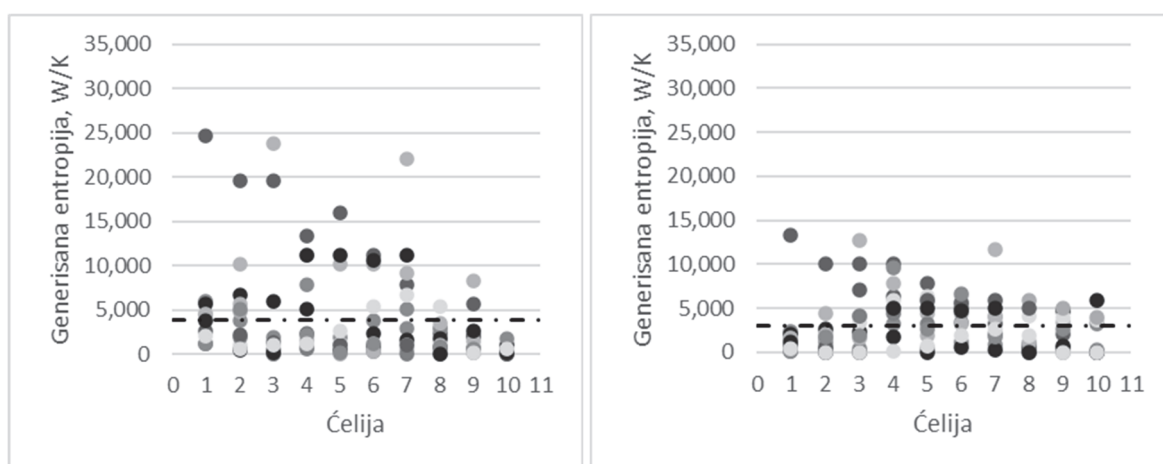
Како може да се види, након четвртог корака интервенисања над критичним ћелијама, појавиле су се још четири нове критичне међу ћелијама на којима још није интервенисано, али исто тако су се појавиле и четири критичне ћелије међу ћелијама на којима је већ интервенисано. Управо из тог разлога, у овом кораку је симулирање процеса даљег интервенисања на новим критичним ћелијама заустављено.

Резултат симулације након четвртог корака интервенисања над критичним ћелијама је смањење температуре кондензације за нешто преко два степена Целзија, те смањење притиска кондензације у износу од приближно 2 кРа. Ентропијски број за цијели кондензатор се смањио са 2.21 на 1.64, што је приближно 26%, док се укупно генерисана ентропија кондензатора смањила за 32%.

Најбољи увид у побољшање уравнотежености кондензатора може да се стекне уколико се упореде дијаграми генерисаних ентропија по секцијама размјешивачког панела за случај прије интервенисања, за случај првог корака интервенисања и за случај стања након четвртог корака интервенисања над критичним ћелијама.



Слика 11.11. Генерисане ентропије прије интервенције



Слика 11.12. Генерисане ентропије након првог корака (лијево) и након четвртог корака (десно)

## 12. ЗАКЉУЧАК

У циљу унапрјеђења рада ваздухом хлађеног кондензатора у предметном термоенергетском постројењу снаге 300 MW, извршена су опсежна истраживања како самог система за кондензацију, тако и утицаја промјена у том систему на рад постројења у цјелини. У склопу истраживања, извршена су и реална мјерења и нумерички експеримент, а такође је у ту сврху написан и сет рачунарских програма, посредством којих су изведене симулације, како овлаживања ваздуха, тако и очекиване реакције постројења на могуће интервенције на кондензатору.

Током истраживања, уочено је да до проблема у раду система за кондензацију, суштински долази посредством два, не нужно везана механизма. Један механизам је свакако висока температура спољног ваздуха у љетним мјесецима, будући да је код ваздухом хлађеног кондензатора, доњи топлотни резервоар управо спољни ваздух. Пошто свакако морају да постоје одговарајуће коначне разлике температура паре која кондензује и околног ваздуха, наравно да ће, у случају високе спољне температуре бити отежано одвођење топлоте од паре, а такође долази и до пораста притиска кондензације. Није потребно наглашавати да је овај први механизам до приличне мјере очекиван и очигледан.

Други механизам по ком долази до проблема у систему за кондензацију био је далеко мање очигледан. Тај механизам се односи на проблем стабилности рада, односно на губитак баланса кондензатора. Губитак баланса, осим што води ка нестабилности рада размјењивача топлоте, такође доводи и до повећања неповратности процеса, а тиме и до смањења ефикасности. Како проток паре кроз ћелије и кондензатор у цјелини, није регулисано, и само одређивање реалних протока представља засебан проблем.

Истраживање је спроведено у циљу добијања метода за повећање интензитета топлотног флукса који се одводи од паре, а да се истовремено баланс протока паре кроз секције кондензатора у што већој мјери приближи оптималном.

У том смислу, формиран су 3D модели, како цијеле ћелије кондензатора, тако и сегмента оребрене цијеви размјењивачког панела. Нумеричким симулацијама су потом одређени падови притиска ваздуха при струјању кроз размјењивачки панел, поља температуре испред и иза размјењивачког панела у ћелији кондензатора, поља брзина и притиска ваздуха како испред панела, тако и по дубини коморе.

Извршен је и реални експеримент на стварној комори кондензатора и то мјерења температуре испред и иза панела у по 9 тачака са сваке стране, чиме је уједно и потврђен

резултат нумеричке симулације. Такође, мјерене су и брзине ваздуха на улазу у комору у 8 тачака по пречнику ротора вентилатора.

Рачунарски програми, написани за потребе овог истраживања су показали добро слагање са резултатима реалног експеримента. То је не само потврдило валидност резултата које дају написани програми, већ и показује да је остварено овлаживање ваздуха распршеним капљицама воде блиско идеалном.

Као коначно рјешење, одабрано је овлаживање струје ваздуха управљано алгоритмом базираним на методи минимизације генерисања ентропије. Алгоритам да, на основу релативно једноставних мјерења, може лоцирати групу ћелија кондензатора које у датом тренутку у највећој мјери нарушавају његов баланс. На тај начин, алгоритам указује на којим ћелијама у том моменту треба да се интервенише, односно на којим ћелијама треба да се интензивира одвођење топлоте како би се истовремено неутралисао утицај оба ова механизма. Као веома повољна особина алгоритма показало се и то да је поступак лоцирања критичних ћелија могуће итеративно понављати практично све док се не постигне радни режим кондензатора најближи оптималном.

Такође, вјероватно и најатрактивнија карактеристика алгоритма је и то што описани поступак може врло лако да се аутоматизује, те је могуће да се искористи за континуирано управљање системом за кондензацију у реалном времену, наравно уз постављање одговарајућих сензора на размјењивачке панеле. При оваквој аутоматизацији система, значајну улогу би такође могли да имају и развијени програми, будући да би они омогућавали да се у сваком тренутку израчуна управо онај проток воде који је потребан за прецизну корекцију топлотног флукса на свакој од ћелија, а такође и укупан проток воде који би био потребан да се притисак кондензације сведе на захтјевану вриједност.

## РЕФЕРЕНЦЕ

- [1] Alan O'Donovan, Ronan Grimes, A theoretical and experimental investigation into the thermodynamic performance of a 50 MW power plant with a novel modular air-cooled condenser, *Applied Thermal Engineering* 71 (2014) 119-129
- [2] K. Duvenhage, D. Kroger, The influence of wind on the performance of forced draught air-cooled heat exchangers, *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.* 62 (2) (1996) 259-277.
- [3] Z. Gu, X. Chen, W. Lubitz, Y. Li, W. Luo, Wind tunnel simulation of exhaust recirculation in an air-cooling system at a large power plant, *Int. J. Th. Sci.* 46 (3) (2007) 308-317.
- [4] P. Liu, H. Duan, W. Zhao, Numerical investigation of hot air recirculation of aircooled condensers at a large power plant, *Appl. Therm. Eng.* 29 (10) (2009) 1927-1934.
- [5] K. Duvenhage, J. Vermeulen, C. Meyer, D. Kroger, Flow distortions at the fan inlet of forced-draught air-cooled heat exchangers, *Appl. Therm. Eng.* 16 (8) (1996) 741-752.
- [6] M. Beiler, D. Kroger, Thermal performance reduction in air-cooled heat exchangers due to nonuniform flow and temperature distributions, *Heat Transf. Eng.* 17 (1) (1996) 82-92.
- [7] Z. Ge, X. Du, L. Yang, Y. Yang, Y. Li, Y. Jin, Performance monitoring of direct aircooled power generating unit with infrared thermography, *Appl. Therm. Eng.* 31 (4) (2011) 418-424.
- [8] E. Walsh, R. Grimes, G. Griffin, Flow distribution measurements from an air cooled condenser in a 400MW power plant, in: *ASME 2011 International Mechanical Engineering Congress and Exposition*, American Society of Mechanical Engineers, Denver, 2011, pp. 33-38.
- [9] J.G. Bustamante, A.S. Rattner, S. Garimella, Reducing the performance penalty of air-cooled condensers in power plants, *Applied Thermal Engineering* (2015), doi: 10.1016/j.applthermaleng.2015.05.065.
- [10] Kakaç, S., Shah, R.K., Aung, W., 1987. *Handbook of Single-Phase Convective Heat Transfer*. Wiley-Interscience, New York, NY.
- [11] Klein, S.A., 2013. *Engineering Equation Solver*, Academic Professional V9.452, F-Chart Software.
- [12] Kim, M.-H., Bullard, C.W., 2002. Air-side thermal hydraulic performance of multi-louvered fin aluminum heat exchangers, *Int. J. Refrig.* 25, 390-400.'
- [13] Heyns, J.A., 2008. *Performance Characteristics Of An Air Cooled Steam Condenser Incorporating A Hybrid (Dry/Wet) Dephlegmator*, MScEng Thesis, Stellenbosch University.

- [14] Srinivas, T., Gupta, A.V.S.S.K.S., Reddy, B.V., 2008. Thermodynamic modeling and optimization of multi-pressure heat recovery steam generator in combined power cycle, *Journal of Scientific & Industrial Research* 67, 827-834.
- [15] Ajundi, I.H., 2009. Energy and exergy analysis of a steam power plant in Jordan, *Applied Thermal Engineering* 29, 324-328.
- [16] Bredell, J.R., Kröger, D.G., Thiart, G.D., 2006. Numerical investigation of fan performance in a forced draft air-cooled steam condenser, *Applied Thermal Engineering* 26, 846-852.
- [17] Liehui Xiao a, Zhihua Ge a, Lijun Yang a, Xiaoze Du, Numerical study on performance improvement of air-cooled condenser by water spray cooling, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 125 (2018) 1028–1042
- [18] A. Alkhedhair, Z.Q. Guan, I. Jahn, H. Gurgenci, S.Y. He, Water spray for precooling of inlet air for natural draft dry cooling towers—experimental study, *Int. J. Therm. Sci.* 90 (2015) 70–78.
- [19] J. Tissot, P. Boulet, A. Labergue, G. Castanet, F. Trinquet, L. Fournaison, Experimental study on air cooling by spray in the upward flow of a heat exchanger, *Int. J. Therm. Sci.* 60 (2012) 23–31.
- [20] J.D. Sartor, C.E. Abbott, Prediction and measurement of the accelerated motion of water drops in air, *Appl. Meteor.* 14 (1975) 232–239.
- [21] R. Sureshkumar, S.R. Kale, P.L. Dhar, Heat and mass transfer processes between a water spray and ambient air – I. Experimental data, *Appl. Therm. Eng.* 28 (2008) 349–360.
- [22] S.S. Kachhwaha, P.L. Dhar, S.R. Kale, Experimental studies and numerical simulation of evaporative cooling of air with a water spray – I. Horizontal parallel flow, *Int. J. Heat Mass Transf.* 41 (1998) 447–464.
- [23] L.H. Xiao, T. Wu, S.Q. Feng, X.Z. Du, L.J. Yang, Experimental study on heat transfer enhancement of wavy finned flat tubes by water spray cooling, *Int. J. Heat Mass Transf.* 110 (2017) 383–392.
- [24] A. Collin, P. Boulet, G. Parent, D. Lacroix, Numerical simulation of a water spray-Radiation attenuation related to spray dynamics, *Int. J. Therm. Sci.* 46 (2007) 856–868.
- [25] H. Montazeri, B. Blocken, J.L.M. Hensen, CFD analysis of the impact of physical parameters on evaporative cooling by a mist spray system, *Appl. Therm. Eng.* 75 (2015) 608–622.



- [26] J. Tissot, P. Boulet, F. Trinquet, L. Fournaison, H. Macchi-Tejeda, Air cooling by evaporating droplets in the upward flow of a condenser, *Int. J. Therm. Sci.* 50 (2011) 2122–2131.
- [27] A. Alkhedhair, H. Gurgenci, I. Jahn, Z.Q. Guan, S.Y. He, Numerical simulation of water spray for pre-cooling of inlet air in natural draft dry cooling towers, *Appl. Therm. Eng.* 61 (2013) 416–424.
- [28] A. Alkhedhair, I. Jahn, H. Gurgenci, Z.Q. Guan, S.Y. He, Y.S. Lu, Numerical simulation of water spray in natural draft dry cooling towers with a new nozzle representation approach, *Appl. Therm. Eng.* 98 (2016) 924–935.
- [29] E. Hajidavalloo, H. Eghtedari, Performance improvement of air-cooled refrigeration system by using evaporatively cooled air condenser, *Int. J. Refrig.* 33 (2010) 982–988.
- [30] F.W. Yu, K.T. Chan, Improved energy performance of air-cooled chiller system with mist pre-cooling mist improvement on air-cooled chillers, *Appl. Therm. Eng.* 31 (2011) 537–544.
- [31] K.A. Jahangeer, A.A.O. Tay, M.R. Islam, Numerical investigation of transfer coefficients of an evaporatively-cooled condenser, *Appl. Therm. Eng.* 31 (2011) 1655–1663.
- [32] P. Boulet, J. Tissot, F. Trinquet, L. Fournaison, Enhancement of heat exchanges on a condenser using an air flow containing water droplets, *Appl. Therm. Eng.* 50 (2013) 1164–1173.
- [33] N.H. Kim, S.H. Kim, Dry and wet air-side performance of a louver-finned heat exchanger having flat tubes, *J. Mech. Sci. Technol.* 24 (2010) 1553–1561.
- [34] C.W. Chen, C.Y. Yang, Y.T. Hu, Heat transfer enhancement of spray cooling on flat aluminum tube heat exchanger, *Heat Transf. Eng.* 34 (2013) 29–36.
- [35] W. Li, X.Y. Wu, Z. Luo, R.L. Webb, Falling water film evaporation on newly-designed enhanced tube bundles, *Int. J. Heat Mass Transf.* 54 (2011) 2990–2997.
- [36] F. Zhang, J. Bock, A.M. Jacobi, H. Wu, Simultaneous heat and mass transfer to air from a compact heat exchanger with water spray precooling and surface deluge cooling, *Appl. Therm. Eng.* 63 (2014) 528–540.
- [37] L. Klimes, J. Pospíšil, J. Stetina, P. Kracík, Semi-empirical balance-based computational model of air-cooled condensers with the A-frame layout, *Energy* 182 (2019) 1013–1027
- [38] Shah MM. An improved and extended general correlation for heat transfer during condensation in plain tubes. *HVAC R Res* 2009;15:889-913.
- [39] HTRI Design Manual. College Station, Texas: Heat Transfer Research; 2006.

- [40] Munson BR, Rothmayer AP, Okiishi TH, Huebsch WW. Fundamentals of fluid mechanics. seventh ed. New York: Wiley; 2012.
- [41] Churchill SW. Friction-factor equation spans all fluid-flow regimes. Chem Eng 1977;84:91-2.
- [42] Sorin SN. Sdílení tepla [Heat transfer]. first ed. Prague: Czech Publisher of Technical Literature (SNTL); 1968 [Czech].
- [43] Sazima M, Schneller J, Kmoníček V. Teplo [heat]. Prague: Czech Publisher of Technical Literature (SNTL); 1989 [Czech].
- [44] VDI Gesellschaft Verfahrenstechnik VDI heat Atlas. 2nd ed. Berlin: Springer; 2010.
- [45] Numrich R. Influence of gas flow on heat transfer in film condensation. Chem Eng Technol 1990;13:136-43.
- [46] Miheev MA, Miheeva IM. Osnovy teploperedachi [Fundamentals of heat transfer]. second ed. Moscow: Jenergija; 1977 [Russian].
- [47] Caruso G, Di Maio DV, Naviglio A. Condensation heat transfer coefficient with noncondensable gases inside near horizontal tubes. Desalination 2013;309: 247-53
- [48] Kroger DG. Air-cooled heat exchangers and cooling towers. Tulsa, Oklahoma: PennWell; 2004.
- [49] Vampola J. Prestup tepla a tlakove ztraty pri proudení plynu svazkem zebrovaných trubek [Heat transfer and pressure drop of gas flow through the bundle of finned tubes]. Prague: Czech Research Institute; 1984 [Czech].
- [50] Yang ZH. Study on effects of tube pitch and row for air-cooled heat exchangers: Data and method improvement. AC-10. College Station, TX, USA: Heat Transfer Research Inc.; 1999.
- [51] Yang ZH. Method evaluation and improvement to high-fin air-cooled heat exchangers. AC-11. College Station, TX, USA: Heat Transfer Research, Inc.; 2002.
- [52] Yang ZH. Development of incremental row correction factors for high-fin aircooled heat exchangers. AC-12. College Station, TX, USA: Heat Transfer Research, Inc.; 2002.
- [53] Ilić, G., Vukić M., Radojković, N., Živković, P., Stojanović, I., Termodinamika II, Univerzitet u Nišu, Mašinski fakultet, Niš, 2014.
- [54] Кружилин, Г. Н., „Уточнение нуссельтовской теории теплообмена при конденсации”, ЖТФ, 1937, т.7, вып.20/21, с.2011-2017.

- [55] Лабунцов, Д. А., „О влиянии коэнтивного переноса тепла и сил инерции на теплообмен при конденсатной пленки”, Теплоэнергетика, 1956, Но. 12, с.47- 50.
- [56] Воскресенский К. Д., „Расчет теплообмена при пленочной конденсации с учетом зависимости физических свойств конденсата от температуры”, Изв. АН СССР, ОТН, 1948, Но 7, с.1023-1028
- [57] Laković M. Energetska efikasnost povratno i protočno hlađenog parnog bloka u zavisnosti od parametara atmosferskog vazduha. Doktorska disertacija, Niš, 2010.
- [58] Benjamin T.B.J., “Fluid Mechanics 2”, Vol.6, p. 554-560, 1957
- [59] Зозуля Н. В., „Экспериментальное определение коэффициента теплоотдачи при конденсации пара вязкого вещества”, Теплопередача и тепловое моделирование, Изд-во АН СССР, Москва, 1959, с.278-276.
- [60] Зозуля Н. В., “Исследование теплоотдачи при конденсации пара вертикальных трубах”. Теплопередача и тепловое моделирование, Изд-во АН СССР, Москва, 1959, с.287-297
- [61] Капица П.Л. „Волновое течение тонких слоев вязкой жидкости“, ЖЕТФ, 1948. т.18, вып. 1., с.1-28
- [62] Taibly S., Portalski S., „Trans. Instn.Chem. Engrs.“, 39, 1961, V5, p328-336, 40, 1962, V2, p 114-122
- [63] Levich G.B., Kishinevsky Y., “Aeration and Deaeration Processes in Large Power Plant Condensers”, Heat Transfer Engineering, vol.11, 1990, pp.19-31.
- [64] Nedelkovski I., „Numerička analiza strujanja pare i razmene toplote u energetskim kondenzatorima“, Magistarski rad, Mašinski fakultet Beograd, 1992.
- [65] Shekirladze I.G. and Gomelauri V.i. “Theoretical Study of Laminar Film condensation of a Flowing Vapor”, Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 9, No.6, 1966, pp.581-591
- [66] Чжен П., “Отрывные течения”, Мир, Москва, 1973
- [67] Memory S., Lee C.W. and Rose W.J. “Effect of Variable Surface Temperature on Forced Convection Condensation Heat Transfer for Horizontal Tube”, Proceedings of ICHMT International Seminar in Phase Interface Phenomena in Multiphase Flow, Dubrovnik, 1990.
- [68] Fujji T., “Vapor shear and condensate Inundation: An overview“, Power Condenser Heat Transfer Technology, hemisphere Publishing Corporation, 1981, pp.193-223.

- [69] Fujji T., Honda H., Oda K., “Condensation of Steam on a Horizontal Tube- The Influence of Oncoming Velocity and Thermal Condition at the Tube Wall”, Condensation Heat Transfer, The 18th National Heat Transfer Conference, San Diego, California 1979, pp 35-43.
- [70] Шушулов Н.К., “Кондензационни уредби”, Техника, София, 1973
- [71] Nedelkovski I., „Numerička analiza strujanja pare i razmene toplote u energetskim kondenzatorima“, Magistarski rad, Mašinski fakultet Beograd, 1992.
- [72] Trela M., Butrymowicz D., Gluch J., Gardzilewicz A., Ilnatowicz E. “Monitoring of air content in a mixture removed from condensers in application to steam turbine diagnostics”, International Joint Power Generation Conference, Miami Beach, Florida, 2000.
- [73] Laković S., Laković M., „Savremeni sistemi za odsisavanje vazduha iz kondenzatora temoenergetskih postrojenja“, Procesna tehnika, broj 2-3, 2004, str. 13-17
- [74] Kubik W., Spencer E. „Improved steam condenser gas removal system“, The American Society of Mechanical Engineers, 2000
- [75] Živković P. Istraživanje uticaja karakteristika tehnološkog procesa u referentnom postrojenju na kvalitet vazduha u neposrednom okruženju. Doktorska disertacija, Niš, 2010.
- [76] Tomić M. Експериментално и нумеричко истраживање термо-струјних процеса у пакету перфорираних плоча. Doktorska disertacija, Niš, 2015
- [77] Bejan A., Entropy generation minimization, The Method of Thermodynamic Optimization of Finite-Size Systems and Finite-Time Processes, CRC Press, New York, 1996
- [78] Shannak, B. A., Frictional pressure drop of gas liquid two-phase flow in pipes, Nuclear Engineering and Design, 238 (2008), pp. 3277–3284.

## Попис слика

3.1. Брзинско и температурско поље при ламинарној филмској кондензацији на површини вертикалног зида	19
3.2. Коефицијент прелаза топлоте при кондензацији на хоризонталној цијеви	22
3.3. Промјена коефицијента прелаза топлоте у зависности од промјене $\lambda_k$ и $\mu_k$ са температуром	22
3.4. Периодично таласно кретање слоја кондензата	23
3.5. Релативна промјена коефицијента прелаза топлоте у зависности од брзине струјања паре	25
3.6. Зависност коефицијента прелаза топлоте у функцији концентрације ваздуха у пари која се кондензује	27
3.7. Утицај садржаја ваздуха на притисак у кондензатору	28
3.8. Шема кондензационог постројења са водом хлађеним кондензатором	29
3.9. Шема радног елемента ваздушног кондензатора	30
3.10. Ћелија А-тип конструкције ваздухом хлађеног кондензатора	32
3.11. Ћелија В-тип конструкције ваздухом хлађеног кондензатора	32
3.12. Шема парострујног ејектора	35
3.13. Двостепени ејекторски систем	36
3.14. Хибридни вакуумски систем за уклањање ваздуха	37
4.1. Реунолдс-ова декомпозиција величине $\phi$ на изабраном интервалу	40
5.1. Приказ контролних запремина у 2D и 3D домену	49
5.2. Сусједне ћелије	50
5.3. Упорјеђење диферентних шема у односу на Peclet-ов број	51
6.1. Спрегнуте топлотне машине које реализују Carnot-ове циклусе	54
6.2. (а) Реверзибилан циклус састављен од изотерма и адијабати; (б) Апроксимација сложеног реверзибилног циклуса	56
6.3. Термодинамички систем у 3D простору	56
6.4. Отворени систем у комуникацији са атмосферским и н термалних резервоара	59
6.5. Оса трансфера рада	60
6.6. Ексергијски биланс у случају отвореног термодинамичког система	62
6.7. Веза између трансфера рада и губитка радне способности	62
6.8. Алтернативни ексергетски биланс отвореног система	63
6.9. (а) Систем А у окружењу система $A_0$ , (б) Систем А у локалном окружењу система $A_L$	66

7.1.: а) механичка основа са промјењивим одавањем топлоте; б) размјењивач топлоте са лонгитудиналним одавањем топлоте	71
7.2. Принудни конвективни пренос топлоте цијеви са посматраном геометријом	74
7.3. Генерисање ентропије флуидног дјелића при конвективном преносу топлоте	75
8.1. Распоред анемометара на ротору вентилатора	79
8.2. Распоред сензора температуре на секцији размјењивачког панела	79
9.1. Сегмент оребрене цијеви размјењивачког панела	82
9.2. Пресјек контролне запремине кориштене за симулацију пада притиска	82
9.3. Апроксимативна крива пада притиска кроз оребрење	83
9.4. Конвергенција рјешења нумеричке симулације	84
9.5. Поље притиска у комори кондензатора (раван кроз осу вентилатора)	85
9.6. Поље притиска испред размјењивачког панела кондензатора	85
9.7. Профил и поље брзина у комори кондензатора (раван кроз осу вентилатора)	86
9.8. Поље брзина испред размјењивачког панела кондензатора	86
9.9. Расподјела кинетичке енергије турбуленције испред размјењивачког панела кондензатора	87
9.10. Поље температура испред размјењивачког панела кондензатора	88
9.11. Поље температура на излазу из размјењивачког панела кондензатора	88
9.12. Распоред сензора на излазу из панела коморе кондензатора	89
9.13. Приказ позиције сензора на примјеру поља температура серије 7	90
10.1. Маска корисничког интерфејса програма написаног у C# језику (фиктивни подаци)	93
11.1. Приказ подјеле размјењивачке површине ћелије кондензатора на секције	97
11.3. Топлотни флукс за вјетар 1.30 m/s	102
11.4. Топлотни флукс за вјетар 3.40 m/s	102
11.5. Масени проток за вјетар 1.30 m/s	103
11.6. Масени проток за вјетар 3.40 m/s	103
11.7. Пад притиска за вјетар 1.30 m/s	103
11.8. Пад притиска за вјетар 3.40 m/s	103
11.9. Генерисане ентропије за 1.30 m/s	103
11.10. Генерисане ентропије за 3.40 m/s	103
11.11. Генерисане ентропије прије интервенције	108
11.12. Генерисане ентропије након првог корака (лево) и након четвртог корака (десно)	108

## Попис табела

5.1 Класификација модела за третирање Reynolds-ових напона	42
5.2 Транспортне једначине стандардног k-ε модела турбуленције – SKE	44
5.3 Транспортне једначине RNG k-ε модела турбуленције	44
5.4 Транспортне једначине Chen-Kim k-ε модела турбуленције	45
5.5 Транспортне једначине Дво-размјерног k-ε модела турбуленције	45
5.6 Сумарни приказ математичког модела	47
5.7. Линеарне шеме вишег реда	52
5.8. Нелинеарне шеме вишег реда	52
8.1. Спецификације Ygc-Fs-24V-A1 аналогног анемометра	78
8.2. DS18B20 Сензор температуре	80
8.3. ScanTemp 490 Инфрацрвени термометар	80
8.4. RTD сензор температуре за цилиндричне површине	80
8.5. Спецификација PCE-FWS 20 метеоролошке станице	81
9.1. Упоредни резултати мјерења и нумеричке симулације	90
10.1. Поређење резултата симулације овлаживања са измјереним вриједностима	93
11.1. Температуре мјерене при вјетру од 1.30 m/s, температура кондензације 62.03°C	100
11.2. Температуре мјерене при вјетру од 3.40 m/s, температура кондензације 59.76°C	101
11.3. Ентропијски бројеви ћелија прије интервенције	106
11.4. Ентропијски бројеви ћелија након првог корака интервенције	106
11.5. Ентропијски бројеви ћелија након четвртог корака интервенције	107

Класификација научних области према систему CERIF - T 200

UDK 66.045.1:536.7:[519.6+001.891.5(043.3)]

## **Биографија аутора**

Јован Шкундрић рођен је 24. марта 1975. године у Загребу, на територији некадашње СФРЈ. Основну школу и Гимназију је завршио у Бањалуци, гдје у то вријеме живи са родитељима. У Бањалуци је такође завршио и Машински факултет са просјечном оцјеном 9.08. На Машинском факултету Универзитета у Бањалуци је 2010. године ангажован као асистент на Катедри за механику и конструкције на предметима Статика, Отпорност матерјала и Механика 2. 2013. године прелази на Катедру за хидро и термоенергетику, као асистент на предметима Топлотне турбомашине, Термоенергетска постројења, Пројектовање и изградња термоенергетских постројења, Пумпе, компресори и вентилатори, а касније и на предметима Основи котлова, Енергетски парни котлови и Топлотни апарати. 2015. године уписује и докторске студије на Машинском факултету Универзитета у Нишу, смјер Енергетика и процесна техника. Током докторских студија, предвиђене испите полаже са просјечном оцјеном 9.78. У тренутку писања ове биографије, аутор и даље живи у Бањалуци и запослен је на Машинском факултету.



## ИЗВЕШТАЈ О ОЦЕНИ ДОКТОРСКЕ ДИСЕРТАЦИЈЕ

## ПОДАЦИ О КАНДИДАТУ

Презиме, име једног родитеља и име	Шкундрић (Бранко) Јован
Датум и место рођења	24.03.1975. Загреб, СФРЈ

## Основне студије

Универзитет	Универзитет у Бањалуци
Факултет	Машински факултет
Студијски програм	Термотехника и моторизација
Звање	Дипломирани машински инжењер (интегрисане петогодишње студије)
Година уписа	1995.
Година завршетка	2010.
Просечна оцена	9.08

## Магистарске студије

Универзитет	
Факултет	
Студијски програм	
Звање	
Година уписа	
Година завршетка	
Просечна оцена	
Научна област	
Наслов завршног рада	

## Докторске студије

Универзитет	Универзитет у Нишу
Факултет	Машински факултет
Студијски програм	Енергетика и процесна техника
Година уписа	2015.
Остварен број ЕСПБ бодова	120 ЕСПБ
Просечна оцена	9.78

## НАСЛОВ ТЕМЕ ДОКТОРСКЕ ДИСЕРТАЦИЈЕ

Наслов теме докторске дисертације	ОПТИМИЗАЦИЈА ВАЗДУХОМ ХЛАЂЕНОГ КОНДЕНЗАТОРА ТЕРМОЕНЕРГЕТСКОГ БЛОКА СНАГЕ 300 MW
Име и презиме ментора, звање	Предраг Живковић, редовни професор
Број и датум добијања сагласности за тему докторске дисертације	НСВ, 8/20-01-006/22-037 од 13.09.2022. године

## ПРЕГЛЕД ДОКТОРСКЕ ДИСЕРТАЦИЈЕ

Број страна	119	МАШИНСКИ ФАКУЛТЕТ У НИШУ			
Број поглавља	12	Примљено: 15. 9. 2023.			
Број слика (шема, графикона)	57	Орг.јед.	Број	Прилог	Вредности
Број табела	20		612-80-	140/2023	
Број прилога	0				

**ПРИКАЗ НАУЧНИХ И СТРУЧНИХ РАДОВА КАНДИДАТА  
који садрже резултате истраживања у оквиру докторске дисертације**

Р. бр.	Аутор-и, наслов, часопис, година, број волумена, странице	Категорија
1	<b>Jovan B. Škundrić</b> , Predrag M. Živković, Milan M. Tica, Mladen A. Tomić, Christian P. Barz, <i>Investigation of air-cooled condenser's operating parameters in modern thermal power plant</i> , Thermal Science, 2022, Online First, doi.org/10.2298/TSC1220806203S У раду је извршена анализа одступања термо-струјних параметара кондензатора у реалним условима рада од оптималних (пројектних) вриједности. Поменута анализа је спроведена на основу извршених серија мјерења температуре размјенивачких панела кондензатора, а примјеном методе минимизације генерисања ентропије за размјениваче топлоте у којима долази до промјене фазе радног медија. Током истраживања, утврђена су значајна одступања термо-струјних параметара од оптималних вриједности, те су дате и препоруке, како за ефикасно лоцирање критичних ћелија кондензатора, тако и за могуће интервенисање.	M22
2	<b>Jovan Škundrić</b> , Predrag Živković, Darko Knežević, Danilo Đurica, Boško Bačić, <i>Determining the critical operation parameters of the air-cooled condenser in the Stanari thermal power plant</i> , Innovative Mechanical Engineering, Vol.1, No 1, 2022, pp. 120-127. Овај рад узима у обзир претходно анализирани параметре околине (температура, брзина и правац ветра) на рад ваздухом хлађеног кондензатора термоелектране Станари. Узевши пројектне параметре, утврђено је да постоји пар стотина сати у лењем периоду када су спољни услови знатно изнад пројектних. Дат је предлог за санацију проблема.	M54
3	<b>J. Škundrić</b> , P. Živković, D. Mitrović, M. Vukić, D. Đurica, B. Bačić, <i>Analysis of Seasonal Deviations Influence on Air-Cooled Condenser Performances</i> , 15th International conference on accomplishments in electrical and mechanical engineering and information technology - DEMI 2021, 2021, pp. 222-228. У раду је приказан мерни систем метеоролошке станице у оквиру термоелектране Станари. Дате су карактеристике мерних уређаја и приказане су годишње средње и екстремне дневне измерене вредности брзине и правца ветра и температуре. Утврђени су периоди у којима су параметри околине изнад пројектних вредности. Мерни систем је показао добро слагање са доступним подацима са главних метеоролошких станица, као и климатолошким атласима.	M33

**НАПОМЕНА:** уколико је кандидат објавио више од 3 рада, додати нове редове у овај део документа

**ИСПУЊЕНОСТ УСЛОВА ЗА ОДБРАНУ ДОКТОРСКЕ ДИСЕРТАЦИЈЕ**

Кандидат испуњава услове за оцену и одбрану докторске дисертације који су предвиђени Законом о високом образовању, Статутом Универзитета и Статутом Факултета.	ДА	НЕ
Кандидат Јован Шкундрић поднео је 20.04.2022. године Одсеку за наставна и студентска питања Машинског факултета у Нишу захтев за одобрење теме докторске дисертације под радним насловом "Оптимизација ваздухом хлађеног кондензатора термоенергетског блока снаге 300MW". Наставно-научно веће Машинског факултета у Нишу је на седници одржаној 04.05.2022. године одлуком број 612-237-6/2022 предложило Комисију за оцену научне заснованости наведене теме у саставу: др Предраг Живковић, ванредни професор Машинског факултета у Нишу, др Дејан Митровић, редовни професор Машинског факултета у Нишу, др Мирјана Лаковић, редовни професор Машинског факултета у Нишу, др Дарко Кнежавић, редовни професор Машинског факултета у Бањој Луци, др Младен Томић, ванредни професор Факултета техничких наука у Новом Саду. Научно-стручно веће за техничко-технолошке науке Универзитета у Нишу је на седници одржаној 01.06.2022. године одлуком број 8/20-01-004/22-020 именовало Комисију за оцену научне заснованости докторске дисертације кандидата Јована Шкундрића у саставу: др Предраг Живковић, редовни професор Машинског факултета у Нишу, др Дејан Митровић, редовни професор Машинског факултета у Нишу, др Мирјана Лаковић, редовни професор Машинског факултета у Нишу, др Дарко Кнежавић, редовни професор Машинског факултета у Бањој Луци, др Младен Томић, ванредни професор Факултета техничких наука у Новом Саду. Наставно-научно веће Машинског факултета у Нишу је на седници одржаној 31.08.2022. године, на основу Извештаја Комисије о заснованости теме докторске дисертације под насловом "ОПТИМИЗАЦИЈА ВАЗДУХОМ ХЛАЂЕНОГ КОНДЕНЗАТОРА ТЕРМОЕНЕРГЕТСКОГ БЛОКА СНАГЕ 300 MW" одлуком број 8/20-01-006/22-037 усвојило наведену тему докторске дисертације и предложило др Предрага Живковића, редовног професора Машинског факултета у Нишу за ментора. Научно-стручно веће за техничко-технолошке науке Универзитета у Нишу је на седници одржаној 13.09.2022. године одлуком број 8/20-01-006/22-037 дало сагласност на Одлуку о усвајању теме докторске дисертације и на истој седници одлуком број 8/20-01-006/22-038 именовало др Предрага Живковића, редовног професора Машинског факултета у Нишу за ментора за израду докторске дисертације. Кандидат Јован Шкундрић је 05.07.2023. године поднео захтев Одсеку за наставна и студентска питања Машинског факултета у Нишу за одређивање Комисије за оцену и одбрану докторске дисертације. Наставно-научно веће Машинског факултета у Нишу је на седници одржаној 24.08.2023. године одлуком број 612-330-6/2023 предложило Комисију за оцену и одбрану докторске дисертације у саставу: др		

Предраг Живковић, редовни професор Машинског факултета у Нишу, др Дејан Митровић, редовни професор Машинског факултета у Нишу, др Мирјана Лаковић, редовни професор Машинског факултета у Нишу, др Дарко Кнежавић, редовни професор Машинског факултета у Бањој Луци, др Младен Томић, ванредни професор Факултета техничких наука у Новом Саду.

Научно-стручно веће за техничко-технолошке науке Универзитета у Нишу је на седници одржаној 11.09.2023. године одлуком број 8/20-01-007/23-019 именовало Комисију за оцену и одбрану докторске дисертације кандидата Јована Шкундрића у саставу: др Предраг Живковић, редовни професор Машинског факултета у Нишу, др Дејан Митровић, редовни професор Машинског факултета у Нишу, др Мирјана Лаковић, редовни професор Машинског факултета у Нишу, др Дарко Кнежавић, редовни професор Машинског факултета у Бањој Луци, др Младен Томић, ванредни професор Факултета техничких наука у Новом Саду.

Кандидат Јован Шкундрић је првопотписани аутор једног рада објављеног у часопису са SCI листе из уже области којој припада тема докторске дисертације, првопотписани аутор једног рада објављеног у часопису који издаје Универзитет у Нишу из уже области којој припада тема докторске дисертације, као и првопотписани аутор једног рада објављеног у зборнику радова научне конференције коју организује Универзитет у Бањој Луци, такође из уже научне области теме докторске дисертације.

На основу свега наведеног, кандидат Јован Шкундрић испуњава све услове за оцену и одбрану докторске дисертације предвиђене Законом о високом образовању, Статутом Универзитета у Нишу и Статутом Машинског факултета у Нишу.

### **ВРЕДНОВАЊЕ ПОЈЕДИНИХ ДЕЛОВА ДОКТОРСКЕ ДИСЕРТАЦИЈЕ**

Кратак опис појединих делова дисертације (до 500 речи)

Докторска дисертација састоји се из 12 поглавља и одговарајућих прилога: кориштене литературе, пописа слика и табела, као и кратке биографије аутора. По форми и садржају рад у потпуности испуњава постојеће стандарде за докторску дисертацију. Наслови поглавља у дисертацији су:

1. Увод
2. Преглед досадашњих истраживања
3. Теоретски дио
4. Математички модел
5. Нумеричко моделирање
6. Други закон термодинамике и ексергијска анализа
7. Метода минимизације генерисања ентропије
8. Мјерна опрема
9. Нумеричко истраживање
10. Развијени рачунарски програми
11. EGM Процедура и резултати
12. Закључак

У оквиру *Првог поглавља* дате су опште информације о принципу рада, предностима и недостацима ваздушних кондензатора, као и узроцима најзначајнијих проблема у њиховом раду.

У *Другом поглављу*, дефинисано је место докторске тезе у оквиру истраживања феномена, као и могућих унапређења рада ваздушних кондензатора у термоенергетским и постројењима уопште.

У *Трећем поглављу* су дате теоретске основе кондензације водене паре, као и постојећа конструкцијска решења кондензатора у термоенергетским и постројењима уопште.

У *Четвртном поглављу* су дате транспортне једначине математичког модела који, у аналитичком смислу, описује физикалност феномена на којима се темељи рад наведених кондензатора.

У *Петом поглављу* је описан прелаз са математичког на нумерички модел, као и поступак затварања добијеног модела. Изложени су разни модели турбуленције, а одабран је реализабилни к-епсилон модел са стандардном зидном функцијом.

У оквиру *Шестог и Седмог поглавља*, дате су теоретске основе ексергијске анализе, а посебно основе методе минимизације генерације ентропије - EGM, као основе оптимизације разматраног кондензатора.

У *Осмом поглављу* је дат опис мерне опреме уз детаљне спецификације сваког кориштеног мерног уређаја. Дат је и опис позиција на којима је сваки мерни уређај био монтиран у испитној ћелији кондензатора током спровођења експерименталних истраживања.

У *Деветом поглављу* је дат детаљан опис спроведеног нумеричког истраживања, на основу представљеног нумеричког модела. Формиран је 3Д модел оребрене цеви размењивачког панела, као и целе ћелије кондензатора. Нумеричким симулацијама одређени су падови притиска ваздуха при пролазу кроз панел и дефинисани параметри порозности. Одређена су поља брзине, притиска и температуре ваздуха. Вредности поља температуре су упоређена са резултатима експеримента, уз добру сагласност.

У *Десетом поглављу* је приказани су софтвери развијени у оквиру наведених истраживања. Један је

служио за симулације овлаживања ваздуха у ћелији кондензатора и одређивање крајњих параметара ваздуха, док је други програм симулирао промену радних параметара постројења на основу постојеће базе процесних података. Оба програма су показала врло добра поклапања са резултатима експеримента. У *Једанаестом поглављу*, приказан је математички апарат, на бази методе минимизације генерисања ентропије, који је на основу измерених температура спољних зидова размењивачких панела процењивао проток паре, интензитет топлотних флуксева, падова притиска, а коначно и износа генерисане ентропије за сваку од укупно 120 секција размењивачког панела.

У *Дванаестом поглављу* су дати закључци до којих је аутор дошао у току истраживања, као и смернице за даља истраживања и побољшања развијеног оптимизационог модела.

### **ВРЕДНОВАЊЕ РЕЗУЛТАТА ДОКТОРСКЕ ДИСЕРТАЦИЈЕ**

Ниво остваривања постављених циљева из пријаве докторске дисертације (*до 200 речи*)

Истраживањем у оквиру докторске дисертације, кандидат је испунио све постављене циљеве. Основни циљ истраживања је било одређивање термо-струјних параметара у реалним елементима (ћелијама) ваздухом хлађеног сегментног кондензатора изложеном спољним утицајима. Наведени основни циљ истраживања је у потпуности остварен применом развијеног модела, базираног на методи минимизације генерисања ентропије, као и формираних алгоритама и софтвера. Тиме су добијени термо-струјни параметри за свих 120 секција размењивачке површине кондензатора, који су се са добром тачношћу поклапали са процесним подацима, добијеним у раду постројења.

Кандидат је такође испунио и све постављене појединачне циљеве. У склопу развијеног модела, дат је и метод који омогућава да се на основу добијених термо-струјних параметара, брзо и ефикасно лоцирају критичне ћелије кондензатора. Тако се добија информација на којим је ћелијама у датом тренутку потребно интервенисати како би се остварило повећање интензитета топлотног флукса који се одводи од кондензујуће паре, а да се притом баланс кондензатора у што већој мери приближи оптималном.

Приказани механизам оптимизације рада ваздухом хлађеног кондензатора показао је велику економску исплативост. Применом развијеног модела је могуће, уз релативно мала инвестициона улагања, у реалном времену пратити и одржавати параметре рада кондензатора у подручју блиском оптималном.

Вредновање значаја и научног доприноса резултата дисертације (*до 200 речи*)

Најзначајнији научни доприноси дисертације су следећи:

- Дефинисан је нови алгоритам оптимизације рада ваздухом хлађених кондензатора, базиран на методи минимизације генерисања ентропије.
- Успостављена је корелација између тренутног стања појединих ћелија кондензатора и износа ентропије коју свака од њих у том тренутку генерише, односно корелација између стања сваке од ћелија и ентропијских бројева који су им придружени.
- Установљен је доминантан утицај бочног ветра на исправан рад и баланс ваздухом хлађеног кондензатора у термоенергетском постројењу.
- Извршена је нумеричка симулација, при чему је реална размењивачка површина кондензатора, сачињена од панела оребрених цеви апроксимирана порозном плочом, чија је порозност дефинисана на основу, такође нумерички одређене вредности пада притиска ваздуха кроз оребрење, сагласних са измереним вредностима. Поља температуре добијена нумерички се са великом тачношћу поклапају са вредностима измереним у оквиру реалног експеримента.
- Развијени су рачунарски програми за симулацију овлаживања ваздуха, чији се резултати веома добро поклапају са измереним вредностима температура ваздуха након овлаживања у склопу изведеног експеримента.
- Развијен је рачунарски програм који је омогућавао праћење реалне радне криве постројења на основу базе процесних података.

Оцена самосталности научног рада кандидата (*до 100 речи*)

Кандидат је целокупно истраживање, теоретско, нумеричко и експериментално, спровео самостално уз одговарајуће смернице од стране ментора, као и сугестије чланова комисије.

### **ЗАКЉУЧАК** (*до 100 речи*)

Имајући у виду значај и актуелност обрађене теме и остварене научне резултате кандидата публиковане у часописима из уже научне области којој припада тема докторске дисертације, Комисија за оцену и одбрану докторске дисертације сматра да поднета докторска дисертација представља оригиналан и вредан допринос развоју ове научне области и са задовољством предлажу Наставно-научном већу Машинског факултета у Нишу и Наставно-стручном већу Универзитета у Нишу да рад Јована Шкундрића, дипломираног инжењера машинства под називом:

**„ОПТИМИЗАЦИЈА ВАЗДУХОМ ХЛАЂЕНОГ КОНДЕНЗАТОРА ТЕРМОЕНЕРГЕТСКОГ БЛОКА СНАГЕ 300 MW“** прихвати као докторску дисертацију и да кандидата позове на усмену јавну одбрану.

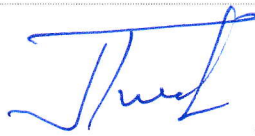



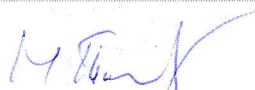
## КОМИСИЈА

Број одлуке НСВ о именовану Комисије

8/20-01-007/23-019

Датум именовања Комисије

11.09.2023.

Р. бр.	Име и презиме, звање		Потпис
1.	др Предраг Живковић, редовни професор	председник, ментор	
	Термотехника, термоенергетика и процесна техника <small>(Ужа научна област)</small>	Машински факултет Универзитета у Нишу <small>(Установа у којој је запослен)</small>	
2.	др Дејан Митровић, редовни професор	члан	
	Термотехника, термоенергетика и процесна техника <small>(Ужа научна област)</small>	Машински факултет Универзитета у Нишу <small>(Установа у којој је запослен)</small>	
3.	др Мирјана Лаковић, редовни професор	члан	
	Термотехника, термоенергетика и процесна техника <small>(Ужа научна област)</small>	Машински факултет Универзитета у Нишу <small>(Установа у којој је запослен)</small>	
4.	др Дарко Кнежевић, редовни професор	члан	
	Механика флуида и хидропнеуматски системи <small>(Ужа научна област)</small>	Машински факултет Универзитета у Бањалуци <small>(Установа у којој је запослен)</small>	
5.	др Младен Томић, ванредни професор	члан	
	Термотехника, термоенергетика и управљање енергијом <small>(Ужа научна област)</small>	Факултет техничких наука у Новом Саду <small>(Установа у којој је запослен)</small>	

Датум и место:

Септембар 2023., у Нишу, Новом Саду и Бањалуци

## Изјава 1.

### ИЗЈАВА О АУТОРСТВУ

Изјављујем да је докторска дисертација, под насловом:

**„Оптимизација ваздухом хлађеног кондензатора термоенергетског блока  
снаге 300MW“**


која је одбрањена на Машинском факултету Универзитета у Нишу:

- резултат сопственог истраживачког рада;
- да ову дисертацију, ни у целини, нити у деловима, нисам пријављивао/ла на другим факултетима, нити универзитетима;
- да нисам повредио/ла ауторска права, нити злоупотребио/ла интелектуалну својину других лица.

Дозвољавам да се објаве моји лични подаци, који су у вези са ауторством и добијањем академског звања доктора наука, као што су име и презиме, година и место рођења и датум одбране рада, и то у каталогу Библиотеке, Дигиталном репозиторијуму Универзитета у Нишу, као и у публикацијама Универзитета у Нишу.

У Нишу, \_\_\_\_\_

Потпис аутора дисертације:

  
\_\_\_\_\_  
Шкундрић Јован

**Изјава 2.**

**ИЗЈАВА О ИСТОВЕТНОСТИ ЕЛЕКТРОНСКОГ И ШТАМПАНОГ ОБЛИКА  
ДОКТОРСKE ДИСЕРТАЦИЈЕ**

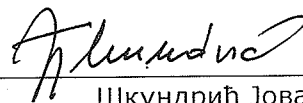
Наслов дисертације:

**„Оптимизација ваздухом хлађеног кондензатора термоенергетског блока  
снаге 300MW“**

Изјављујем да је електронски облик моје докторске дисертације, коју сам предао/ла за уношење у **Дигитални репозиторијум Универзитета у Нишу**, истоветан штампаном облику.

У Нишу, \_\_\_\_\_

Потпис аутора дисертације:



Шкундрић Јован

### Изјава 3:

#### ИЗЈАВА О КОРИШЋЕЊУ

Овлашћујем Универзитетску библиотеку „Никола Тесла“ да у Дигитални репозиторијум Универзитета у Нишу унесе моју докторску дисертацију, под насловом:

**„Оптимизација ваздухом хлађеног кондензатора термоенергетског блока снаге 300MW“**

Дисертацију са свим прилозима предао/ла сам у електронском облику, погодном за трајно архивирање.

Моју докторску дисертацију, унету у Дигитални репозиторијум Универзитета у Нишу, могу користити сви који поштују одредбе садржане у одабраном типу лиценце Креативне заједнице (Creative Commons), за коју сам се одлучио/ла.

1. Ауторство **(CC BY)**

2. Ауторство – некомерцијално **(CC BY-NC)**

3. Ауторство – некомерцијално – без прераде **(CC BY-NC-ND)**

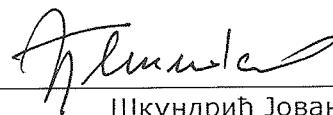
4. Ауторство – некомерцијално – делити под истим условима **(CC BY-NC-SA)**

5. Ауторство – без прераде **(CC BY-ND)**

6. Ауторство – делити под истим условима **(CC BY-SA)<sup>4</sup>**

У Нишу, \_\_\_\_\_

Потпис аутора дисертације:



Шкундрић Јован

<sup>4</sup> Аутор дисертације обавезан је да изабере и означи (заокружи) само једну од шест понуђених лиценци; опис лиценци дат је у наставку текста.