

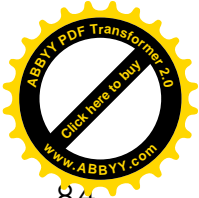


Spis treści

1. WSTĘP	6
1.1 Cel pracy	6
1.2 Teza pracy	6
1.3 Wprowadzenie	7
2. TEORETYCZNE PODSTAWY DZIAŁANIA OBIEGÓW LEWOBIEŻNYCH	9
2.1 Proces energetyczny zachodzący w pompie ciepła	9
2.2 Sprężarkowa pompa ciepła	10
2.3 Proces energetyczny zachodzący w obiegu ziemniczym	11
2.4 Jednoskładnikowy czynnik roboczy (obiegowy)	12
3. PODSTAWOWE ZALEŻNOŚCI TERMODYNAMICZNE	14
3.1 Pierwsza zasada termodynamiki	14
3.2 Druga zasada termodynamiki	16
3.2.1 Entropia	16
3.2.2 Zasada wzrostu entropii	17
3.3 Podstawowe równanie procesów nieodwracalnych - równanie Prigogine'a	18
3.4 Przyrost entropii w procesach zamkniętych (obiegach)	20
3.5 Praca obiegu lewobieźnego. Relacja Gouy'a- Stodoli	22
4. EGZERGIA. SPRAWNOŚĆ EGZERGETYCZNA	25
4.1 Podstawowe równanie egzergii	25
4.2 Podstawowe równania różniczkowe egzergii typu równania Prigogine'a ...	27
4.3 Sprawność egzergetyczna obiegu lewobieźnego	28
5. TERMODYNAMICZNE PODSTAWY POMP CIEPŁA	30
5.1 Ciepło procesu	30
5.2 Źródła ciepła	31
5.3 Idealne obiegi lewobieźne i ich efektywność	33
5.3.1 Obieg Carnota	33
5.3.2 Obieg idealny pompy ciepła z nieizotermicznym górnym źródłem ciepła ..	34
5.3.3 Efektywność obiegów pompy ciepła	35
6. PROCESY NIEODWRACALNE W OBIEGU CARNOTA POMPY CIEPŁA	37
6.1 Rzeczywiste procesy dławienia i sprężania w obiegu Carnota	37
6.1.1 Efektywność pompy ciepła	38
6.1.2 Sprawność egzergetyczna pompy ciepła	40
6.2 Rzeczywiste oddziaływanie termiczne czynnika obiegowego ze źródłami ciepła w obiegu Carnota pompy ciepła	41
6.2.1 Efektywność obiegu.	42
6.2.2 Sprawność egzergetyczna	43
6.3 Wewnętrzna regeneracja ciepła (doziębienie) w obiegu Carnota	44
6.3.1 Efektywność obiegu z doziębieniem	45
6.3.2 Sprawność egzergetyczna obiegu z doziębieniem	46
6.4 Wnioski	47



7. MODYFIKACJA PROCESAMI NIEODWRACALNYMI	
OBIEGU RANKINE`A POMPY CIEPŁA	48
7.1 Obieg Rankine`a	48
7.1.1 Efektywność obiegu Rankine`a	49
7.1.2 Sprawność egzergetyczna obiegu Rankine`a	50
7.2 Obieg Lindego	51
7.2.1 Efektywność obiegu Lindego	52
7.2.2 Sprawność egzergetyczna obiegu Lindego	53
7.3 Obieg z regeneracją wewnętrzną ciepła (doziębieniem)	54
7.3.1 Efektywność obiegu z regeneracją wewnętrzną czynnika obiegowego ...	55
7.3.2 Sprawność egzergetyczna obiegu pompy ciepła z regeneracją wewnętrzną	56
7.4 Obieg z nieodwracalnymi procesami oddziaływania termicznego pomiędzy czynnikiem obiegowym a źródłami ciepła	56
7.4.1 Efektywność obiegu pompy ciepła.	58
7.4.2 Sprawność egzergetyczna	59
7.5 Pompa ciepła z nieodwracalnym procesem sprężania	59
7.5.1 Efektywność obiegu pompy ciepła z nieodwracalnym sprężaniem	60
7.5.2 Sprawność egzergetyczna obiegu	61
7.6 Bilans strat pracy obiegu pompy ciepła z dwoma procesami nieodwracalnymi	62
7.6.1 Efektywność obiegu z nieodwracalnymi procesami sprężania i dławienia .	63
7.6.2 Sprawność egzergetyczna obiegu	64
8. MODYFIKACJA PROCESAMI NIEODWRACALNYMI	
OBIEGU ZIĘBNICZEGO CARNOTA	66
8.1 Odwracalny obieg ziębniczy Carnota	66
8.1.1 Efektywność ziębniczego obiegu Carnota.	67
8.1.2 Sprawność egzergetyczna ziębniczego obiegu Carnota.	68
8.2 Obieg mokry Lindego	68
8.2.1 Efektywność ziębniczego obiegu mokrego Lindego	69
8.2.2 Sprawność egzergetyczna ziębniczego obiegu mokrego Lindego	70
8.3 Ziębniczy obieg Carnota z doziębieniem	71
8.3.1 Efektywność obiegu ziębniczego z doziębieniem	72
8.3.2 Sprawność egzergetyczna obiegu ziębniczego z doziębieniem	73
8.4 Nieodwracalny obieg ziębniczy Rankine`a	73
8.4.1 Efektywność obiegu ziębniczego Rankine`a	74
8.4.2 Sprawność egzergetyczna obiegu ziębniczego Rankine`a	75
9. MODYFIKACJA PROCESAMI NIEODWRACALNYMI	
OBIEGU ZIĘBNO-GRZEJNEGO RANKINE`A	76
9.1 Odwracalny obieg ziębno-grzejny Rankine`a	76
9.1.1 Praca minimalna ziębno-grzejnego obiegu Rankine`a.	77
9.1.2 Efektywność ziębno-grzejnego obiegu Rankine`a.	79
9.1.3 Sprawność egzergetyczna ziębno-grzejnego obiegu Rankine`a	79
9.2 Nieodwracalny obieg ziębno-grzejny	80
9.2.1 Praca nieodwracalnego obiegu ziębno-grzejnego.	81
9.2.2 Efektywność nieodwracalnego obiegu ziębno-grzejnego.	82
9.2.3 Sprawność egzergetyczna nieodwracalnego obiegu ziębno-grzejnego ...	82



ANALIZA OBLICZEŃ	84
10. OBIEG POMPY CIEPŁA Z DOZIĘBIENIEM	
I PRZEGRZEWEM PARY CZYNNIKA OBIEGOWEGO	85
10.1 Praca minimalna obiegu z przegrzewem pary czynnika obiegowego	87
10.2 Efektywność obiegu pompy ciepła z przegrzewem pary czynnika obiegowego	87
10.3 Sprawność egzergetyczna pompy ciepła z przegrzewem pary czynnika obiegowego	88
10.4 Wnioski	89
11. MODYFIKACJA PROCESAMI NIEODWRACALNYMI OBIEGÓW LINDEGO	90
11.1 Obieg Lindego pompy ciepła	90
11.2 Obieg Lindego pompy ciepła z doziębieniem i przegrzewem pary czynnika obiegowego	93
11.3 Warunek wzrostu efektywności obiegu pompy ciepła z przegrzewem pary czynnika obiegowego w stosunku do obiegu Lindego	95
11.4 Efektywności obiegu lewobieżnych z doziębieniem	98
11.5 Wnioski	102
12. PODSUMOWANIE	104
LITERATURA	106



WAŻNIEJSZE OZNACZENIA

- B_t - egzergia techniczna
- $d_e S$ - różniczka reprezentująca zmiany entropii wskutek termicznego oddziaływania zewnętrznego
- $d_i S$ - różniczka reprezentująca zmiany entropii wskutek wewnętrznych przyczyn nieodwracalności
- dS_s - różniczka entropii systemu oddziaływających ciał
- H - entalpia
- h - entalpia właściwa
- N - bezwzględna wartość całki Clausiusa
- P - ciśnienie absolutne
- Q - ciepło
- q - ciepło właściwe
- S - entropia
- s - entropia właściwa
- T - temperatura absolutna
- T_0 - temperatura otoczenia
- U - energia termodynamiczna (wewnętrzna)
- V - objętość
- W - praca obiegu lewobieżnego
- w - praca właściwa obiegu lewobieżnego
- δW - przyrost pracy obiegu wskutek jego wewnętrznych przyczyn nieodwracalności =
- ϵ - efektywność obiegu lewobieżnego,
- ζ - sprawność egzergy obiegu lewobieżnego



1

WSTĘP

1.1 Cel pracy

Celem pracy jest rozwinięcie podstaw teoretycznych obiegów lewobieżnych, dla osiągnięcia wytycznych do projektowania. Uzyskano je poprzez:

- analizę strat pracy wynikających z nieodwracalnych procesów sprężania i adiabatycznego dławienia czynnika roboczego w obiegach lewobieżnych
- określenie wpływu nieodwracalnego procesu cieplnej regeneracji wewnętrznej (doziębienia) na efektywność i sprawność egzergetyczną obiegów: ziębniczego i pompy ciepła
- zbadanie strat wynikających z niequasi-statycznego oddziaływania termicznego pomiędzy czynnikiem obiegowym i źródłami ciepła
- ocenę wzajemnego oddziaływania dwóch procesów nieodwracalnych w obiegu lewobieżnym

Bazą do analizy są zasady termodynamiki, w tym szczególnie druga zasada, pozwalająca na termodynamiczną optymalizację obiegów lewobieżnych. W pracy wykorzystano ekologiczne jednoskładnikowe czynniki obiegowe.

1.2 Teza pracy

Modyfikacja procesami nieodwracalnymi **idealnego** obiegu lewobieżnego, zwiększa przyrost entropii systemu oddziaływających ciał, zgodnie z drugą zasadą termodynamiki i w konsekwencji zmniejsza jego efektywność i sprawność egzergetyczną.

Modyfikacja procesami nieodwracalnymi lewobieżnego obiegu **nieodwracalnego**, wpływa niejednoznacznie na jego efektywność i sprawność egzergetyczną.



1.3 Wprowadzenie

Praca składa się z dwóch części, z których w pierwszej przedstawiono ogólne pojęcia i wielkości termodynamiczne, natomiast w drugiej szczegółowe obliczenia lewobieźnych obiegu ziębniczych, pomp ciepła i obiegu ziębno-grzejnych.

Część pierwsza pracy rozpoczyna się od charakterystyki procesów energetycznych zachodzących w obiegu pompy ciepła i obiegu ziębniczym. Opisano czynniki obiegu wykorzystane w dalszej analizie liczbowej. Wprowadzono podstawowe zależności termodynamiczne takie jak pierwsza i druga zasada termodynamiki, praca minimalna i relacja Gouya-Stodoli. Przedstawiono przyrost entropii w procesach zamkniętych. Zastosowano analizę obiegu lewobieźnych w układzie T-s poprzez badanie ich przyrostów entropii wynikających z termicznych oddziaływań zewnętrznych oraz wywołanych wewnętrznymi przyczynami nieodwracalności.

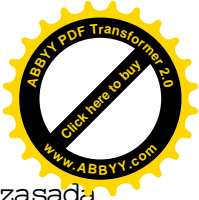
Opisano podstawowe równanie egzergii oraz sprawność egzergetyczną obiegu lewobieźnego. Przedstawiono termodynamiczne podstawy pomp ciepła w których zawarto ciepło procesu, iztermiczne i nieizotermiczne źródła ciepła oraz efektywność obiegu. Obiegu Carnota modyfikowano podstawowymi procesami nieodwracalnymi: sprężaniem i adiabatycznym dławieniem, termicznym oddziaływaniem czynnika obiegu z dolnym i górnym źródłem ciepła oraz wewnętrzną regeneracją ciepła. Na ogólnych wielkościach przeprowadzono analizę obiegu nieodwracalnych Carnota z tymi procesami.

W drugiej części pracy wprowadzono obiegi pomp ciepła, ziębnicze i ziębno-grzejne, które realizują określone zadania. Obiegi skonstruowano w oparciu o amoniak NH_3 jako czynnik obiegu. Bazą są obiegi idealne, które następnie są modyfikowane za pomocą procesów nieodwracalnych. Przeprowadzono analizę liczbową w której wykorzystuje się pojęcie pracy minimalnej obiegu i przyrostów pracy wywołanych przyczynami nieodwracalności procesów w oparciu o relację Gouya-Stodoli. Wprowadzono metodę porównywania efektywności i sprawności egzergetycznej obiegu realizujących ten sam cel i charakteryzujących się taką samą pracą minimalną, co umożliwia dokładną ocenę stopnia doskonałości poszczególnych obiegu.

Przeprowadzono analizę wpływu procesu doziębienia na efektywność obiegu pompy ciepła i ziębniczych. Określono warunek wzrostu efektywności obiegu w zależności od ciepła doziębienia. Wykonano obliczenia efektywności obiegu o różnym ciepła doziębienia dla różnych czynników obiegu. Przedstawiono wnioski. Wykazano, że nieodwracalny proces doziębienia z przegrzewem pary czynnika obiegu wprowadzony w jednostopniowym obiegu Lindego zawsze zmniejsza straty pracy napędowej procesów doziębienia i adiabatycznego dławienia w stosunku do obiegu Lindego bez doziębienia.

Pokazano, że wprowadzenie do obiegu kolejnego procesu nieodwracalnego, który zmienia przebieg i parametry termodynamiczne stanów innego procesu niequasi-statycznego obiegu lewobieźnego nie musi prowadzić do powiększenia przyrostu entropii systemu oddziaływających ciał. Tym samym wykazano, że możliwa jest optymalizacja obiegu lewobieźnych, która pozwala na obniżenie strat pracy napędowej niequasi-statycznych obiegu lewobieźnych poprzez wprowadzenie kolejnej przemiany nieodwracalnej, wzrost efektywności i sprawności egzergetycznej takich obiegu.

Opracowanie stanowi analizę przyrostów entropii powstających w obiegu



lewobieźnych wskutek wprowadzania nieodwracalnych procesów, a druga zasada termodynamiki jest głównym narzędziem jakie wykorzystano do jej realizacji.

Zawarte w opracowaniu wyniki stanowią termodynamiczne wytyczne do konstrukcji obiegów lewobieźnych, prowadzące do wzrostu ich efektywności i sprawności egzergetycznej.

Opis obiegów lewobieźnych za pomocą wspomnianych wyżej przyrostów entropii związanych z zewnętrznym oddziaływaniem termicznym, wywołanych wskutek wewnętrznych przyczyn nieodwracalności procesów oraz przyrostów entropii źródeł ciepła wykorzystuje prace [3], [4], [8], [28], [29], [30], [31], [35], [36] związane z klasycznym sformułowaniem drugiej zasady termodynamiki. Stosuje się podobnie jak w [32] połączenie tej zasady i pierwszej zasady termodynamiki w jej podstawowych zapisach do określenia wpływu procesów nieodwracalnych na obieg lewobieźny. Analizy te charakteryzuje odmienny w stosunku do spotykanych w opracowaniach termodynamiki opis obiegów lewobieźnych.

W polskich opracowaniach dotyczących termodynamiki można znaleźć analizy wykorzystujące jedynie pierwszą zasadę termodynamiki [49], [51], lub również drugą zasadę do opisu podstawowych obiegów lewobieźnych bez szczegółowych analiz entropowych [15], [42], [48], [9], [52]. Analogicznie, zagraniczne opracowania termodynamiki nie stosują do badania takich obiegów zawartej w niniejszej pracy metody [10], [11], [19], [32], [24], [34], [37].

Analiza egzergetyczna obiegów przeprowadzona w niniejszym opracowaniu oparta jest o pracę M. Mieczynskiego [30], która podobnie jak [6] w zapisie odbiega od opisów egzergetycznych obiegów lewobieźnych zawartych w klasycznej literaturze [43].

Bardziej szczegółowe analizy wykorzystujące drugą zasadę termodynamiki znaleźć można w opracowaniach chłodniczych i pomp ciepła [1], [5], [13], [23], [25], [27], [33], [38], jednak nie są to wyczerpujące opisy obiegów za pomocą przyrostów entropii zarówno czynnika obiegowego jak i źródeł ciepła.

Wykorzystane do badań w oparciu o [28] i [29] pojęcie pracy minimalnej, które nie jest uwzględniane w powyższych pracach. Wydaje się że wprowadzona w niniejszej pracy, a oparta na pojęciu pracy minimalnej metoda analizowania obiegów o takim samym celu umożliwia dokładny opis wpływu procesów nieodwracalnych na efektywność i sprawność egzergetyczną obiegów lewobieźnych.

Aktualne publikacje np. [2], [7], [41] potwierdzają aktualność tematów poruszanych w tej pracy tj. związanych ze sprawnością egzergetyczną i szeroko analizowanym procesem doziębienia.

Bezpośrednio podejmujących temat poruszanych tu analiz, poza pracami M. Mieczynskiego, nie ma także w materiałach konferencyjnych XIII-XVIII Zjazdów Termodynamików. Analizowane jest modelowanie matematyczne w optymalizacji obiegów lewobieźnych [22], odmienna analiza efektywności obiegów lewobieźnych [44], projektowo-konstrukcyjne analizy termodynamiczne [47], czy zagadnienia związane z poszczególnymi procesami przewodzenia ciepła [12] i dławienia [14], a także interpretacji samych zasad termodynamiki [50].

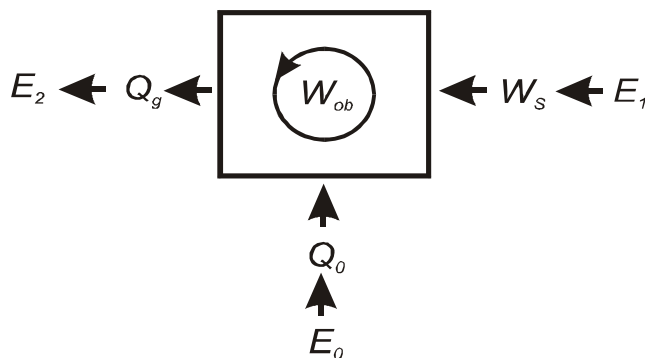


TEORETYCZNE PODSTAWY DZIAŁANIA OBIEGÓW LEWOBIEŻNYCH

2.1 Proces energetyczny zachodzący w pompie ciepła

Pompą ciepła nazywa się urządzenie, w którym realizuje się procesy termodynamiczne lub termoelektryczne kosztem zewnętrznej pracy napędowej, umożliwiające przekazywanie ciepła przy temperaturze wyższej, pochodzącego z przekształconej pracy i ciepła przyjętego od otoczenia. Głównym zadaniem tego urządzenia jest dostarczanie ciepła do celów grzewczych.

Na rys. 2.1 pokazano schematycznie proces energetyczny realizowany w urządzeniu [39].



Rys. 2.1 Proces energetyczny pompy ciepła [39]

Zadaniem pompy ciepła jest wykorzystanie stanu nierównowagi systemu E_1 do przekształcenia jego pracy za pomocą lewobieżnego obiegu do otrzymania ciepła, wykorzystywanego z kolei do tworzenia stanu nierównowagi systemu o energii E_2 .

Ciepło Q_g przekazane do tego ciała ogrzewanego zgodnie z pierwszą zasadą termodynamiki (zapisaną wg umowy fizycznej) jest sumą wykonanej pracy napędowej W_{ob} i ciepła Q_0 przyjętego od systemu E_1

$$-Q_g = W_{ob} + Q_0 \quad (2.1)$$



Wielkością charakteryzującą pompę ciepła jest jej efektywność ε_{pc}

$$\varepsilon_{pc} = \frac{|Q_g|}{W_s} \quad (2.2)$$

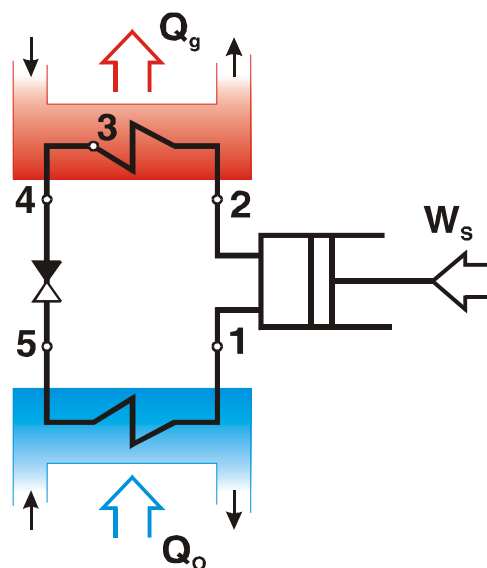
Wyraża się ona stosunkiem bezwzględnej wartości ciepła Q_g przekazanego systemowi E_2 do pracy napędowej W_s wykonanej dla realizacji obiegu.

W dalszej analizie rozpatruje się termodynamiczną efektywność obiegu (2.3) i jej straty spowodowane nieodwracalnością tworzących go procesów

$$\varepsilon_{pc} = \frac{|Q_g|}{W_{ob}} \quad (2.3)$$

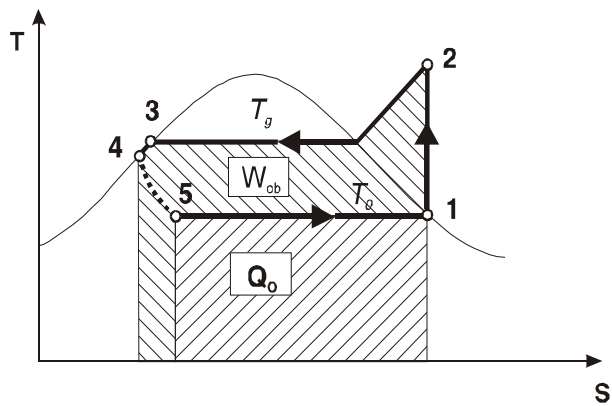
2.2 Sprężarkowa pompa ciepła

W sprężarkowej pompie ciepła realizuje się procesy termodynamiczne za pomocą czynnika roboczego, który krążąc w zespole urządzeń wykonuje obieg lewobieżny Lindego pokazany na rys. 2.2.



Rys.2.2 Schemat sprężarkowej pompy ciepła

Wskutek wykonywania pracy napędowej występuje tworzenie procesu umożliwiającego przyjmowanie ciepła Q_o od otoczenia jako źródła ciepła, oraz procesu o temperaturze wyższej umożliwiającej przekazywanie ciepła Q_g do odbiornika ciepła, jako źródła o temperaturze T_g wyższej od otoczenia. W zastosowaniu praktycznym występuje ogrzewanie powietrza lub wody od początkowej wartości temperatury równej temperaturze otoczenia T_o do wartości końcowej T_g . Obieg Lindego pompy ciepła w układzie T-s pokazano na rys.2.3



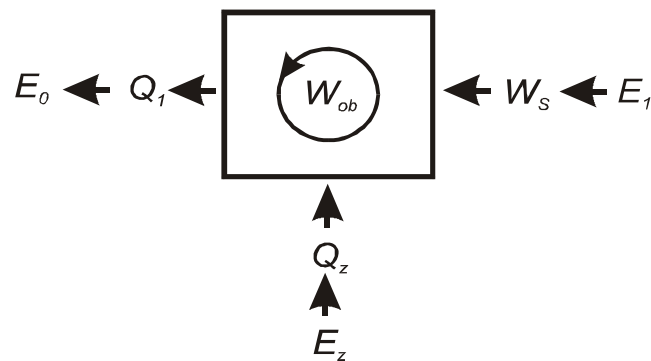
Rys.2.3 Obieg Lindego sprężarkowej pompy ciepła

Zgodnie z (2.1) ujemne ciepło Q_y dla obiegu jest sumą ciepła przyjętego z otoczenia Q_0 i ciepła wynikającego z przekształcenia pracy obiegu W_{ob} .

2.3 Proces energetyczny zachodzący w obiegu ziębniczym

Urządzenie ziębnicze jest zespołem elementów wyposażenia technicznego, w którym za pomocą pracy zewnętrznej, są realizowane procesy, których skutkiem jest przekazywanie ciepła ze źródła o temperaturze niższej do otoczenia o temperaturze wyższej.

Zgodnie z zasadami termodynamiki, aby zrealizować lewobieżny obieg, dla którego dodatnie ciepło Q_z jest przyjmowane przez czynnik obiegowy przy niskiej temperaturze T_z (od ciała ziębnionego), ujemne zaś ciepło Q_1 dla obiegu jest przekazywane otoczeniu przy temperaturze wyższej T_0 , konieczne jest wykonanie pracy nad czynnikiem obiegowym (ziębniakiem) przez zewnętrzne źródło pracy [23] w stanie nierównowagi o energii E_1 , tak jak przedstawiono to na rys.2.4.



Rys.2.4 Proces energetyczny obiegu ziębniczego

Zgodnie z pierwszą zasadą termodynamiki ciepło Q_z odbierane przez czynnik od ciała ziębnionego jest różnicą ciepła Q_1 przekazanego do otoczenia i pracy obiegu-
 W_{ob}



$$Q_z = -Q_1 - W_{ob} \quad (2.4)$$

Wielkością charakteryzującą urządzenie ziębnicze jest jego efektywność

$$\varepsilon_z = \frac{Q_z}{W_s} \quad (2.5)$$

wyrażająca stosunek dodatniego ciepła przyjętego przez czynnik obiegowy od ciała ziębnionego do pracy napędowej wykonanej dla realizacji obiegu. Podobnie jak dla obiegów pomp ciepła w dalszej analizie rozpatruje się termodynamiczną efektywność obiegu (2.6) i jej straty spowodowane nieodwracalnością tworzących go procesów

$$\varepsilon_z = \frac{Q_z}{W_{ob}} \quad (2.6)$$

2.4 Jednoskładnikowy czynnik roboczy (obiegowy)

Czynnikiem roboczym w obiegu lewobieżnym nazywa się substancję płynną, przejmującą ciepło przy niskim ciśnieniu obiegu i odpowiadającej jej temperaturze wrzenia, a przekazującą ciepło przy wysokim ciśnieniu i odpowiadającej jej temperaturze przegrzania i kondensacji. Przejmowanie ciepła przez czynnik i przekazywanie zachodzi najczęściej przy zmianie fazy [23].

W zasadzie w obiegach lewobieżnych stosowane są czynniki chłodnicze, które powinny spełniać następujące wymagania [39]:

- stabilne chemicznie przy wszelkich wartościach temperatury roboczej oraz chemicznie obojętne w stosunku do materiałów konstrukcyjnych stosowanych w instalacji
- powinny być niepalne, nietoksyczne, niewybuchowe
- posiadać korzystne własności termodynamiczne (małe straty dławienia, niskie ciśnienie skraplania)
- mieć możliwie wysoką objętościową wydajność grzejną w celu zmniejszenia niezbędnego strumienia objętości czynnika roboczego krążącego w obiegu tym samym elementom konstrukcyjnym sprężarki
- nie powinny wywierać szkodliwego wpływu na środowisko naturalne.

Poniżej przedstawiono krótką charakterystykę analizowanych w opracowaniu czynników termodynamicznych [46].

R12 (CF_2Cl_2) - stopniowo wycofywany z eksploatacji. Od 01.01.1996 r. w Polsce obowiązuje zakaz stosowania w nowych urządzeniach. Czynnik ten zastępowany jest freonem R134a. W USA i w Kanadzie próbuje się zastąpić R12 mieszaniną czynników. Stosowany w następujących zakresach temperatur parowania i skraplania $t_0 = -20 \div 10^\circ\text{C}$ / $t_k = 60 \div 80^\circ\text{C}$.

R134a (CH_2FCF_3) - czynnik obiegowy wstępnie zaproponowany jako podstawowy zamiennik R12. Problemem technicznym, jaki występuje przy wprowadze-



niu tego czynnika, jest nierozpuszczalność w olejach mineralnych, co zmusza do eksperymentów z olejami syntetycznymi. R134a w obiegach pomp ciepła pracuje w zakresach temperatur czynnika R12. Oceniając własności termodynamiczne R134a należy się liczyć ze zwiększonym zużyciem energii 5÷10% w domowych urządzeniach chłodniczych z tym czynnikiem.

R22 (CHClF_2) - należy do grupy czynników przejściowych. W pompach ciepła stosowany jest w zakresie temperatur $t_0 = -20 \div 10^\circ\text{C}$ / $t_k = 40 \div 55^\circ\text{C}$. Przewidziany jest do wycofania praktycznie w 2020 r.

Związane z eksploatacją freonów niekorzystne zmiany środowiskowe tj. pogęszanie efektu cieplarnianego i niszczenie warstwy ozonu w stratosferze wymuszają zastąpienie ich innymi czynnikami. Do najbardziej popularnych należą: woda, amoniak, węglowodory (propan, butan), dwutlenek węgla i powietrze.

R717 (amoniak NH_3) - jako czynnik obiegowy jest proponowany jako zamiennik R22. Amoniak posiada bardzo dobre własności termodynamiczne, które powodują, że jest jednym z najlepszych czynników obiegowych, szczególnie do dużych, przemysłowych instalacji chłodniczych, pomimo jego toksyczności i wybuchowości [20], [21].



PODSTAWOWE ZALEŻNOŚCI TERMODYNAMICZNE

3.1 Pierwsza zasada termodynamiki

Pierwsza zasada termodynamiki w klasycznej postaci ma podstawowe znaczenie w opisie termodynamicznych procesów w sensie najogólniejszym, charakteryzujących się cieplnym i mechanicznym oddziaływaniem ciał. Cykliczne przekształcanie efektów cieplnych w mechaniczne i odwrotnie byłyby bez niej teoretycznie nieopisywalne. Tworzenie struktury jej matematycznego zapisu było procesem długotrwałym, bardzo złożonym i wieloautorskim, w którym wiodąca rola przysługuje R. Clausiusowi [31].

Rozumując zgodnie z zasadą przyczynowości w myślowym eksperymencie działania cieplnego na ciało skonstruował Clausius formułę matematyczna pierwszej zasady, która ujęła jej istotę - wprowadzenia energii wewnętrznej i ilościowej zależności przekształcania oddziaływania cieplnego w mechaniczne i odwrotnie.

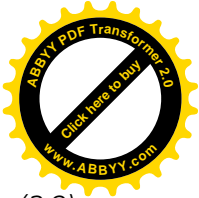
Równanie wyrażające różniczkową postać PZT zapisywane jest najczęściej w termodynamice w technicznej w postaci [29]

$$d'Q = dU + d'W \quad (3.1)$$

Ważną właściwością PZT jest ścisła nierozłączność działania termicznego reprezentowanego symbolem $d'Q$ i mechanicznego reprezentowanego symbolem $d'W$, stanowiąca podstawę wprowadzenia, dedukcją matematyczną abstrakcyjnej funkcji - energii wewnętrznej U . Przyjęcie z założenia któregośkolwiek wyrażenia np. $d'Q$ jako równego zero prowadzi do zerowej wartości pracy obiegu, gdyż całka po krzywej zamkniętej z dU zawsze jest równa zero.

Moc PZT jako prawa przyrody polega na tym, że w jakikolwiek sposób wywołany w ciele efekt cieplny powoduje zawsze jego deformację objętościową i w jakikolwiek sposób uzyskana deformacja objętościowa tworzy efekt cieplny.

Równanie (3.1) PZT kryje w sobie techniczną (Clausiusa) umowę o znaku pracy najczęściej stosowaną w termodynamice technicznej, polegającą na tym, że praca wykonana przez ciało ma znak dodatni, natomiast wykonana na korzyść ciała znak ujemny. Przeciwny znak występuje w fizycznej (Plancka) umowie, który wprowadza się przez sumowanie składowych równania, jak niżej



$$dQ + dW = dU \quad (3.2)$$

Całka równania (3.1) i równania (3.2) wyraża się odpowiednio formułami

umowa techniczna

umowa fizyczna

$$Q_{1\sim 2} = U_2 - U_1 + W_{1\sim 2} \quad Q_{1\sim 2} + W_{1\sim 2} = U_2 - U_1 \quad (3.3)$$

$$W_{1\sim 2} = \int_{1\sim 2} PdV \quad W_{1\sim 2} = - \int_{1\sim 2} PdV \quad (3.4)$$

$$W_{1\sim 2} > 0 \Leftrightarrow dV > 0 \quad W_{1\sim 2} > 0 \Leftrightarrow dV < 0 \quad (3.5)$$

Według umowy technicznej praca absolutna ma dodatnią wartość podczas ekspansji, natomiast ujemną podczas kompresji i odwrotnie według umowy fizycznej.

Przekształcenie równania różniczkowego (3.1) daje drugą postać zapisu PZT

$$dQ = dU + PdV \quad (3.6)$$

$$PdV = d(PV) - VdP \quad (3.7)$$

$$dQ = dU + d(PV) - VdP \quad (3.8)$$

$$dQ = d(U + PV) - VdP \quad (3.9)$$

$$dQ = dH - VdP \quad (3.10)$$

$$H = U + PV + C \quad (3.11)$$

Równanie różniczkowe (3.10) wprowadza nową funkcję nazywaną entalpią, a jego całka drugą postać PZT

$$Q_{1\sim 2} = H_2 - H_1 + W_{t1\sim 2} \quad (3.12)$$

w której

$$W_{t1\sim 2} = - \int_{1\sim 2} VdP \quad (3.13)$$

nazywa się pracą techniczną między stanami 1 i 2. Równanie (3.12) jest zapisane zgodnie z umową techniczną. Praca techniczna wyrażona wzorem (3.13) jest dodatnia, gdy dotyczy procesu rozprężania:

$$W_{t1\sim 2} > 0 \Leftrightarrow dP < 0 \quad (3.14)$$

Przepisane równanie (3.10) w postaci

$$dQ + VdP = dH \quad (3.15)$$

$$dQ + dW_t = dH \quad (3.16)$$



i całkowanie daje drugą postać PZT w zapisie wg umowy fizycznej

$$Q_{1\sim 2} + W_{1\sim 2} = H_2 - H_1 \quad (3.17)$$

w którym

$$W_{1\sim 2} = \int_{1\sim 2} VdP \quad (3.18)$$

praca techniczna w zapisie PZT wg umowy fizycznej jest dodatnia, gdy w procesie następuje sprężanie

$$W_{1\sim 2} > 0 \Leftrightarrow dP > 0 \quad (3.19)$$

Praca absolutna jest pracą jednego ciała (gazu) podlegającego przemianie między stanami 1, 2. Praca techniczna pozwala się interpretować jako pracę systemu dwóch ciał nie będących w równowadze o ciśnieniach P_1 , P_2 .

Z uwagi na wygodę, w dalszej części pracy, która zawiera analizę wyłącznie obie-
gów lewobieżnych stosuje się fizyczną umowę pierwszej zasady termodynamiki.

3.2 Druga zasada termodynamiki

3.2.1 Entropia

Podstawowym pojęciem w dowodzie twierdzenia o istnieniu entropii jest miara cieplnego oddziaływania ciał (wskutek różnicy wartości ich temperatury) w postaci wyrażenia różniczkowego [29]

$$d^{\circ}Q = nCdT \quad (3.20)$$

gdzie C jest współczynnikiem proporcjonalności, charakteryzującym rodzaj procesu, a n ilością substancji. Zgodnie z matematyczną regułą wnioskowania zastosowaną przez Clausiusa: jeżeli całka krzywoliniowa po krzywej zamkniętej z wyrażenia (3.20), podzielonego przez temperaturę absolutną jest równa zero, to wyrażenie po całkowaniu jest różniczką funkcji [3], [4]:

$$\text{jeżeli} \quad \oint \frac{d^{\circ}Q}{T} = 0 \quad (3.21)$$

$$\text{to} \quad \frac{d^{\circ}Q}{T} = dS \quad (3.22)$$

$$\text{lub} \quad d^{\circ}Q = TdS \quad (3.23)$$

Funkcję tę oznaczył Clausius symbolem S i nazwał entropią.

Całka równania (3.22) po krzywej zamkniętej



$$\oint \frac{d'Q}{T} = \oint dS = 0 \quad (3.24)$$

jest równaniem spełnianym tylko dla obiegów odwracalnych, które nie istnieją w rzeczywistości fizycznej .

3.2.2 Zasada wzrostu entropii

W odniesieniu do rzeczywistego obiegu nieodwracalnego Clausius wyraża zasadę wzrostu entropii [28]:

całka po krzywej zamkniętej reprezentującej obieg nieodwracalny jest mniejsza od zera, czyli

$$\oint \frac{d'Q}{T} < 0 \quad (3.25)$$

co dowodzi, że istnieją jeszcze inne przyczyny wzrostu entropii niż zewnętrzne oddziaływanie określone symbolem $d'Q$. Z faktu jednoznaczności entropii jako funkcji stanu w stanach równowagi wynika równanie ogólne

$$\oint dS = 0 \quad (3.26)$$

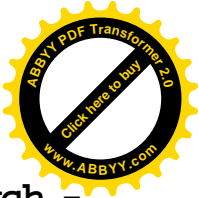
Równanie (3.26) oznacza, że bilans zmian entropii (czynnika obiegowego) zarówno w obiegu odwracalnym jak i nieodwracalnym jest równy zero. Lewa strona równania (3.24) i nierówności (3.25) jest bilansem zmian entropii wywołanych wyłącznie wskutek zewnętrznego cieplnego oddziaływania określonego symbolem $d'Q$. Całka osiąga wartość zerową, gdy dodatnia zmiana entropii jest równa, co do bezwzględnej wartości, zmianie ujemnej. Równość taka jest spełniona dla obiegów odwracalnych.

Zerowy bilans przyrostu entropii (3.26) czynnika i nierówność (3.27) ujawniają istnienie uzupełniającego przyrostu entropii czynnika obiegowego, jako warunku jego powrotu do stanu początkowego w czasie rzeczywistej realizacji obiegu. Ten uzupełniający przyrost entropii jest skutkiem pokonywania oporów wewnętrznych, co odbywa się kosztem pracy stanowiącej różnicę pomiędzy pracą obiegu odwracalnego i nieodwracalnego. Innymi słowy wewnętrzne przyczyny wzrostu entropii są tożsame z przyczynami nieodwracalności.

Równanie (3.24) i nierówność (3.25) są zwykle zapisywane syntetycznie w postaci

$$\oint \frac{d'Q}{T} \leq 0 \quad (3.27)$$

i nazywane całką Clausiusa, stwierdzającą fakt istnienia entropii S jako jednoznacznej funkcji stanu ciał materialnych oraz jej wzrastania wskutek nieodwracalności procesu obiegowego rzeczywistego.



3.3 Podstawowe równanie procesów nieodwracalnych - równanie Prigogine'a

Równanie różniczkowe wprowadzone przez Prigogine'a reprezentuje dalszy postęp w zapisie i interpretacji zasady wzrostu entropii Clausiusa. Równanie to stanowi podstawę współczesnej teorii procesów nieodwracalnych o szerokim zakresie zastosowań [28].

Jeżeli
$$\oint \frac{d'Q}{T} \leq 0 \quad (3.28)$$

oraz
$$\oint dS = 0 \quad (3.29)$$

to
$$\oint \frac{d'Q}{T} \leq \oint dS \quad (3.30)$$

Po zróżniczkowaniu nierówności (3.30) otrzyma się

$$dS \geq \frac{d'Q}{T} \quad (3.31)$$

Nierówność (3.31) wskazuje, że różniczka entropii dS reprezentująca jej zmiany w procesie nieodwracalnym jest większa od różniczki wyrażającej zmiany entropii wskutek cieplnego oddziaływania zewnętrznego $d'Q$.

Nierówność (3.31) zapisana w postaci

$$TdS \geq d'Q \quad (3.32)$$

wskazuje, że wyrażenie różniczkowe TdS w procesie nieodwracalnym jest większe od wyrażenia różniczkowego $d'Q$ reprezentującego zewnętrzne oddziaływanie cieplne. Oznaczając różniczkę

$$\frac{d'Q}{T} = d_e S \quad (3.33)$$

otrzymamy
$$dS - d_e S \geq 0 \quad (3.34)$$

Lewa strona nierówności (3.34) jest nową różniczką entropii reprezentującą jej zmiany wskutek wewnętrznych przyczyn nieodwracalności. Po oznaczeniu lewej strony nierówności (3.34) przez $d_i S$, przyjmiemy postać

$$d_i S \geq 0 \quad (3.35)$$

czyli
$$dS = d_e S + d_i S \quad (3.36)$$

Równanie (3.36) ma postać równania Prigogine'a, a różniczka $d_e S$ przyjmuje (analogicznie jak $d'Q$) wszystkie znaki

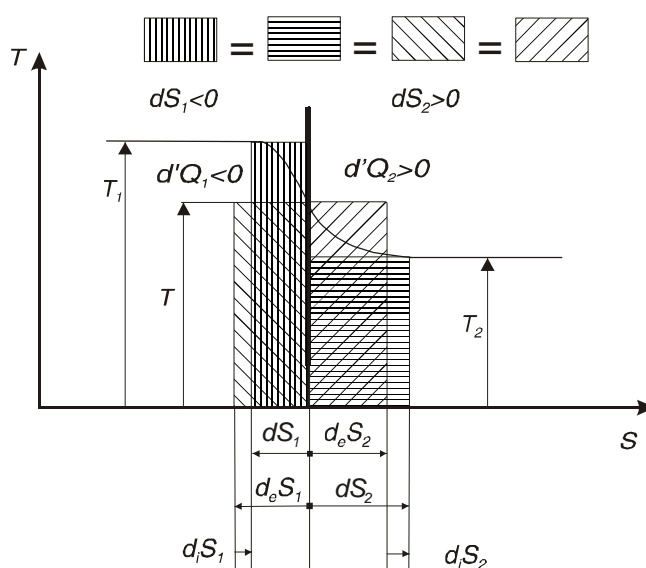
$$d_e S \geq 0 \text{ i } d_i S \leq 0 \quad (3.37)$$

Różniczka $d_i S$ przyjmuje wartości tylko dodatnie dla procesów rzeczywistych (nieodwracalnych)

$$d_i S > 0 \quad (3.38)$$

Dobór oznaczeń $d_e S$ i $d_i S$ ma na celu podkreślenie, że pierwszy człon odnosi się do procesów wymiany (e - exchanges) oddziaływania zewnętrznego, drugi zaś - do procesów nieodwracalnych wewnątrz (i - inside) układu. Różniczka entropii dS jest reprezentowana sumą dwóch członów $d_e S$ i $d_i S$ mających zupełnie odmienne znaczenie fizyczne [36].

Interpretację graficzną równania (3.36) ilustruje rys.3.1



Rys.3.1 Interpretacja równania (3.36)

Równanie (3.36) oraz (3.38) nazywa się lokalnym sformułowaniem DZT

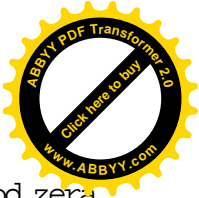
$$dS_s = dS_1 + dS_2 = d_e S_1 + d_e S_2 + d_i S_1 + d_i S_2 = d_i S_1 + d_i S_2 > 0 \quad (3.39)$$

Ponieważ $I d'Q_1 I = d'Q_2$ oraz identyczna jest temperatura T na powierzchni granicznej to $I d_e S_1 I = d_e S_2$, zatem różniczka entropii systemu ciał (1,2) jest sumą różniczek $d_i S_1$ i $d_i S_2$ wynikających z niejednorodności pola temperatury po obu stronach powierzchni granicznej. Gradient temperatury $T_1 - T_2 > 0$ jest większy od zera, co jest wewnętrzną przyczyną wzrostu entropii systemu ciał

$$dS_s = d_i S_1 + d_i S_2 \quad (3.40)$$

Po całkowaniu równania (3.40) otrzyma się przyrost entropii systemu ciał

$$\Delta S_s = \Delta_i S_1 + \Delta_i S_2 \quad (3.41)$$



Oznacza to, że nieodwracalny proces przekazywania ciepła (przy różnej od zera różnicy temperatur $T_1 - T_2$) jest przyczyną wzrostu entropii systemu współdziałających ciał.

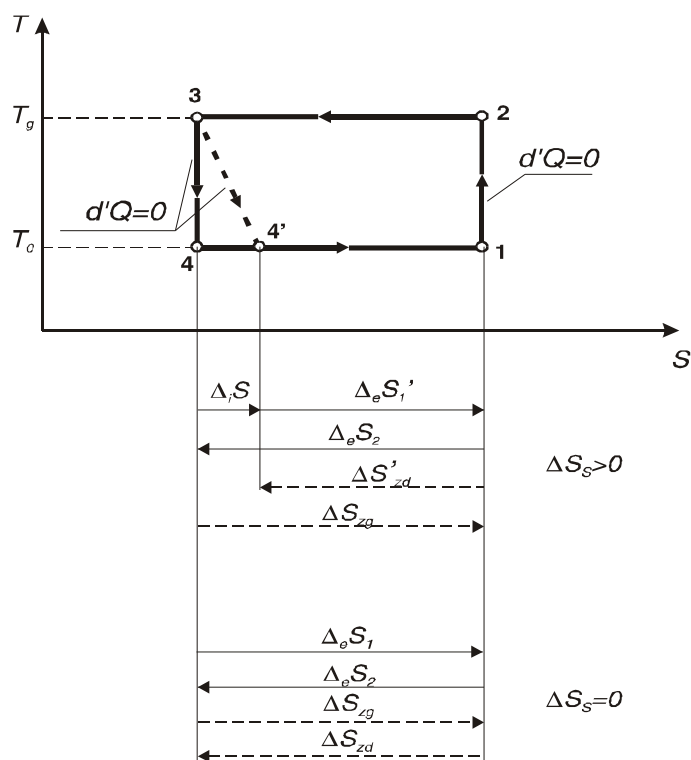
Przyrost entropii systemu jest sumą przyrostów entropii poszczególnych ciał spowodowany ich wewnętrznymi przyczynami nieodwracalności. Analitycznie

$$\Delta S_S = \sum_k \Delta_i S_k \quad (3.42)$$

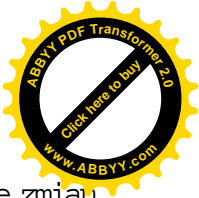
Rys. 3.1 przedstawia proces przekazywania ciepła w którym przegroda rozdzielająca pola temperatur nie ma oporu cieplnego.

3.4 Przyrost entropii w procesach zamkniętych (obiegach)

Wszystkie rzeczywiste procesy zamknięte (obiegi) charakteryzuje dodatni przyrost (produkcja [35]) entropii wskutek mechanicznego tarcia i niejednorodności pól temperatury. Obieg jest nieodwracalny jeśli wszystkie lub tylko jeden spośród tworzących go procesów jest nieodwracalny [28]. Rysunek 3.2 przedstawia odwracalny obieg Carnota pompy ciepła (1,2,3,4,1) oraz obieg nieodwracalny (1,2,3,4',1), w którym proces odwracalnego rozprężania izentropowego zastąpiono adiabatycznym dławieniem. Ta niestatyczna przemiana jest przyczyną nieodwracalności obiegu.



Rys. 3.2 Odwracalny (1,2,3,4,1) i nieodwracalny (1,2,3,4',1) obieg Carnota



Bilans zmian entropii dla obiegu odwracalnego (1,2,3,4,1) jest równy sumie zmian spowodowanych wyłącznie cieplnym oddziaływaniem zewnętrznym

$$\Delta_e S_1 + \Delta_e S_2 = 0 \quad (3.43)$$

Również suma zmian entropii źródeł ciepła jest równa zero

$$\Delta S_{zg} + \Delta S_{zd} = 0 \quad (3.44)$$

Całka Clausiusa dla obiegu odwracalnego określająca bilans zmian entropii procesów tworzących obieg wskutek zewnętrznego oddziaływania cieplnego jest równa zero

$$\oint \frac{d'Q}{T} = \oint d_e S = 0$$

$$\oint \frac{d'Q}{T} = \int_{T_0}^{T_{0,4,1}} \frac{d'Q_1}{T_0} + \int_{T_g}^{T_{g,2,3}} \frac{d'Q_2}{T_g} = \int_{T_0}^{T_{0,4,1}} d_e S_1 + \int_{T_g}^{T_{g,2,3}} d_e S_2 = \Delta_e S_1 + \Delta_e S_2 = 0 \quad (3.45)$$

Dla obiegu nieodwracalnego wartość tej całki jest mniejsza od zera

$$\oint \frac{d'Q}{T} = \oint d_e S = \int_{T_0}^{T_{0,4,1}} \frac{d'Q_1}{T_0} + \int_{T_g}^{T_{g,2,3}} \frac{d'Q_2}{T_g} = \Delta_e S_1 + \Delta_e S_2 < 0 \quad (3.46)$$

zatem bilans zmian entropii czynnika obiegowego zgodnie z równaniem Prigogine'a (3.36) przyjmie postać

$$\oint dS = \oint d_e S + \oint d_i S = \Delta_e S_1 + \Delta_e S_2 + \Delta_i S = 0 \quad (3.47)$$

Całka wynikająca z relacji (3.46) o postaci

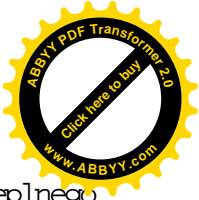
$$\oint d_e S \leq 0 \quad (3.48)$$

jest całką Clausiusa wyrażoną symboliką Prigogine'a. Postać całki w równaniu (3.47)

$$\oint d_i S \geq 0 \quad (3.49)$$

wynika z zapisu zasady wzrostu entropii za pomocą równania Prigogine'a (3.36). Nierówności (3.48) i (3.49) są dla obiegu nieodwracalnego matematycznym wyrazem drugiej zasady termodynamiki, jako zasady wzrostu entropii. Znak równości obowiązywałby obiegi odwracalne. Przyrost entropii systemu jest w końcowym efekcie sumą algebraiczną przyrostów entropii źródeł ciepła, gdyż bilans przyrostów entropii czynnika obiegowego zawsze jest równy zero

$$\Delta S_S = \Delta S_{zg} + \Delta S_{zd} = \Delta_i S \quad (3.50)$$



Równanie (3.50) jest spełnione przy założeniu, że procesy oddziaływania cieplnego pomiędzy czynnikiem obiegowym, a źródłami ciepła są procesami quasi-statycznymi i nie wywołują dodatkowych przyrostów entropii wskutek oporów cieplnych.

3.5 Praca obiegu lewobieżnego. Relacja Gouy`a- Stodoli

Całka Clausiusa jest również zapisywana w postaci równania [29]

$$\oint \frac{d'Q}{T} + N = 0 \quad (3.51)$$

w którym N jest liczbą dodatnią ($N \geq 0$) określającą bezwzględną wartość całki w równaniu (3.51) obiegu nieodwracalnego. W istocie liczba N określa dodatni przyrost entropii czynnika obiegowego, spowodowany wewnętrznymi przyczynami nieodwracalności, a tym samym jest liczbowym kryterium w ocenie stopnia doskonałości obiegu rzeczywistego. Wartość zera przyjąłoby N w przypadku obiegu odwracalnego. Wartość maksymalna N dla danego obiegu (lewobieżnego) wystąpi w przypadku gdy całkowite ciepło przekazane do górnego źródła przez czynnik obiegowy będzie równe pracy wykonanej dla tego obiegu.

Całkę (3.51) można rozwinąć na część o ciepłe dodatnim i ujemnym w postaci

$$\oint \frac{d'Q}{T} + N = \int_{1 \rightarrow 2} \frac{d'Q_1}{T} + \int_{2 \rightarrow 1} \frac{d'Q_0}{T_0} + N = 0 \quad (3.52)$$

Wartość całki związanej z temperaturą T_0 można wyrazić ilorazem Q_0 / T_0 jako rezultat założenia stałej temperatury T_0 otoczenia, czyli izotemicznego źródła przyjmującego (dla obiegów ziębniczych) i przekazującego (dla obiegów pomp ciepła) ciepło Q_0 , czyli

$$\int_{1 \rightarrow 2} \frac{d'Q_1}{T} + \frac{Q_0}{T_0} + N = 0 \quad (3.53)$$

stad

$$Q_0 = -T_0 \int_{1 \rightarrow 2} \frac{d'Q_1}{T} - T_0 N \quad (3.54)$$

Po podstawieniu wyrażenia (3.54) do równania pierwszej zasady termodynamiki dla obiegu otrzymamy zależność opisującą jego pracę W_{ob}

$$W_{ob} = -Q_{ob} = -(Q_1 + Q_0) = -Q_1 + T_0 \int_{1 \rightarrow 2} \frac{d'Q_1}{T} + T_0 N \quad (3.55)$$

Minimalna praca obiegu lewobieżnego, dla którego $N = 0$, wyraża się wzorem

$$W_{min} = -Q_1 + T_0 \int_{1 \rightarrow 2} \frac{d'Q_1}{T} \quad (3.56)$$

Ciepło Q_1 jest dla pompy ciepła przekazywanym do górnego źródła, dla obiegu ziemniczego przyjętym z dolnego źródła ciepła i określa cele realizowane przez te obiegi. Dla obiegów, w których zarówno górne jak i dolne źródło ciepła jest źródłem izotermicznym minimalna praca obiegu W_{\min} przyjmie zgodnie z (3.56) postać

$$W_{\min} = -Q_1 + \frac{T_0}{T} Q_1 = -Q_1 \left(1 - \frac{T_0}{T}\right) \quad (3.57)$$

Jest to praca minimalna obiegu Carnota.

Równanie (3.55) można zapisać w postaci

$$W_{ob} = W_{\min} + \delta W \quad (3.58)$$

Z równań (3.55) i (3.56) oraz interpretacji całki Clausiusa (3.51) po wykorzystaniu oznaczeń wprowadzonych przez Prigogine'a wynika, że

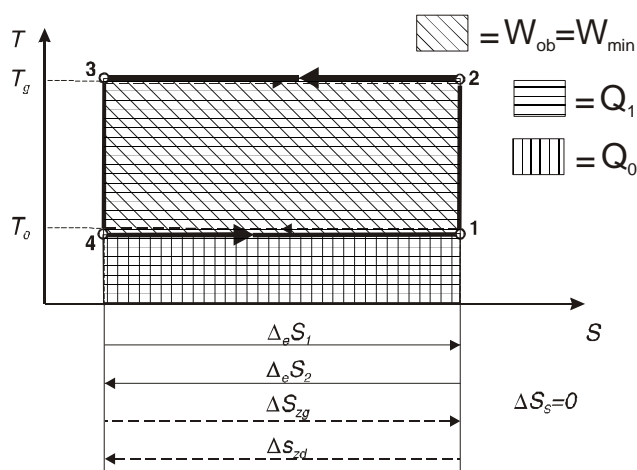
$$\delta W = T_0 N = T_0 \Delta_i S \quad (3.59)$$

Ostatnie równanie wyraża stratę pracy δW obiegu spowodowaną przyczynami nieodwracalności występującymi wewnątrz czynnika obiegowego. Uogólnienie równania (3.59) poprzez uwzględnienie przyczyn nieodwracalności występujących w źródłach ciepła (tarcie, opory cieplne) nosi nazwę relacji Gouya-Stodoli

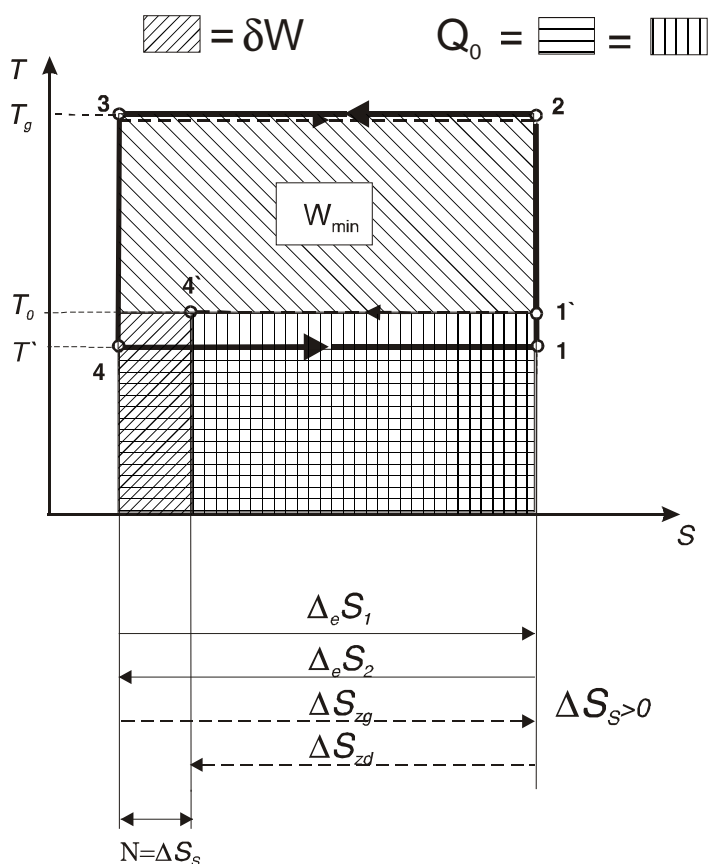
$$\delta W = T_0 \Delta S_s \quad (3.60)$$

i opisuje straty pracy wskutek przyrostu entropii systemu oddziaływających ciał.

Dla obiegów lewobieżnych wzrost entropii systemu ΔS_s powoduje wzrost pracy napędowej i w konsekwencji kosztów eksploatacji. Ilustrację graficzną wyrażeń analitycznych (3.55) i (3.57) na przykładzie odwracalnego i nieodwracalnego obiegu Carnota przedstawiają rysunki 3.3 i 3.4.



Rys. 3.3 Odwracalny obieg Carnota



Rys. 3.4 Nieodwracalny obieg Carnota

Na rys. 3.4 przedstawiono obieg 1-2-3-4-1 w którym realizuje się nieodwracalny proces przyjmowania ciepła z dolnego źródła przez czynnik obiegowy. W procesie przekazywania ciepła 1'-4' przez dolne źródło wskutek występujących oporów cieplnych tworzy się gradient temperatury, którego efektem jest przyjmowanie ciepła Q_0 przez czynnik obiegowy w przemianie 4-1 przy temperaturze $T' < T_0$. W efekcie do realizacji obiegu z dolnego źródła ciepła zostaje przyjęta przez czynnik obiegowy mniejsza ilość ciepła w stosunku do obiegu idealnego (który charakteryzuje się minimalną pracą W_{\min}) o wartość określoną zależnością Gouya-Stodoli

$$\delta W = T_0 \Delta S_s \quad (3.61)$$

Wartość tego wyrażenia stanowi jednocześnie dodatkową pracę δW jaką należy wykonać do realizacji obiegu wskutek jego nieodwracalności.



EGZERGIA. SPRAWNOŚĆ EGZERGETYCZNA

4.1 Podstawowe równanie egzergii

Korzystając z tożsamości termodynamicznej [30] (4.1)

$$TdS = dU + PdV \quad (4.1)$$

tworzy się równanie różniczkowe definiujące funkcję termodynamiczną - egzergię techniczną B_t

$$T = T_0 + (T - T_0) \quad (4.2)$$

$$PdV = d(PV) - VdP \quad (4.3)$$

$$dU + d(PV) - T_0 dS = VdP + (T - T_0)dS \quad (4.4)$$

$$d(U + PV - T_0 S) = dB_t \quad (4.5)$$

$$B_t = H - T_0 S + C \quad (4.6)$$

Podstawowe równanie egzergii ujawniające jej straty wskutek nieodwracalności procesów jest synteza równania (3.33) i zasady wzrostu entropii wyrażonej formalnie np. równaniem Progoine'a (3.36).

Dla procesów odwracalnych jest

$$TdS + dW_t = dH \quad (4.7)$$

gdzie

$$TdS = dQ = Td_e S$$

czyli



$$T d_e S + d'W_t = dH \quad (4.8)$$

$$T(dS - d_i S) + d'W_t = dH \quad (4.9)$$

Po podstawieniu $T = T_0 + (T - T_0)$ będzie

$$T_0(dS - d_i S) + (T - T_0)d_e S + d'W_t = dH \quad (4.10)$$

$$(T - T_0)d_e S = dH - T_0 dS - d'W_t + T_0 d_i S \quad (4.11)$$

lub

$$\frac{T - T_0}{T} d'Q = dH - T_0 dS - d'W_t + T_0 d_i S \quad (4.12)$$

Całka krzywoliniowa równania różniczkowego (4.12) po dowolnej krzywej (~) reprezentującej dowolną przemianę termodynamiczną między stanami (1,2) wyraża podstawowe równanie egzergii:

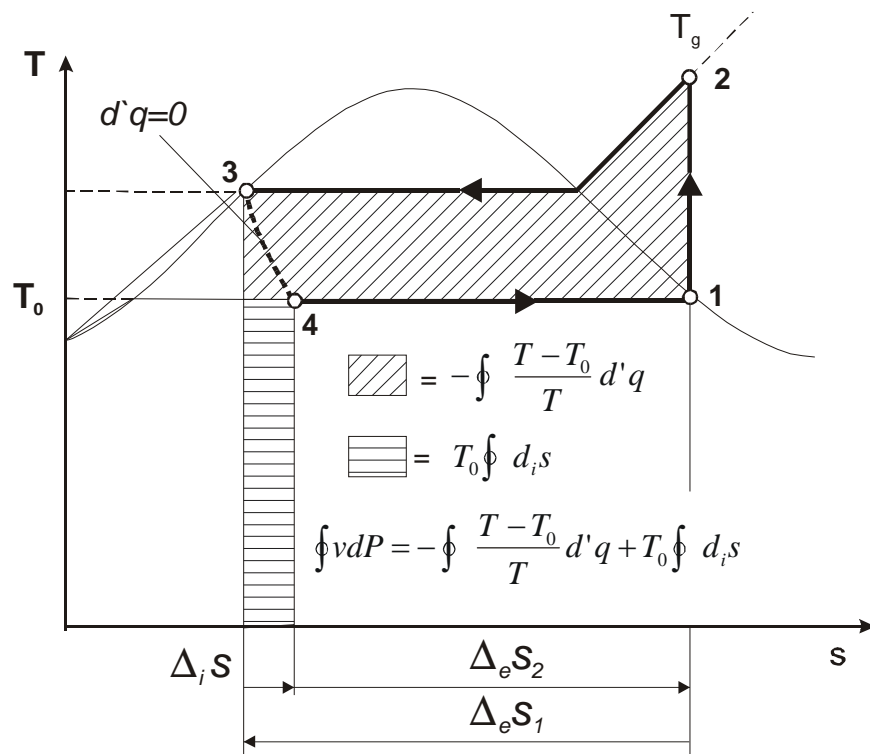
$$\int_{1-2} \frac{T - T_0}{T} d'Q = B_{t2} - B_{t1} - W_t + T_0 \Delta_i S \quad (4.13)$$

Z równania (4.13) wynika, że praca techniczna dowolnej przemiany jest równa przyrostowi egzergii ($B_{t2} - B_{t1}$) uwzględnionej o egzergetyczną wartość ciepła przyjętego lub przekazanego na zewnątrz i powiększonej o iloczyn temperatury T_0 i przyrost entropii czynnika spowodowanego wewnętrznymi przyczynami nieodwracalności.

Całkując równanie (4.12) po krzywej zamkniętej otrzymamy

$$W_{ob} = \oint d'W_t = - \oint \frac{T - T_0}{T} d'Q + T_0 \oint d_i S \quad (4.14)$$

Praca obiegu jest więc sumą algebraiczną egzergetycznych wartości dodatniego i ujemnego ciepła dla obiegu powiększonego o stratę egzergii czynnika obiegowego spowodowaną nieodwracalnością. Ostatnie równanie łatwo zilustrować na przykładzie nieodwracalnego obiegu pompy ciepła jak na rys. 4.1.



Rys. 4.1 Nieodwracalny obieg pompy ciepła

Nieodwracalność obiegu wynika z adiabatycznego procesu dławienia 3-4 obciążonego stratami wywołanymi wewnętrznymi przyczynami czynnika obiegowego, pozostałe procesy obiegu są quasi-statyczne.

4.2 Podstawowe równania różniczkowe egzergii typu równania Prigogine'a

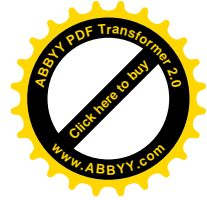
Równanie (4.12) przepisane w postaci uwzględniającej definicyjne równanie różniczkowe egzergii

$$dB_t = dH - T_0 dS \quad (4.15)$$

przyjmuje postać

$$dB_t = \frac{T - T_0}{T} d'Q + d'W_t - T_0 d_i S \quad (4.16)$$

i wskazuje, że różniczka egzergii (lewa strona) jest sumą wyrażen reprezentujących zewnętrzne działanie termiczne i mechaniczne oraz wyrażenia opisującego wewnętrzną zmianę egzergii spowodowaną przyczynami nieodwracalności. Oznaczając dwa pierwsze składniki prawej strony równania (4.16) przez $d_e B_t$, (ich suma stanowi różniczkę reprezentującą ogólne współdziałanie zewnętrzne) a ostatni przez $d_i B_t$ otrzy-



mamy

$$dB_t = d_e B_t + d_i B_t \quad (4.17)$$

Różniczki równania (4.17) spełniają następujące wartości całkowe

$$\oint dB_t = 0 \quad \oint d_e B_t \geq 0 \quad \oint d_e B_t \leq 0 \quad d_i B_t \leq 0 \quad (4.18)$$

które są kryterium jednoznaczności egzergii jako funkcji stanu. Różniczka reprezentująca zmiany egzergii z przyczyn wewnętrznych przyjmuje wartości

$$d_i B_t \leq 0 \quad (4.19)$$

przy czym nierówność jest spełniona przez procesy nieodwracalne, a znak równości byłby spełniony przez procesy odwracalne.

4.3 Sprawność egzergetyczna obiegu lewobieżnego

Analiza zmienności egzergii jako funkcji stanu czynnika z jej dodatnimi i ujemnymi przyrostami podczas realizacji obiegu wskutek termicznych i mechanicznych działań zewnętrznych oraz strat wynikających z przyczyn nieodwracalności procesów stanowią podstawę dedukcji pojęć sprawności egzergetycznych obiegów.

Zerowa wartość całki

$$\oint d_e B_t = 0 \quad (4.20)$$

której jawną postać przedstawia równanie

$$\oint d_e B_t = \oint \frac{T - T_0}{T} d'Q + \oint d'W_t = 0 \quad (4.21)$$

jest sprzężona z zerową wartością całki

$$\oint d_i B_t = -\oint T_0 d_i S \quad (4.22)$$

Zerowa wartość równania (4.21) oznacza, że przyrost egzergii spowodowany wewnętrznym działaniem termicznym jest równy przyrostowi egzergii spowodowanego wykonaniem pracy zewnętrznej.

Praca obiegu nieodwracalnego wynosi zgodnie z (4.14)

$$W_{ob} = \oint d'W_t = -\oint \frac{T - T_0}{T} d'Q + T_0 \oint d_i S \quad (4.23)$$

Sprawność egzergetyczną obiegu lewobieżnego będzie wyrażał stosunek bilansu zmian egzergii spowodowanych działaniem termicznym do bilansu zmian egzergii spowodowanych działaniem mechanicznym, czyli



$$\zeta_{ob.l} = \frac{-\oint \frac{T-T_0}{T} d'Q}{\oint d'W_t} = \frac{-\oint \frac{T-T_0}{T} d'Q}{-\oint \frac{T-T_0}{T} d'Q + T_0 \oint d_i S} \quad (4.24)$$

Sprawność egzergetyczna $\zeta_{ob.l}$ obiegu lewobieżnego (4.24) jest stosunkiem wielkości dodatnich i przyjmuje wartości liczbowe

$$\zeta_{ob.l} \leq 1 \quad (4.25)$$

sprawność $\zeta_{ob.l}$ osiąga wartość jeden dla obiegów odwracalnych, tj. takich, dla których całkowity przyrost entropii obiegu $\Delta_i S$ wywołany procesami nieodwracalnymi jest równy zero

$$\oint d_i S = 0 \quad (4.26)$$

Sprawność egzergetyczna ζ_{pc} pompy ciepła przydstawionej na rys. 4.1 wyraża się zależnością

$$\zeta_{pc} = \frac{-\oint (T-T_0) d_e S_1}{-\oint (T-T_0) d_e S_1 + T_0 \oint d_i S} \quad (4.27)$$

Odnosząc wielkości występujące w równaniu (4.27) do 1 kg czynnika obiegowego otrzymuje się

$$\zeta_{pc} = \frac{h_2 - h_3 - T_0(s_2 - s_3)}{h_2 - h_3 - T_0(s_2 - s_3) + T_0 \Delta_i s} \quad (4.28)$$

Bilans zmian egzergii spowodowany działaniem mechanicznym (praca obiegu W_{ob}) zawarty w mianowniku równania (4.27) jest powiększony w stosunku do licznika opisującego bilans zmian wywołanych działaniem termicznym o wartość $T_0 \Delta_i S$ spowodowaną nieodwracalnym dławieniem .



TERMODYNAMICZNE PODSTAWY POMP CIEPŁA

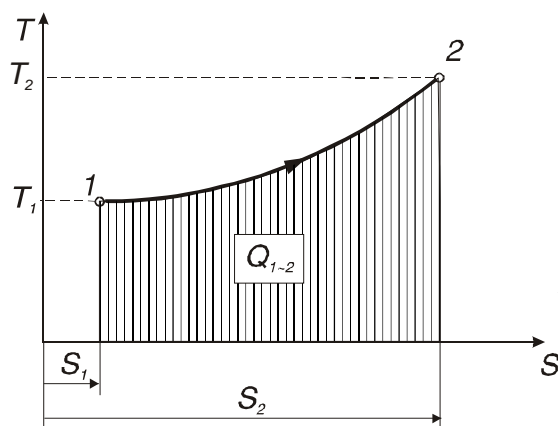
Pompy ciepła są obiegowymi urządzeniami termodynamicznymi, których celem jest ogrzewanie płynów (powietrza, wody) służących do tworzenia komfortu środowiska bytowego człowieka w okresie obniżonej temperatury otoczenia lub podgrzewania wody użytkowej niezależnie od temperatury zewnętrznej. Jednym z głównych kosztów realizacji zadania jest koszt pracy napędowej, stąd jej minimalizacja jest istotnym celem analizy opartej na zasadach termodynamiki.

5.1 Ciepło procesu

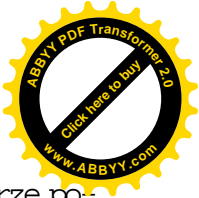
Funkcja stanu- entropia wraz z temperaturą pozwalają utworzyć układ współrzędnych T-S w którym pole pod daną krzywą reprezentującą proces termodynamiczny przedstawia ciepło procesu [29]. Całka równości (3.23) dla procesu odwracalnego

$$\int_{1 \sim 2} d'Q = Q_{1 \sim 2} = \int_{1 \sim 2} T dS \quad (5.1)$$

przedstawia pole pod daną krzywą jak na rys. 5.1



Rys.5.1 Ciepło procesu w układzie T-S [29]

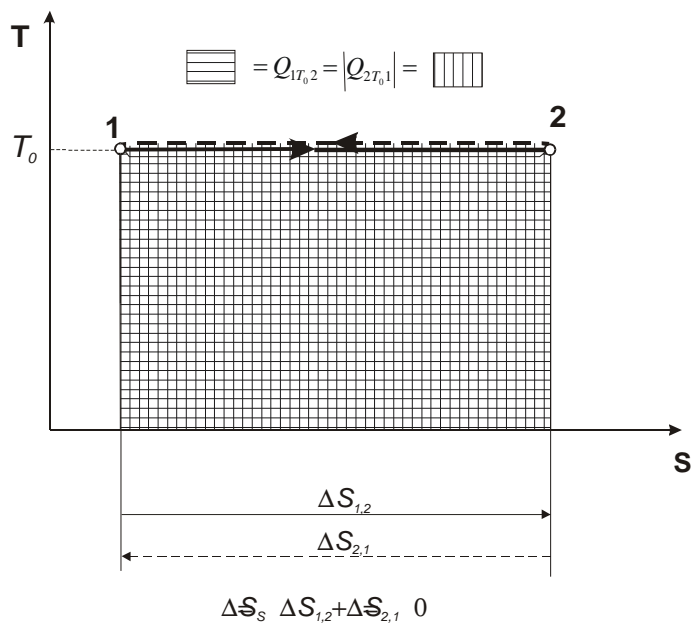


Krzywa 1-2 przedstawia proces przyjmowania ciepła przez ciało o temperaturze początkowej T_1 i entropii S_1 . Przyjmowanie ciepła $Q_{1\rightarrow 2}$ kończy się w stanie 2, gdzie ciało osiąga temperaturę T_2 i entropię S_2 .

5.2 Źródła ciepła

Źródła ciepła oddziałują termicznie z czynnikiem obiegowym w realizacji obiegu. Dla obiegów lewobieżnych dolnym źródłem ciepła jest to, które przekazuje ciepło do czynnika obiegowego. Suma przyjętego ciepła i wykonanej pracy zostaje przekazana następnie przez czynnik do źródła górnego.

Dla lewobieżnego obiegu pompy ciepła dolnym źródłem najczęściej jest otoczenie stanowiące izotermiczne źródło ciepła o temperaturze T_0 , którego przykład przedstawiono na rys. 5.2.



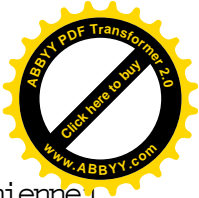
Rys. 5.2 Odwracalne przekazywanie ciepła do czynnika obiegowego przez izotermiczne źródło w procesie 1-2

W quasi-statycznym procesie 1-2 czynnik obiegowy przyjmuje z dolnego źródła ciepło $Q_{1T_0,2}$, którego wartość zgodnie z zasadą zachowania energii jest równa ciepłu $Q_{2T_0,1}$ jakie w trakcie procesu 2-1 dolne źródło przekazało do tego czynnika. Przyrost entropii systemu oddziałujących ciał ΔS_S wynosi zero, co charakteryzuje odwracalny proces przekazywania ciepła.

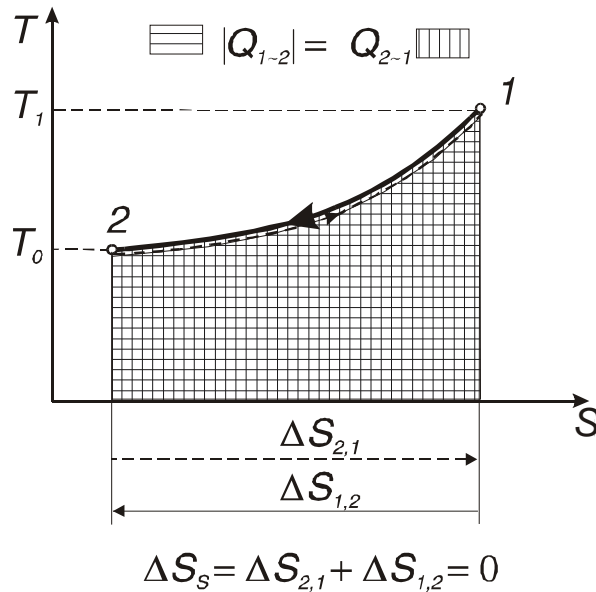
Zgodnie z równaniem (3.23) ciepło $Q_{1T_0,2}$ można zapisać w postaci

$$\int_{1T_0,2} d'Q = \int_{1T_0,2} T dS = T_0(S_2 - S_1) \quad (5.2)$$

Górne źródło ciepła (ogrzewana woda, powietrze), które odbiera ciepło od czynnika



obiegowego często jest źródłem, w którym proces ten realizuje się przy zmiennej temperaturze.



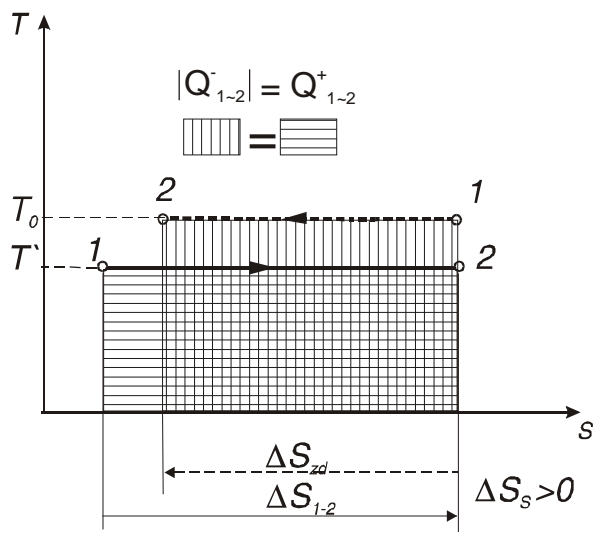
Rys. 5.3 Odwracalne przekazywanie ciepła przez czynnik obiegowy do źródła ciepła o zmiennej temperaturze

Jego quasi-statyczne oddziaływanie z czynnikiem obiegowym pokazano na rys. 5.3. Czynnik przekazuje ciepło do górnego źródła w odwracalnym procesie 1- 2, w którym obniża swoją temperaturę, osiągając w końcowym stanie (pkt 2) temperaturę otoczenia T_0 . Wartość ciepła Q_{1-2} przekazanego przez czynnik obiegowy można wyznaczyć korzystając z równania (3.23) i podobnie jak dla źródła izotemicznego wynosi ona

$$\int_{1-2} d'Q = \int_{1-2} TdS \quad (5.3)$$

Zerowa wartość przyrostu entropii systemu ΔS_s wskazuje na odwracalny charakter procesu.

Jeżeli w procesie przekazywania ciepła pomiędzy czynnikiem obiegowym, a źródłem ciepła występują opory cieplne i związane z nimi gradienty temperatury - proces taki jest procesem rzeczywistym z dodatnim przyrostem entropii systemu ΔS_s . W rzeczywistym procesie przekazywania ciepła temperatura T czynnika obiegowego przyjmującego ciepło musi być niższa od temperatury T_0 źródła ciepła. Proces ten przedstawiono na rys. 5.4



Rys.5.4 Rzeczywisty proces przekazywania ciepła do czynnika obiegowego

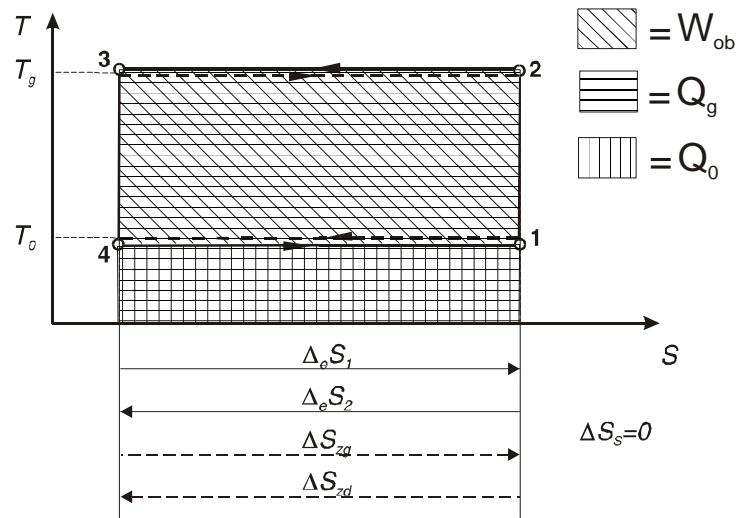
Nieodwracalne przekazywanie ciepła wywołuje przyrost entropii układu o wartość

$$\Delta S_s = \Delta S_{zd} + \Delta S_{1-2} > 0$$

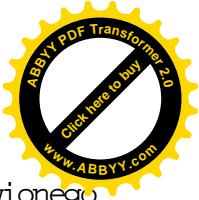
5.3 Idealne obiegi lewobieżne i ich efektywność

5.3.1 Obieg Carnota

Odwracalny obieg Carnota pompy ciepła realizuje swoje zadanie przy izotermicznym oddziaływaniu cieplnym czynnika obiegowego ze źródłami ciepła: dolnym o temperaturze T_0 oraz górnym o temperaturze T_g .



Rys.5.5 Odwracalny obieg Carnota



Zgodnie z pierwszą zasadą termodynamiki praca obiegu Carnota przedstawionego na rys. 5.5 wyraża się wzorem

$$W_{ob} = -Q_{ob} = -Q_g - Q_0 \quad (5.4)$$

Równanie (3.23) pozwala określić wartość ciepła Q_0 pobranego przez czynnik z otoczenia; oraz wartość ciepła Q_g przekazanego do źródła górnego za pomocą wyrażeń

$$Q_0 = \int_{4T_0,1} TdS = T_0(S_1 - S_4) \quad (5.5)$$

oraz

$$Q_g = \int_{2T_g,3} TdS = T_g(S_3 - S_2) \quad (5.6)$$

Ponieważ $(S_3 - S_2) = -(S_1 - S_4)$, to praca obiegu Carnota W_{ob} wyrazi się wzorem

$$W_{ob} = (T_g - T_0)(S_2 - S_3) \quad (5.7)$$

Efektywność odwracalnego obiegu Carnota ϵ_{pc} wyrażona stosunkiem bezwzględnej wartości ciepła Q_g I przekazanego do źródła górnego, do pracy obiegu W_{ob} przyjmie postać

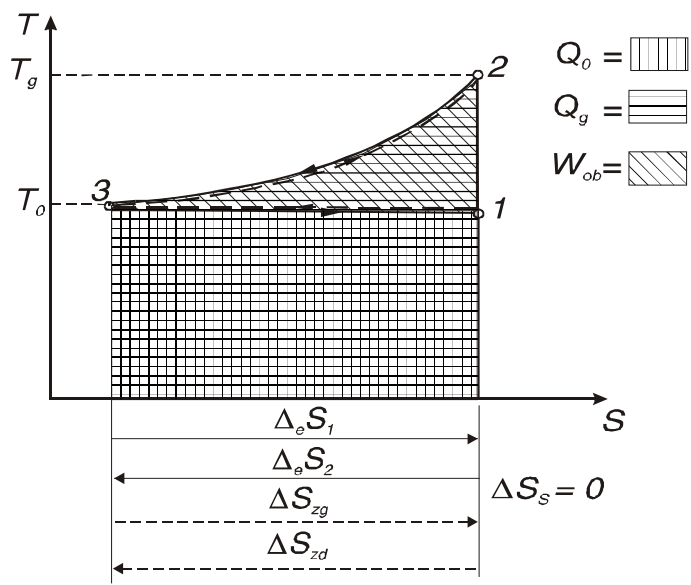
$$\epsilon_{pc} = \frac{|Q_g|}{W_{ob}} = \frac{T_g}{T_g - T_0} \quad (5.8)$$

a jej wartość jest funkcją bezwzględnych temperatur źródeł ciepła.

5.3.2 Obieg idealny pompy ciepła z nieizotermicznym górnym źródłem ciepła

Zmienna temperatura górnego źródła ciepła wymaga w konstrukcji obiegu idealnego odpowiedniego procesu przekazywania ciepła. Obieg taki wpisany pomiędzy procesy źródeł ciepła przedstawia rys. 5.6

Czynnik obiegowy w procesie 2~3, przekazywania ciepła Q_g do źródła górnego, obniża swoją temperaturę od wartości T_g do wartości T_0 w końcowym stanie przemiany. Efektywność tego obiegu wyraża stosunek wartości bezwzględnej ciepła Q_g przekazanego do górnego źródła, do pracy obiegu W_{ob}



Rys. 5.6 Idealny obieg pompy ciepła z nieizotermicznym górnym źródłem ciepła [29]

$$\varepsilon_{pc} = \frac{|Q_g|}{W_{ob}} \tag{5.9}$$

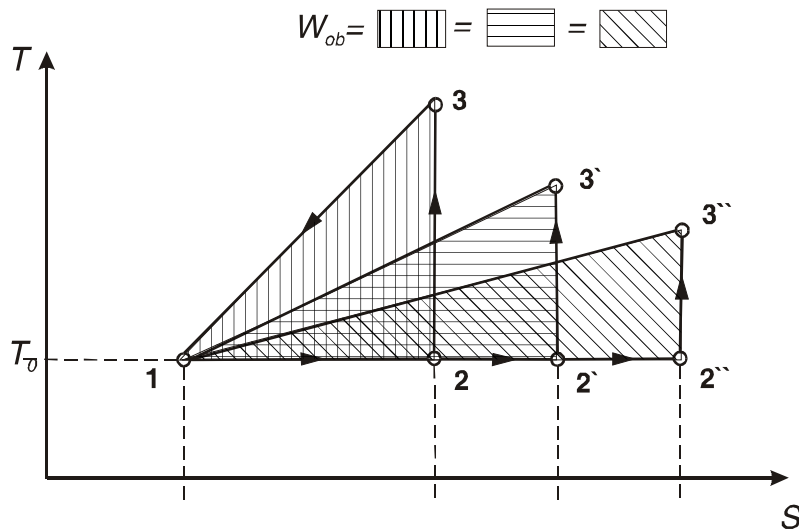
Efektywność obiegów pompy ciepła przyjmuje wartości większe od jedności, $\varepsilon_{pc} > 1$.

5.3.3 Efektywność obiegów pompy ciepła

Dla odwracalnych obiegów Carnota efektywność ε_{pc} jest funkcją temperatur źródeł ciepła zgodnie z zależnością (5.8). Wynika z niej bezpośrednio, że wartość efektywności ε_{pc} rośnie, jeśli temperatura T_g górnego źródła ciepła zbliża się do temperatury otoczenia T_0 (tj. do temperatury dolnego źródła ciepła)

$$\varepsilon_{pc} \rightarrow \infty \Leftrightarrow T_g \rightarrow T_0 \tag{5.10}$$

Analogicznie jest dla obiegów z nieizotermicznym górnym źródłem. Przedstawia to schematycznie rys. (5.7), na którym pokazano trzy obiegi pompy ciepła, których wartość pracy obiegu W_{ob} jest taka sama.



Rys. 5.7 Obiegi pomp ciepła o równej pracy W_{ob} [29]

Obieg 1-2''-3''-1, który przekazuje ciepło do górnego źródła przy najniższej temperaturze $T_{3''}$, ($T_{3''} < T_{3'} < T_3$) przyjmuje z dolnego źródła w procesie 1-2'' największą wartość ciepła $Q_{1,2''}^+$ ($Q_{1,2''}^+ > Q_{1,2'}^+ > Q_{1,2}^+$). Zgodnie z pierwszą zasadą termodynamiki

$$W_{ob} = -Q^- - Q^+ \tag{5.11}$$

przy równości prac wszystkich obiegow, daje to największą wartość bezwzględną ciepła $|Q^-|$ zgodnie z przekształceniem

$$-Q^- = Q^+ + W_{ob} \tag{5.12}$$

czyli, że największa bezwzględna wartość ciepła przekazanego przez czynnik obiegowy do górnego źródła w obiegu 1-2''-3''-1; $|Q_{3'',1}^-| > |Q_{3',1}^-| > |Q_{3,1}^-|$ jest efektem maksymalnego ciepła $Q_{1,2''}^+$ przyjętego z dolnego źródła, a nie największej pracy obiegu. Wskutek tego efektywność ϵ_{pc} obiegu 1-2''-3''-1 jest największa.



PROCESY NIEODWRACALNE W OBIEGU CARNOTA POMPY CIEPŁA

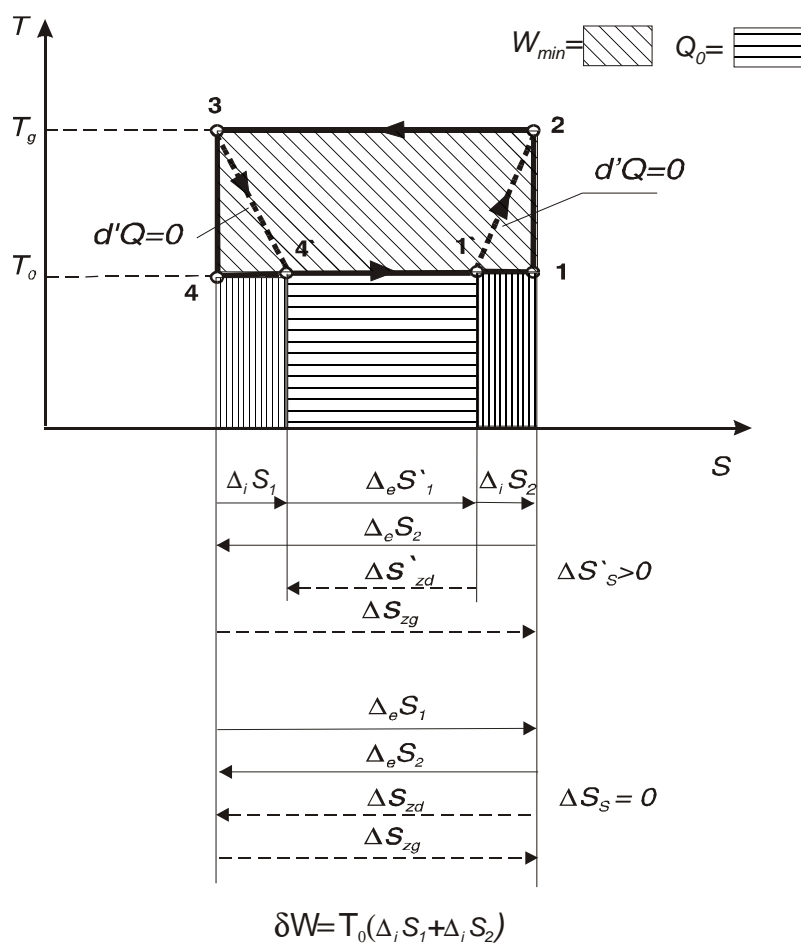
Analiza obiegów nieodwracalnych prowadzona w dalszych rozdziałach pracy oparta jest na podstawowych procesach rzeczywistych:

- sprężaniu i adiabaticznym dławieniu czynnika obiegowego
- oddziaływaniu cieplnym czynnika obiegowego z dolnym i górnym źródłem ciepła
- wewnętrznej regeneracji ciepła (doziębieniu)

Druga zasada termodynamiki wyrażona za pomocą całki Clausiusa umożliwia analizę efektywności i sprawności egzergetycznej obiegów rzeczywistych. Wykorzystuje się możliwość badania funkcji stanu - entropii, a w szczególności jej przyrostów wynikających zarówno z oddziaływań zewnętrznych czynnika obiegowego i źródeł ciepła, jak i wywołanych wewnętrznymi przyczynami nieodwracalności poszczególnych procesów. W ten sposób możliwe jest określanie strat pracy obiegów rzeczywistych wyrażając je liczbowo za pomocą relacji Gouy'a-Stodoli.

6.1 Rzeczywiste procesy dławienia i sprężania w obiegu Carnota

Obieg Carnota w którym odwracalne procesy izentropowego sprężania 1-2 i rozprężania 3-4 zastąpiono procesami rzeczywistymi 1'-2 oraz dławienia 3-4', przedstawiono na rys. 6.1. Nieodwracalne przemiany powodują tworzenie się w obiegu przyrostów entropii $\Delta_1 S_1$ oraz $\Delta_1 S_2$ tak, jak przedstawiono to na rys. 6.1. Wskutek tego ulega redukcji ilość ciepła Q_0 jaką czynnik obiegowy przyjmuje z dolnego źródła. A zatem, aby zrealizować cel obiegu niequasi-statycznego 1'-2-3-4'-1', który jest taki sam jak dla obiegu idealnego 1-2-3-4-1, należy wykonać dodatkową pracę δW , która powoduje obniżenie efektywności i sprawności egzergetyczną obiegu nieodwracalnego w stosunku do idealnego obiegu pompy ciepła.



Rys. 6.1 Nieodwracalne sprężanie i rozprężanie w obiegu pompy ciepła

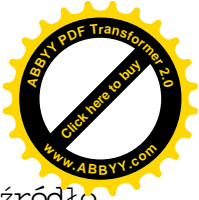
6.1.1 Efektywność pompy ciepła

Efektywność obiegu jest stosunkiem bezwzględnej wartości ciepła Q_g przekazanego do górnego źródła ciepła do pracy W_{ob} wykonanej do realizacji obiegu

$$\varepsilon_{pc} = \frac{|Q_g|}{W_{ob}} \quad (6.1)$$

Ciepło Q_g , które jest równe dla obu obiegów, przedstawia na rysunku 6.1 pole pod prostą procesu 2-3. Praca W_{ob} wykonana do realizacji obiegu zgodnie z (3.55) i (3.60) wyraża się wzorem

$$W_{ob} = -Q_{ob} = -(Q_1 + Q_0) = -Q_1 + T_0 \int_{2 \rightarrow 3} \frac{d'Q_1}{T} + T_0 \Delta S_s = W_{min} + T_0 \Delta S_s \quad (6.2)$$



Dla obiegów pomp ciepła przyjęto oznaczenie $Q_1 = Q_g$. Ponieważ górne źródło ciepła jest źródłem izotermicznym pracę obiegu można zapisać w postaci

$$W_{ob} = -Q_g + T_0 \frac{Q_g}{T_g} + T_0 \Delta S_S \quad (6.3)$$

W obiegu odwracalnym 1-2-3-4-1 przyrost entropii systemu ΔS_S jest równy zero, stąd jego praca jest pracą minimalną

$$W_{ob.ideal.} = W_{min} = -Q_g + T_0 \frac{Q_g}{T_g} \quad (6.4)$$

W obiegu nieodwracalnym 1'-2-3-4'-1' przyrost entropii systemu ΔS_S jest w końcowym efekcie równy sumie przyrostów entropii źródeł ciepła

$$\Delta S_S = \Delta S_{zd} + \Delta S_{zg} = \Delta_i S_1 + \Delta_i S_2 \quad (6.5)$$

Zgodnie z relacją Gouya-Stodoli przyrost pracy wynosi

$$\delta W = T_0 \Delta S_S = T_0 (\Delta_i S_1 + \Delta_i S_2) \quad (6.6)$$

i wyraża dodatkową pracę δW jaką należy wykonać dla obiegu, do jego realizacji. Praca ta jest niezbędna na pokrycie strat wynikających z nieodwracalności procesów sprężania i rozprężania. Całkowita praca obiegu nieodwracalnego wyraża się wzorem

$$W_{ob} = -Q_g + T_0 \int_{2 \rightarrow 3} \frac{d'Q_g}{T} + T_0 \Delta S_S = W_{min} + T_0 \Delta S_S = W_{min} + T_0 (\Delta_i S_1 + \Delta_i S_2)$$

$$W_{ob} = W_{min} + \delta W \quad (6.7)$$

stąd efektywności obiegów można wyrazić zależnością

$$\varepsilon_{pc.ideal} = \frac{|Q_g|}{W_{min}} > \varepsilon_{pc} = \frac{|Q_g|}{W_{min} + \delta W} \quad (6.8)$$

Przyrost pracy δW obiegu niequasi-statycznego obniża jego efektywność w stosunku do obiegu odwracalnego.



6.1.2 Sprawność egzergetyczna pompy ciepła

Zgodnie z definicją zawartą w rozdziale 4.3 sprawność egzergetyczna obiegu lewobieżnego ζ_{pc} jest stosunkiem bilansu zmian egzergii wywołanych działaniem termicznym do bilansu zmian egzergii spowodowanych działaniem mechanicznym (4.24)

$$\zeta_{pc} = \frac{-\oint \frac{T-T_0}{T} d'Q}{\oint d'W_t} = \frac{-\oint \frac{T-T_0}{T} d'Q}{-\oint \frac{T-T_0}{T} d'Q + T_0 \oint d_i S} \quad (6.9)$$

ζ_{pc} przyjmuje wartości dodatnie $\zeta_{pc} \leq 1$

Obieg idealny 1-2-3-4-1 charakteryzuje zerowy przyrost entropii systemu $\Delta S_s = 0$ i związana z tym maksymalna sprawność egzergetyczna

$$\zeta_{pc,ideal.} = \frac{-\oint \frac{T-T_0}{T} d'Q}{-\oint \frac{T-T_0}{T} d'Q + T_0 \oint d_i S} = \frac{-\oint \frac{T-T_0}{T} d'Q}{-\oint \frac{T-T_0}{T} d'Q} = \frac{-(T_g - T_0) \Delta_e S_2}{-(T_g - T_0) \Delta_e S_2} = 1 \quad (6.10)$$

Rzeczywisty obieg 1'-2-3-4'-1' przedstawiony na rys. 6.1 charakteryzuje sprawność egzergetyczna ζ_{pc} opisana wyrażeniem

$$\zeta_{pc} = \frac{-\oint \frac{T-T_0}{T} d'Q}{-\oint \frac{T-T_0}{T} d'Q + T_0 \oint d_i S} = \frac{-(T_g - T_0) \Delta_e S_2}{-(T_g - T_0) \Delta_e S_2 + T_0 (\Delta_i S_1 + \Delta_i S_2)} < 1 \quad (6.11)$$

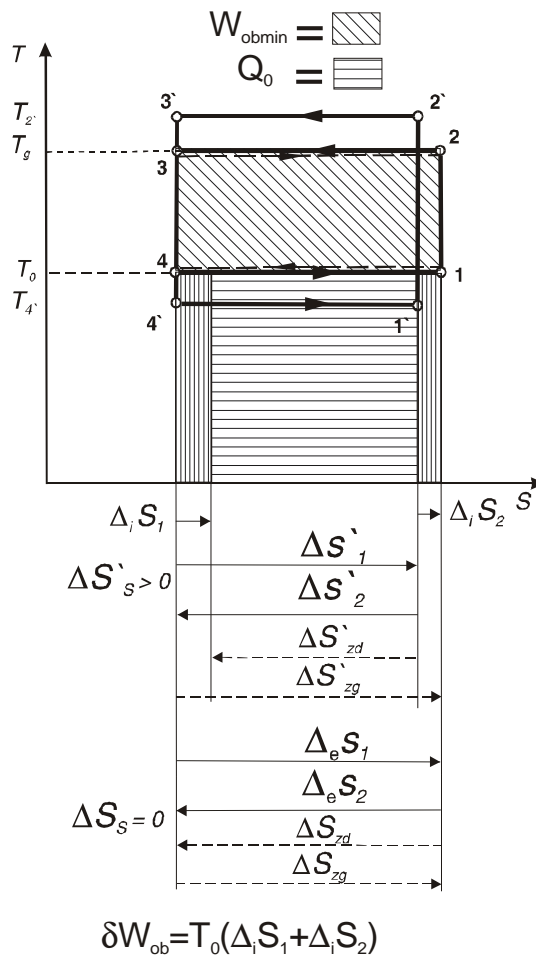
Zarówno licznik jak i mianownik są wyrażeniami dodatnimi. Licznik opisuje egzergetyczną wartość ciepła przekazaną przez czynnik obiegowy do górnego źródła ciepła, mianownik niezbędną pracę jaką należy wykonać do realizacji tego obiegu. Sprawność pompy ciepła jest mniejsza od 1 ($\zeta_{pc} < 1$), gdyż nieodwracalny obieg obciążony jest dodatkową pracą δW

$$\delta W = T_0 (\Delta_i S_1 + \Delta_i S_2) \quad (6.12)$$

wynikającą ze strat nieodwracalnych procesów sprężania i rozprężania, która powiększa mianownik wyrażenia na sprawność egzergetyczną obiegu.

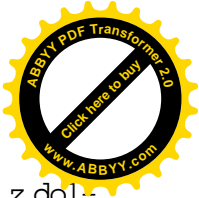
6.2 Rzeczywiste oddziaływanie termiczne czynnika obiegowego ze źródłami ciepła w obiegu Carnota pompy ciepła

Termiczne współdziałanie (przekazywanie ciepła) jest jednym z najbardziej powszechnych procesów nieodwracalnych. Kontakt ciał o różnych temperaturach i związany z tym proces przekazywania ciepła wywołuje odpowiednie dodatnie przyrosty entropii, co wiąże się ze wzrostem pracy jaką należy wykonać dla realizacji obiegu pompy ciepła.



Rys. 6.2 Nieodwracalne oddziaływanie termiczne pomiędzy czynnikiem obiegowym i źródłami ciepła.

Na rys.6.2 przedstawiono dwa obiegi Carnota : idealny 1-2-3-4-1, który charakteryzuje się pracą minimalną W_{min} , oraz obieg 1'-2'-3'-4'-1' w którym procesy oddziaływania cieplnego pomiędzy czynnikiem obiegowym a źródłami ciepła (dolnym i górnym) są nieodwracalne. Obiegi realizują ten sam cel, jakim jest przekazanie ciepła Q_g przez czynnik obiegowy do górnego źródła.



W obiegu niestatycznym czynnik roboczy o temperaturze T_4 , przyjmuje ciepło z dolnego źródła, którego temperatura T_0 aby proces rzeczywisty mógł być zrealizowany, jest wyższa od temperatury czynnika obiegowego $T_0 > T_4$. Ciepło przyjęte przez czynnik obiegowy przedstawia pole pod procesem 4'-1', a jego przyrost entropii wynosi ΔS_1 . Ujemny przyrost entropii dolnego źródła wynosi ΔS_{zd} . Opór cieplny i związany z nim gradient temperatury $T_0 - T_4$, powodują powstanie w tym procesie przyrostu entropii $\Delta_i S_1$. Analogicznie tworzy się przyrost entropii $\Delta_i S_2$ wskutek nieodwracalnego przekazywania ciepła do górnego źródła. Czynnik obiegowy o temperaturze T_2 , przekazuje ciepło zawarte pod prostą 2'-3' do źródła ciepła o temperaturze T_g , ($T_2 > T_g$) które przyjmuje podczas przemiany 3-2. Przekazywanie ciepła przy różnicy temperatury $T_2 - T_g$ wiąże się z powstaniem różnicy pomiędzy bezwzględną wartością przyrostów entropii źródła górnego i czynnika obiegowego $|\Delta S_2| < \Delta S_{zg}$. Wynikiem tego jest powstanie przyrostu entropii $\Delta_i S_2$ związanego z procesem nieodwracalnym.

6.2.1 Efektywność obiegu.

Efektywność obiegu jest stosunkiem bezwzględnej wartości ciepła Q_g przekazanego do górnego źródła ciepła do pracy W_{ob} wykonanej do jego realizacji

$$\varepsilon_{pc} = \frac{|Q_g|}{W_{ob}} \quad (6.13)$$

Ciepło Q_g dla obiegu idealnego 1-2-3-4-1 przedstawia na rys. 6.2 pole pod przemianą 2-3, jest ono równe co do wartości ciepłu Q_g przekazanemu przez czynnik roboczy w procesie 2'-3' jaki zachodzi w obiegu nieodwracalnym 1'-2'-3'-4'-1'.

Praca obiegu W_{ob} zgodnie z (3.55) i (3.60) opisana jest zależnością

$$W_{ob} = -Q_g + T_0 \int_{2 \rightarrow 3} \frac{d'Q_g}{T} + T_0 \Delta S_S \quad (6.14)$$

która dla izotermicznego górnego źródła ciepła $T=T_g = \text{const}$, zgodnie z (3.56), przyjmie postać

$$W_{ob} = W_{\min} + T_0 \Delta S_S = -Q_g + T_0 \frac{Q_g}{T_g} + T_0 \Delta S_S \quad (6.15)$$

Dla obiegu idealnego 1-2-3-4-1 dla którego $\Delta S_S = 0$, praca obiegu jest pracą minimalną

$$W_{ob,ideal.} = W_{\min} \quad (6.16)$$

Dla obiegu nieodwracalnego 1'-2'-3'-4'-1' przyrost entropii systemu ΔS_S zgodnie z (3.42) jest sumą przyrostów entropii powstających wskutek realizacji procesów nie-



odwracalnych

$$\Delta S_S = \Delta_i S_1 + \Delta_i S_2 \quad (6.17)$$

Stąd praca obiegu W_{ob} wyraża się zależnością

$$W_{ob} = -Q_g + T_0 \frac{Q_g}{T_g} + T_0 (\Delta_i S_1 + \Delta_i S_2)$$

$$W_{ob} = W_{min} + \delta W \quad (6.18)$$

gdzie dodatkowa praca obiegu δW wynikająca z jego niequasi-statycznych procesów wynosi

$$\delta W = T_0 (\Delta_i S_1 + \Delta_i S_2) \quad (6.19)$$

Powiększa ona niezbędną pracę W_{min} jaką należy wykonać do realizacji obiegu, którego celem jest przekazanie ciepła Q_g do górnego źródła. Efektywności obu obie-
gów można wyrazić zależnością

$$\varepsilon_{pc.ideal} = \frac{|Q_g|}{W_{min}} > \varepsilon_{pc} = \frac{|Q_g|}{W_{min} + \delta W} \quad (6.20)$$

Wzrost pracy napędowej obiegu nieodwracalnego zmniejsza jego efektywność ε_{pc} w stosunku do efektywności obiegu idealnego .

6.2.2 Sprawność egzergetyczna

Określona zależnością (4.29) sprawność egzergetyczna ζ_{pc} obiegu lewobież-
nego dla pompy ciepła przedstawionej na rys. 6.2 będzie miała postać

$$\zeta_{pc} = \frac{-\oint \frac{T-T_0}{T} d'Q}{\oint d'W_t} = \frac{-\oint \frac{T-T_0}{T} d'Q}{-\oint \frac{T-T_0}{T} d'Q + T_0 \oint d_i S} \quad (6.21)$$

Obieg idealny 1-2-3-4-1 charakteryzuje zerowy przyrost entropii systemu $\Delta S_S = 0$ i związana z tym maksymalna sprawność egzergetyczna

$$\zeta_{pc.ideal.} = \frac{-\oint \frac{T-T_0}{T} d'Q}{-\oint \frac{T-T_0}{T} d'Q + T_0 \oint d_i S} = \frac{-\oint \frac{T-T_0}{T} d'Q}{-\oint \frac{T-T_0}{T} d'Q} = \frac{-(T_g - T_0) \Delta_e S_2}{-(T_g - T_0) \Delta_e S_2} = 1 \quad (6.22)$$

Rzeczywisty obieg 1`-2-3-4`-1` przedstawiony na rys. 6.2 charakteryzuje



sprawność egzergetyczna ζ_{pc} opisana wyrażeniem

$$\zeta_{pc} = \frac{-\int \frac{T - T_0}{T} d'Q}{-\int \frac{T - T_0}{T} d'Q + T_0 \int d_i S}$$

$$\text{czyli} \quad \zeta_{pc} = \frac{-(T_g - T_0)(S_3 - S_2)}{-(T_g - T_0)(S_3 - S_2) + T_0(\Delta_i S_1 + \Delta_i S_2)} < 1 \quad (6.23)$$

Różnica entropii $S_3 - S_2$ określa zewnętrzne termiczne oddziaływanie czynnika obiegowego z górnym źródłem ciepła według modelu przyjętego na rys.6.2. Zarówno licznik jak i mianownik wyrażenia są liczbami dodatnimi stąd wprowadzenie do mianownika iloczynu temperatury otoczenia T_0 i sumy przyrostów entropii $\Delta_i S > 0$ związanych ze stratami procesów nieodwracalnych powiększa wartość tego mianownika, zmniejszając jednocześnie sprawność egzergetyczną obiegu ζ_{pc} .

6.3 Wewnętrzna regeneracja ciepła (doziębienie) w obiegu Carnota

Proces doziębienia to przekazywanie ciepła przez czynnik obiegowy strony wysokiego ciśnienia obiegu do czynnika znajdującego się po stronie niskiego ciśnienia w parowaczu, tak jak pokazano na rys.6.3. Proces przeprowadza się w specjalnie do tego przeznaczonym wymienniku ciepła. W obiegach rzeczywistych proces doziębienia 2'-2 kończy się w stanie 3, gdzie rozpoczyna się proces rozprężania. Na rys.6.3 pokazano doziębienie tak, aby łatwiej przedstawić odpowiednie przyrosty entropii i pracy obiegu.

Idealny obieg 1-2-3-4-1 bez doziębienia przekazuje ciepło Q_g do górnego źródła w procesie 2-3. Wszystkie przemiany są quasi-statyczne, stąd przyrost entropii systemu wynosi zero $-\Delta S_g = 0$. Praca obiegu jest pracą minimalną W_{min} . W obiegu 1'-2'-3-4-1'-1' wprowadzono nieodwracalny proces doziębienia. Obieg ten realizuje to samo zadanie co obieg idealny przekazując do górnego źródła ciepło Q_g . Proces doziębienia polega na niequasi-statycznym przekazywaniu w przemianie

2'-2 ciepła do czynnika obiegowego o temperaturze T_0 , który przyjmuje je w procesie 1'-1'. Proces przekazywania ciepła jest realizowany przy różnicy temperatur $T_g - T_0$. Wskutek wprowadzenia nieodwracalnego doziębienia tworzy się przyrost entropii $\Delta_i S_1$, którego matematycznym wyrazem jest bilans entropii systemu ΔS_g , wyrażony jako suma przyrostów entropii źródła górnego ΔS_{zg} i dolnego ΔS_{zd} . Bilans ten jest większy od zera

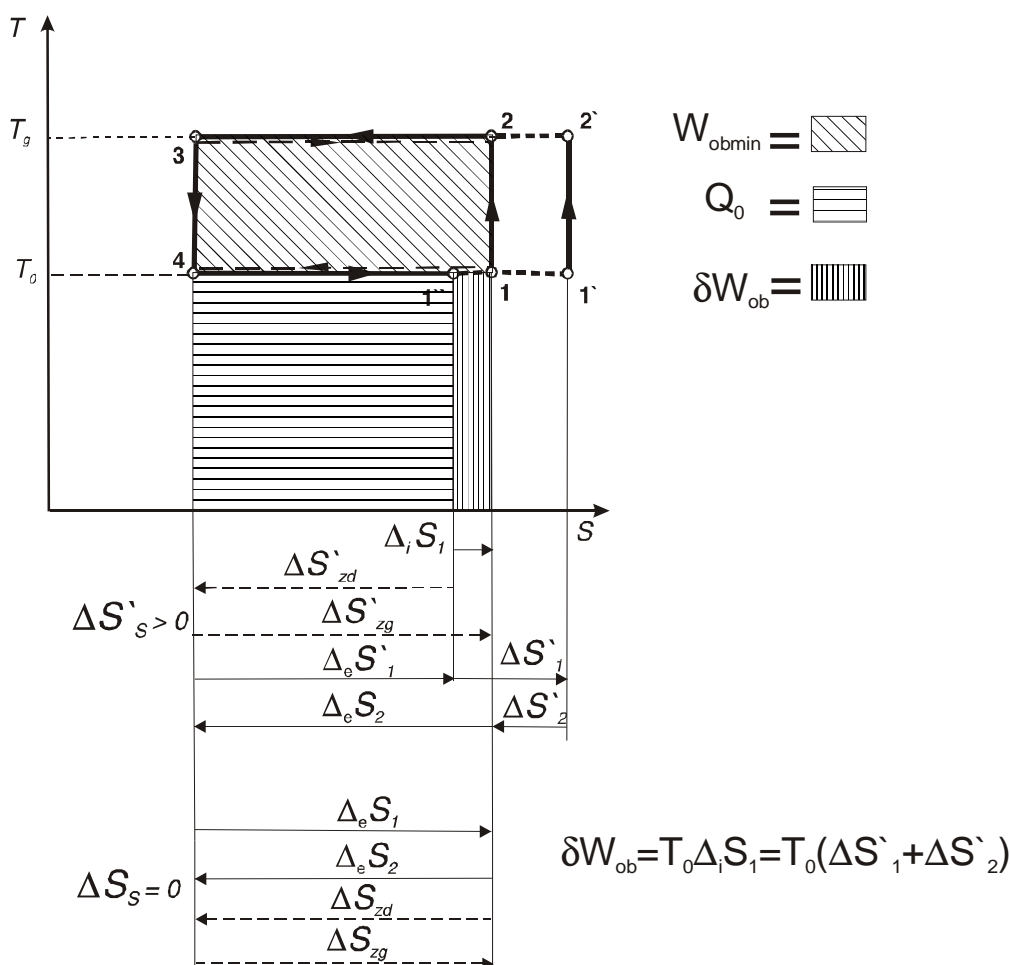
$$\Delta S_g = \Delta S_{zd} + \Delta S_{zg} \quad (6.24)$$



oraz

$$\Delta S_S = \Delta_i S$$

(6.25)



Rys. 6.3 Wewnętrzna regeneracja ciepła w obiegu Carnota

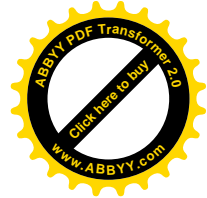
Spowodowany został przyrostem entropii nieodwracalnego procesu przekazywania ciepła. Prowadzi to do wzrostu o δW pracy obiegu z doziębieniem w stosunku do obiegu odwrotnego.

6.3.1 Efektywność obiegu z doziębieniem

Oba obiegi: obieg idealny 1-2-3-4-1 oraz nieodwracalny 1'-2'-2-3-4-1''-1'-1' przekazują do górnego źródła ciepło Q_g o tej samej wartości w procesie 2-3. Pracę obiegów określa zgodnie z (3.55) i (3.56) zależność

$$W_{ob} = -Q_{ob} = -(Q_1 + Q_0) = -Q_1 + T_0 \int_{2 \rightarrow 3} \frac{d'Q_1}{T} + T_0 \Delta S_S = W_{min} + T_0 \Delta S_S \quad (6.26)$$

która dla izotermicznych obiegów Carnota przyjmie postać



$$W_{ob} = W_{min} + T_0 \Delta S_s = -Q_g + T_0 \frac{Q_g}{T_g} + T_0 \Delta S_s \quad (6.27)$$

Obieg odwracalny 1-2-3-4-1 charakteryzuje się zerowym przyrostem entropii systemu $\Delta S_s = 0$, a jego praca jest pracą minimalną

$$W_{ob.ideal.} = W_{min} = -Q_g + T_0 \frac{Q_g}{T_g} \quad (6.28)$$

Większy od zera ($\Delta S_s > 0$) przyrost entropii systemu obiegu 1-2-3-4-1-1-1 powoduje wzrost jego pracy napędowej w stosunku do obiegu odwracalnego o dodatkową pracę δW wyrażoną, zgodnie z relacją Gouya-Stodoli, wzorem

$$\delta W = T_0 \Delta S_s = T_0 \Delta_i S_1 \quad (6.29)$$

Praca obiegu nieodwracalnego W_{ob} wynosi

$$W_{ob} = -Q_g + T_0 \frac{Q_g}{T_g} + T_0 \Delta_i S_1 = W_{min} + \delta W \quad (6.30)$$

Niezbędna do realizacji obiegu nieodwracalnego z doziębieniem dodatkowa praca δW obniża jego efektywność

$$\varepsilon_{pc.ideal} = \frac{|Q_g|}{W_{min}} > \varepsilon_{pc} = \frac{|Q_g|}{W_{min} + \delta W} \quad (6.31)$$

która jest niższa od efektywności obiegu idealnego.

6.3.2 Sprawność egzergetyczna obiegu z doziębieniem

Obieg idealny 1-2-3-4-1 charakteryzuje zerowy przyrost entropii systemu $\Delta S_s = 0$ i związana z tym maksymalna sprawność egzergetyczna

$$\zeta_{pc.ideal.} = \frac{-\int \frac{T-T_0}{T} d'Q}{-\int \frac{T-T_0}{T} d'Q + T_0 \int d_i S} = \frac{-\int \frac{T-T_0}{T} d'Q}{-\int \frac{T-T_0}{T} d'Q} = \frac{-(T_g - T_0) \Delta_e S_2}{-(T_g - T_0) \Delta_e S_2} = 1 \quad (6.32)$$

Obieg z doziębieniem 1-2-3-4-1-1 ma $\zeta_{pc} < 1$, wskutek przyrostu pracy δW , która powiększa mianownik tj. bilans zmian egzergii spowodowany działaniem mechanicznym



$$\zeta_{pc} = \frac{-\oint \frac{T-T_0}{T} d'Q}{-\oint \frac{T-T_0}{T} d'Q + T_0 \oint d_i S} = \frac{-(T_g - T_0) \Delta_e S_2}{-(T_g - T_0) \Delta_e S_2 + T_0 \Delta_i S_1} < 1 \quad (6.33)$$

Doziębienie wprowadzone do obiegu idealnego 1-2-3-4-1 jako proces nieodwracalny (tj. przekazywanie ciepła przy różnicy temperatur większej od zera) powoduje wzrost pracy napędowej obiegu i tym samym spadek sprawności egzergetycznej ζ_{pc} poniżej wartości $\zeta_{pc}=1$.

6.4 Wnioski

1. Każdy niezależny proces nieodwracalny powoduje przyrost entropii $\Delta_i S$, której konsekwencją jest dodatkowa praca δW jaką należy wykonać dla realizacji obiegu.
2. Dodatni przyrost entropii czynnika obiegowego spowodowany wewnętrznymi przyczynami nieodwracalności jest sumą przyrostów entropii $\Delta_i S_i$ poszczególnych procesów nieodwracalnych.
3. Uogólnieniem przyrostu entropii czynnika obiegowego (który opisuje bezwzględna wartość całki Clausiusa N) jest przyrost entropii ΔS_s systemu, uwzględniający przyczyny nieodwracalności w źródłach ciepła (tarcie, opory cieplne). Relacja Gouya-Stodoli opisuje straty pracy wynikające z nieodwracalności procesów wszystkich ciał oddziaływających.
4. Procesy, które powiększają przyrost entropii systemu (obiegu i oddziaływających z nim źródeł ciepła) obniżają jego efektywność i sprawność egzergetyczną.



MODYFIKACJA PROCESAMI NIEODWRACALNYMIOBIEGU RANKINE`A POMPY CIEPŁA

W rozdziale przeprowadzono szczegółowe obliczenia efektywności i sprawności egzergetycznej obiegów pomp ciepła, które zmieniają się wskutek modyfikacji kolejnymi nieodwracalnymi procesami. Poszczególne modyfikacje nie wpływają na wartość ciepła q_g , przekazywanego przez czynnik obiegowy do górnego źródła ciepła, które z założenia ma tę samą wartość dla wszystkich obiegów. Umożliwia to konstrukcję różnorodnych obiegów nieodwracalnych realizujących to samo zadanie i dokonywanie liczbowych porównań ich efektywności i sprawności egzergetycznych.

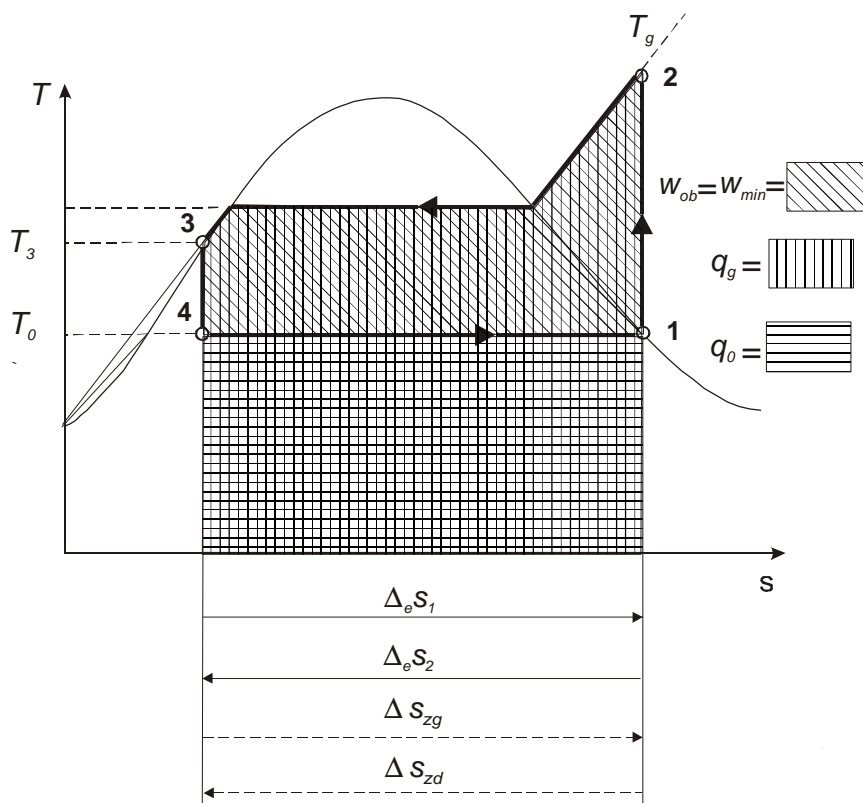
Wszystkie symbole wielkości termodynamicznych w dalszych obliczeniach odnoszą do 1 kg czynnika roboczego krążącego w obiegu lewobieżnym, są wielkościami właściwymi i oznaczane są małymi literami.

Obliczenia oparto na wartościach liczbowych parametrów czynnika obiegowego (amoniaku NH_3) w poszczególnych stanach, które otrzymano korzystając z programu COOLPACK VERSION 1,42 2000 opracowanego przez Departament of Mechanical Engineering Technical University of Denmark.

7.1 Obieg Rankine`a

Jako obieg odniesienia przyjęto odwracalny obieg Rankine`a przedstawiony na rys.7.1. Czynnikiem obiegowym jest amoniak NH_3 .

Czynnik obiegowy przyjmuje izobarycznie ciepło właściwe q_0 z dolnego źródła o temperaturze $T_0 = 278,15 \text{ K}$ ($5 \text{ }^\circ\text{C}$) w procesie 4-1. Suma ciepła q_0 i pracy właściwej wykonanej dla obiegu w_{ob} jest następnie w postaci ciepła q_g przekazywana również izobarycznie do źródła górnego (przemiana 2-3). Temperatura kondensacji wynosi $T_g = 353,15 \text{ K}$. W obiegu czynnik obiegowy jest dochładzany do temperatury $T_3 = 323,15 \text{ K}$. Bilans przyrostu entropii systemu (czynnika obiegowego i źródeł ciepła) wynosi zero ; $\Delta S_g = 0$. Wszystkie procesy obiegu są procesami odwracalnymi.



Rys. 7.1 Odwracalny obieg Rankine`a

Wartości liczbowe parametrów poszczególnych punktów obiegu wynoszą:

pkt	1	$T_0 = T_1 = 278,15 \text{ K}$	$s_1 = 5,551 \text{ kJ/kgK}$	$h_1 = 1465,79 \text{ kJ/kg}$
	2	$T_2 = 443,79 \text{ K}$	$s_2 = 5,551 \text{ kJ/kgK}$	$h_2 = 1795,86 \text{ kJ/kg}$
	3	$T_3 = 323,15 \text{ K}$	$s_3 = 1,780 \text{ kJ/kgK}$	$h_3 = 434,82 \text{ kJ/kg}$
	4	$T_0 = T_4 = 278,15 \text{ K}$	$s_4 = 1,780 \text{ kJ/kgK}$	$h_4 = 417,09 \text{ kJ/kg}$

Ciśnienie parowania czynnika obiegowego w procesie 4-1 wynosi $P_1 = 515,76 \text{ kPa}$. Ciśnienie kondensacji w procesie 2-3 ma wartość $P_2 = 4139,74 \text{ kPa}$. T_0 jest temperaturą otoczenia (dolnego źródła ciepła).

7.1.1 Efektywność obiegu Rankine`a

Przedstawiony na rys.7.1 obieg pompy ciepła przekazuje do górnego źródła ciepło q_g w procesie 2-3. Jego bezwzględna wartość wynosi

$$|q_g| = -|h_3 - h_2| = 1795,86 - 434,82 = 1361,04 \text{ kJ/kg} \quad (7.1)$$

Praca obiegu w_{ob} jaką należy dostarczyć do obiegu w celu realizacji jego zadania



wyraża się zgodnie z (3.55) i (3.60) zależnościami

$$w_{ob} = -(q_g + q_0) = -q_g + T_0 \int_{2\curvearrowright 3} \frac{d'q_g}{T_g} + T_0 \Delta s_s \quad (7.2)$$

Ponieważ przyrost entropii systemu wynosi zero; $\Delta s_s = 0$ - obieg nie ma procesów nieodwracalnych

$$\Delta s_s = \Delta s_{zd} + \Delta s_{zg} = 0 \quad (7.3)$$

to praca obiegu w_{ob} zgodnie z (3.56) będzie pracą minimalną $w_{ob} = w_{min}$ o wartości

$$w_{min} = -q_g + T_0 \int_{2\curvearrowright 3} \frac{d'q_g}{T_g} = -q_g + T_0 (s_3 - s_2)$$

$$w_{ob} = w_{min} = -q_g + (h_4 - h_1)$$

$$w_{ob} = w_{min} = 1361,04 + (434,82 - 1465,79) = 312,34 \text{ kJ/kg} \quad (7.4)$$

Stąd efektywność obiegu odwracalnego $\varepsilon_{pc.ideal.}$ wynosi

$$\varepsilon_{pc.ideal.} = \frac{|q_g|}{w_{min}} = \frac{1361,04}{312,34} = 4,358 \quad (7.5)$$

Efektywność $\varepsilon_{pc.ideal.}$ osiąga wartością maksymalną i stanowi podstawę do porównań efektywności wszystkich obiegów modyfikowanych procesami nieodwracalnymi i analizowanych w tym rozdziale, a obliczona wartość pracy minimalnej w_{min} będzie wykorzystywana do obliczania pracy tych obiegów.

7.1.2 Sprawność egzergetyczna obiegu Rankine`a

Sprawność egzergetyczna ζ_{pc} dla obiegu Rankine`a z rys.7.1, zgodnie z (4.24) wynosi

$$\zeta_{pc} = \frac{-\oint \frac{T - T_0}{T} d'q}{-\oint \frac{T - T_0}{T} d'q + T_0 \oint d_i s} \quad (7.6)$$

licznik przedstawiający bilans zmian egzergii spowodowany działaniem termicznym ma postać



$$-\oint \frac{T - T_0}{T} d'q = - \int_{2,3} (T - T_0) d_e s = h_2 - h_3 + (h_4 - h_1)$$

$$-\oint \frac{T - T_0}{T} d'q = 1795,86 - 434,82 - 1465,79 + 417,09 = 312,34 \text{ kJ/kg} \quad (7.7)$$

i jest równy bilansowi zmian wskutek działania mechanicznego tj. pracy obiegu wyrażonej w mianowniku wyrażenia (7.6) ($\Delta_1 s = 0$ - nie ma przyrostów entropii w obiegu wywołanych procesami nieodwracalnymi)

$$w_{ob} = \oint d'w_t = - \oint \frac{T - T_0}{T} d'q + T_0 \oint d_i s$$

$$w_{ob} = \oint d'w_t = - \int_{2,3} (T - T_0) d_e s = h_2 - h_3 + (h_4 - h_1) = 312,34 \text{ kJ/kg} \quad (7.8)$$

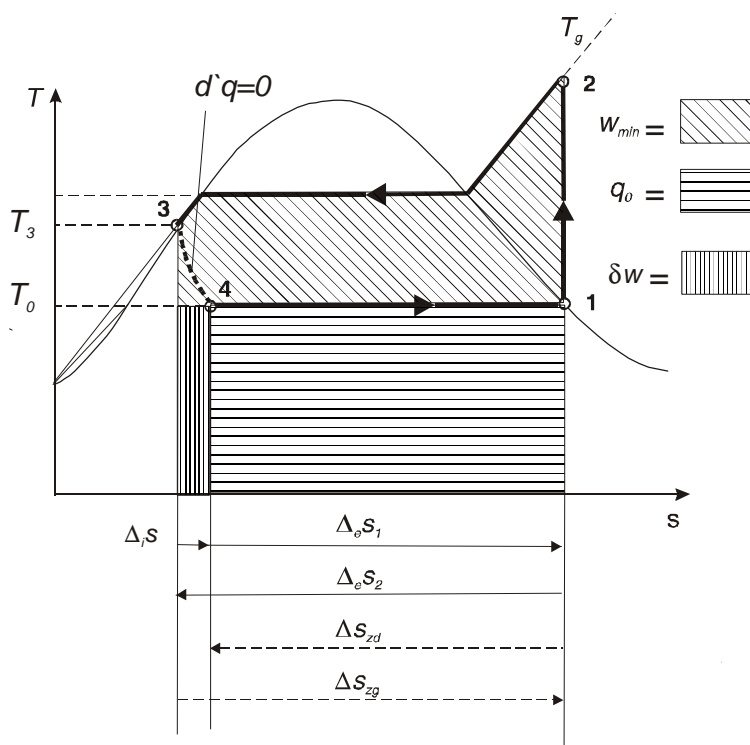
Sprawność egzergetyczna obiegu $\zeta_{pc.ideal}$ jest sprawnością obiegu idealnego i wynosi $\zeta_{pc.ideal} = 1$

$$\zeta_{pc.ideal} = \frac{312,34}{312,34} = 1 \quad (7.9)$$

Obliczony bilans zmian egzergii spowodowany działaniem termicznym (procesem przekazywania ciepła q_y do górnego źródła), który wyraża licznik sprawności egzergetycznej (7.6) ma wartość 312,34 kJ/kg. Jest to wartość stała dla wszystkich modyfikowanych procesami nieodwracalnymi obiegów analizowanych w tym rozdziale.

7.2 Obieg Lindego

Wprowadzając do idealnego obiegu Rankine'a proces adiabatycznego dławienia w miejsce odwracalnego rozprężania czynnika obiegowego, tworzy się obieg Lindego. Przemiana przebiega przy stałej entalpii $h_3 = h_4$, gdyż w procesie dławienia czynnik nie wykonuje pracy. Jest ona przemianą dwufazową (parowo-cieczową), której towarzyszy zmiana wartości parametrów termodynamicznych wzdłuż drogi przepływu, spowodowana oddziaływaniem sił tarcia. Strata ciśnienia wywołana oporami przepływu jest zjawiskiem nieodwracalnym [17]. To niekorzystne zjawisko jest świadomie wykorzystywane ze względów technologicznych. Proces adiabatycznego dławienia charakteryzuje się przyrostem entropii $\Delta_1 s$ wywołanym wewnętrznymi przyczynami nieodwracalności. Obieg Lindego przedstawiono na rys. 7.2



Rys.7.2 Modelowy obieg Lindego pompy ciepła z quasi -statycznymi procesami przekazywania ciepła

Obieg Lindego pompy ciepła realizuje taki sam cel co obieg Rankine'a, mianowicie do górnego źródła czynnik roboczy przekazuje w procesie 2-3 ciepło $q_y = -1361,04 \text{ kJ/kg}$.

7.2.1 Efektywność obiegu Lindego

Ciepło q_y przekazane do górnego źródła przez obieg Rankine'a wynosi $q_y = -1361,04 \text{ kJ/kg}$ i taką samą wartość ma dla obiegu Lindego. Praca obiegu Rankine'a jest pracą minimalną i ma wartość $w_{\min} = 312,34 \text{ kJ/kg}$. W stosunku do pracy obiegu Rankine'a praca obiegu Lindego wzrośnie zgodnie z relacją Gouya-Stodoli o wartość δW określoną wyrażeniem

$$\delta W = T_0 \Delta S_s \tag{7.10}$$

Zgodnie z oznaczeniami przedstawionymi na rys. 7.2 wartość dodatkowej pracy jaką należy wykonać w realizacji obiegu wskutek nieodwracalnego procesu dławienia wyniesie

$$\delta w = T_0 (s_4 - s_3) \tag{7.11}$$

Entropię s_4 stanu 4 obiegu Lindego odczytano z wykresu, korzystając z założenia, że stan 4 ma entalpię stanu 3 (dławienie jest adiabatyczne) i temperaturę dolnego



źródła ciepła:

$h_4 = h_3 = 434,82 \text{ kJ/kg}$ oraz $T_4 = T_1 = 278,15 \text{ }^\circ\text{K}$, stąd entropia stanu 4:

$s_4 = 1,844 \text{ kJ/kgK}$

Przyrost pracy δw ma wartość

$$\delta w = T_0(s_4 - s_3) = T_0\Delta s_s = 278,15(1,844 - 1,78) = 278,15 * 0,064 = 17,8 \text{ kJ/kg} \quad (7.12)$$

a całkowita praca obiegu w_{ob} wynosi

$$w_{ob} = w_{min} + \delta w = 312,34 + 17,8 = 330,14 \text{ kJ/kg} \quad (7.13)$$

Praca obiegu Lindego w_{ob} wskutek strat wywołanych nieodwracalnym dławieniem jest większa od pracy minimalnej w_{min} obiegu Rankine'a.

Efektywność ϵ_{pc} nieodwracalnego obiegu Lindego pompy ciepła, jako stosunek bezwzględnej wartości ciepła q_g przekazanego do górnego źródła do pracy w_{ob} , wyniesie

$$\epsilon_{pc} = \frac{|q_g|}{w_{ob}} = \frac{1361,04}{330,14} = 4,123 \quad (7.14)$$

i jest niższa od efektywności obiegu Rankine'a

$$\epsilon_{pc,ideal.} = \frac{|q_g|}{w_{min}} = 4,358 > \epsilon_{pc} = \frac{|q_g|}{w_{ob}} = 4,123 \quad (7.15)$$

o wartość bezwzględną $\Delta\epsilon I = 0,235$.

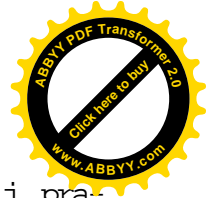
7.2.2 Sprawność egzergetyczna obiegu Lindego

Sprawność egzergetyczną ζ_{pc} obiegu Lindego obliczono wykorzystując wcześniej uzyskaną wartość bilansu zmian egzergii wywołanych działaniem termicznym w obiegu Rankine'a (7.7), która jak zaznaczono wcześniej będzie wspólna dla wszystkich obiegu analizowanych w tym rozdziale

$$-\oint \frac{T - T_0}{T} d'q = -\int_{2,3} (T - T_0) d_e s = 312,34 \text{ kJ/kg}$$

Stąd sprawność egzergetyczna ζ_{pc} obiegu Lindego wynosi

$$\zeta_{pc} = \frac{-\oint \frac{T - T_0}{T} d'q}{\oint d'w_t} = \frac{-\int_{2,3} (T - T_0) d_e s}{w_{ob}} = \frac{312,34}{330,14} = 0,946 \quad (7.16)$$



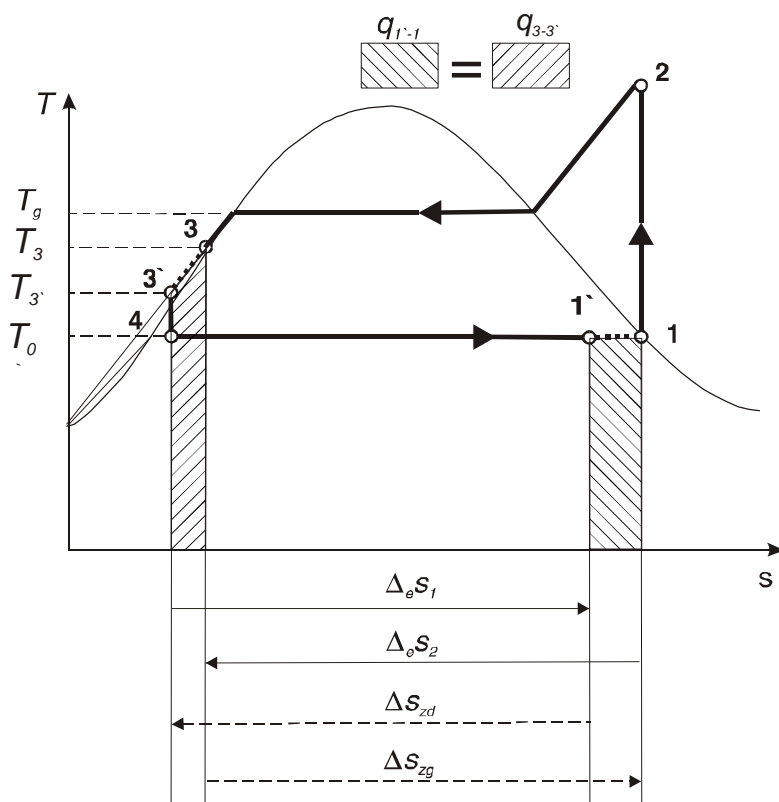
Mianownik jest bilansem zmian energii wywołany działaniem mechanicznym tj. pracą w_{ob} obiegu Lindego (7.13). Adiabaticzne dławienie powoduje obniżenie sprawności energetycznej ζ_{pc} obiegu, która jest niższa od sprawności odwracalnego obiegu Rankine'a

$$\zeta_{pc,ideal.} = 1 > \zeta_{pc} = 0,946 \quad (7.17)$$

o wartość bezwzględną $|\Delta\zeta| = 0,054$.

7.3 Obieg z regeneracją wewnętrzną ciepła (doziębieniem)

Do obiegu Rankine'a (rys.7.1) wprowadzono nieodwracalny proces doziębienia czynnika przed rozprężaniem. Czynnik obiegowy w procesie 3-3' przekazuje ciepło do czynnika znajdującego się na wyjściu z parowacza, który w tej przemianie nieodwracalnej (zachodzącej przy gradiencie temperatury większym od zera) przyjmuje ciepło 1'-1. Obieg pokazano na rys.7.3



Rys.7.3 Obieg pompy z regeneracją wewnętrzną ciepła

Do szczegółowych obliczeń przyjęto, że proces doziębienia czynnika kończy się w punkcie $T_3 = 303,15 \text{ }^\circ\text{K}$. W wyniku wprowadzenia nieodwracalnego procesu w obiegu powstaje przyrost entropii systemu $\Delta S_s > 0$ określony zależnością



$$\Delta S_S = \Delta S_{zd} + \Delta S_{zg} \quad (7.18)$$

Wartości liczbowe parametrów czynnika obiegowego dodatkowo wprowadzonych stanów wynoszą:

$$\text{pkt } 3 \quad T_{3'} = 303,15 \text{ K} \quad s_{3'} = 1,479 \text{ kJ/kgK} \quad h_{3'} = 339,01 \text{ kJ/kg}$$

Dla pkt 1` entalpię czynnika oblicza się z zależności

$$h_{1'} = h_1 - (h_3 - h_{3'}) = 1465,79 - (434,82 - 339,01) = 1369,98 \text{ kJ/kg} \quad (7.19)$$

Stąd punkt 1` obiegu (rys.7.3) ma następujące wartości parametrów czynnika obiegowego:

$$T_{1'} = 278,15 \text{ K} \quad s_{1'} = 5,021 \text{ kJ/kgK} \quad h_{1'} = 1369,98 \text{ kJ/kg}$$

7.3.1 Efektywność obiegu z regeneracją wewnętrzną czynnika obiegowego

Dla obiegu przedstawionego na rys.7.3 ciepło q_y przekazywane do górnego źródła w procesie 2-3 ma dokładnie tą samą wartość jak w obiegu Rankine`a $q_y = -1361,04 \text{ kJ/kg}$. Inna jest jednak praca obiegu w_{ob} która powiększa się w stosunku do pracy minimalnej w_{min} obiegu Rankine`a wskutek nieodwracalnego przekazywania ciepła przez czynnik w procesie 3-3`. Proces ten powoduje powstanie przyrostu entropii czynnika obiegowego, którego wartość bezwzględną N określa całka Clausiusa

$$\oint \frac{d'q}{T} + N = \int_{2,3} \frac{d'q}{T} + \int_{3,2} \frac{d'q}{T_0} + N$$

$$N = -\Delta_e S_2 - \Delta_e S_1 = -(s_3 - s_2) - (s_{1'} - s_{3'})$$

$$N = -(1,78 - 5,551) - (5,021 - 1,479) = 0,229 \text{ kJ/kg} \quad (7.20)$$

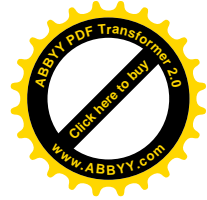
Zgodnie z (3.59) przyrost pracy obiegu δw jaki należy dodatkowo wykonać dla jego realizacji wskutek strat nieodwracalności występujących wewnątrz czynnika obiegowego wynosi

$$\delta w = T_0 N = 278,15 * 0,229 = 63,696 \text{ kJ/kg} \quad (7.21)$$

a całkowita praca obiegu w_{ob} wyniesie

$$w_{ob} = w_{min} + \delta w = 312,34 + 63,696 = 376,036 \text{ kJ/kg} \quad (7.22)$$

Stosunek bezwzględnej wartości ciepła q_y przekazanego do górnego źródła do pracy obiegu w_{ob} , który określa efektywność obiegu pompy ciepła ma wartość



$$\varepsilon_{pc} = \frac{|q_g|}{w_{ob}} = \frac{1361,04}{376,036} = 3,619 \quad (7.23)$$

Efektywność tego obiegu jest niższa od odwracalnego obiegu Rankine'a realizującego to samo zadanie przekazywania do górnego źródła ciepła q_g

$$\varepsilon_{pc.ideal.} = \frac{|q_g|}{w_{min}} = 4,358 > \varepsilon_{pc} = \frac{|q_g|}{w_{ob}} = 3,619 \quad (7.24)$$

o wartość bezwzględną $|\Delta\varepsilon| = 0,739$

7.3.2 Sprawność egzergetyczna obiegu pompy ciepła z regeneracją wewnętrzną

Stosunek obliczonego dla obiegu Rankine'a bilansu zmian egzergii spowodowanego działaniem termicznym do pracy w_{ob} obiegu (7.22) z regeneracją wewnętrzną, która jest jednocześnie bilansem zmian egzergii wywołany działaniem mechanicznym, określa sprawność egzergetyczną ζ_{pc} obiegu przedstawionego na rys.7.3

$$\zeta_{pc} = \frac{\oint \frac{T-T_0}{T} d'Q - \int (T-T_0) d_e s}{\oint d'W_t} = \frac{2,3}{w_{ob}} = \frac{312,34}{376,036} = 0,831 \quad (7.25)$$

Sprawność ta jest mniejsza od 1 ($\zeta_{pc} < 1$) wskutek strat wywołanych procesem nieodwracalnego przekazywania ciepła

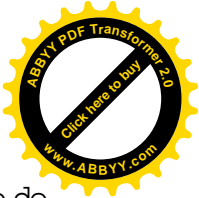
$$\zeta_{pc.ideal.} = 1 > \zeta_{pc} = 0,831 \quad (7.26)$$

o wartość bezwzględną $|\Delta\zeta| = 0,169$.

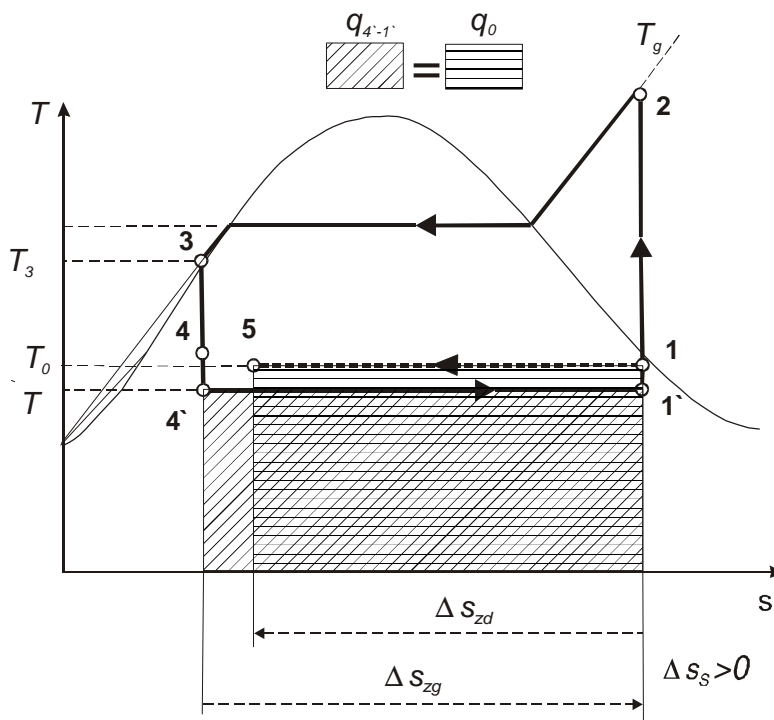
7.4 Obieg z nieodwracalnymi procesami oddziaływania termicznego pomiędzy czynnikiem obiegowym a źródłami ciepła

Rzeczywiste procesy termiczne pomiędzy czynnikiem obiegowym i źródłami ciepła: górnym i dolnym, odbywają się przy określonym różnym od zera gradiencie temperatury. Zgodnie z tym, co opisano w rozdziale 6.2 wskutek wywoływanych przez nie strat, zachodzi konieczność wykonania dla realizacji obiegu dodatkowej pracy δW , która jest efektem tworzenia się przyrostów entropii wywołanych procesami nieodwracalnymi.

Na rys. 7.4 przedstawiono obieg, w którym strata pracy obiegu powstaje w wyniku nieodwracalnego przekazywania ciepła z dolnego źródła do czynnika obie-



gowego. Dolne źródło ciepła o temperaturze $T_0 = 278,15$ K przekazuje ciepło do



Rys.7.4 Nieodwracalne przyjmowanie ciepła przez czynnik obiegowy

amoniaku o temperaturze $T = 273,15$ K. Występujący gradient temperatury $T_0 - T > 0$ wywołuje przyrost entropii $\Delta_i s$ zgodnie z zależnością

$$\Delta_i s = \Delta s_s = \Delta s_{zd} + \Delta s_{zg} = s_2 - s_3 + (s_5 - s_1)$$

Ponieważ $s_1 = s_2$, to

$$\Delta_i s = s_5 - s_3 \tag{7.27}$$

Entropia czynnika s_3 w stanie 3 zachowuje tę samą wartość jak dla obiegu Rankine'a. Do obliczenia przyrostu entropii $\Delta_i s$ należy wyznaczyć entropię stanu 5 w którym kończy się proces przekazywania ciepła do czynnika obiegowego z dolnego źródła. Ponieważ ilość ciepła przekazanego przez dolne źródło w procesie 1-5 jest równa co do bezwzględnej wartości ciepłu przyjętemu przez amoniak w przemianie 4'-1' entropię stanu 5 można obliczyć z zależności (rys.7.4 oraz parametry stanu obiegu Rankine'a rozdz.7.1)

$$T_0(s_1 - s_5) = T(s_1 - s_3)$$



$$s_5 = \frac{T_0 s_1 - T(s_1 - s_3)}{T_0}$$

$$s_5 = \frac{278,15 * 5,551 - 273,15(5,551 - 1,78)}{278,15} = 1,848 \text{ kJ/kg} \quad (7.28)$$

stad przyrost entropii $\Delta_i s$ wywołany niequasi-statycznym procesem wynosi

$$\Delta_i s = s_5 - s_3 = 1,848 - 1,78 = 0,068 \text{ kJ/kg} \quad (7.29)$$

Ponieważ przyrost ten jest jedynym w obiegu, jest on równocześnie przyrostem entropii całego systemu oddziaływających ciał Δs_s .

7.4.1 Efektywność obiegu pompy ciepła.

Podobnie jak w rozpatrywanych wcześniej obiegach ciepło q_g przekazywane do górnego źródła w procesie 2-3 jest równe ciepłu q_g obliczonemu dla obiegu Rankine'a i wynosi $q_g = -1361,04 \text{ kJ/kg}$.

Zgodnie z relacją Gouya-Stodoli przyrost pracy obiegu δw związany z nieodwracalnym charakterem procesu przekazywania ciepła z dolnego źródła do czynnika obiegowego wynosi

$$\delta w = T_0 \Delta s_s = T_0 \Delta_i s$$

$$\delta w = 278,15 * 0,068 = 18,91 \text{ kJ/kg} \quad (7.30)$$

Całkowita praca obiegu jest sumą pracy minimalnej odwracalnego obiegu Rankine'a oraz przyrostu wywołanego procesem nieodwracalnym

$$w_{ob} = w_{min} + \delta w = 312,34 + 18,91 = 331,25 \text{ kJ/kg} \quad (7.31)$$

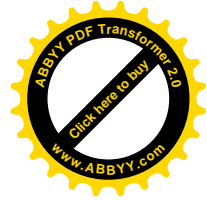
Efektywność obiegu ϵ_{pc} ma wartość

$$\epsilon_{pc} = \frac{|q_g|}{w_{ob}} = \frac{1361,04}{331,25} = 4,109 \quad (7.32)$$

i jest niższa od efektywności $\epsilon_{pc,ideal.}$ obiegu Rankine'a

$$\epsilon_{pc,ideal.} = \frac{|q_g|}{w_{min}} = 4,358 > \epsilon_{pc} = \frac{|q_g|}{w_{ob}} = 4,109 \quad (7.33)$$

o wartość bezwzględną $|\Delta \epsilon| = 0,249$.



7.4.2 Sprawność egzergetyczna

Sprawność egzergetyczna obiegu ζ_{pc} określona jest wzorem

$$\zeta_{pc} = \frac{-\oint \frac{T-T_0}{T} d'Q}{\oint d'W_t} = \frac{-\int_{2,3} (T-T_0) d_e s}{w_{ob}} \quad (7.34)$$

Licznik tej zależności wyraża przyrost egzergii wywołany działaniem termicznym (przekazywaniem ciepła do górnego źródła) i ma tę samą wartość, która została obliczona dla obiegu Rankine'a

$$-\oint \frac{T-T_0}{T} d'q = -\int_{2,3} (T-T_0) d_e s = 312,34 \text{ kJ/kg} \quad (7.35)$$

Mianownik reprezentuje przyrost egzergii spowodowany wykonaniem pracy zewnętrznej, który można zapisać w postaci

$$w_{ob} = w_{min} + \delta w = 331,25 \text{ kJ/kg} \quad (7.36)$$

Stąd sprawność egzergetyczna obiegu wynosi

$$\zeta_{pc} = \frac{312,34}{331,25} = 0,943 \quad (7.37)$$

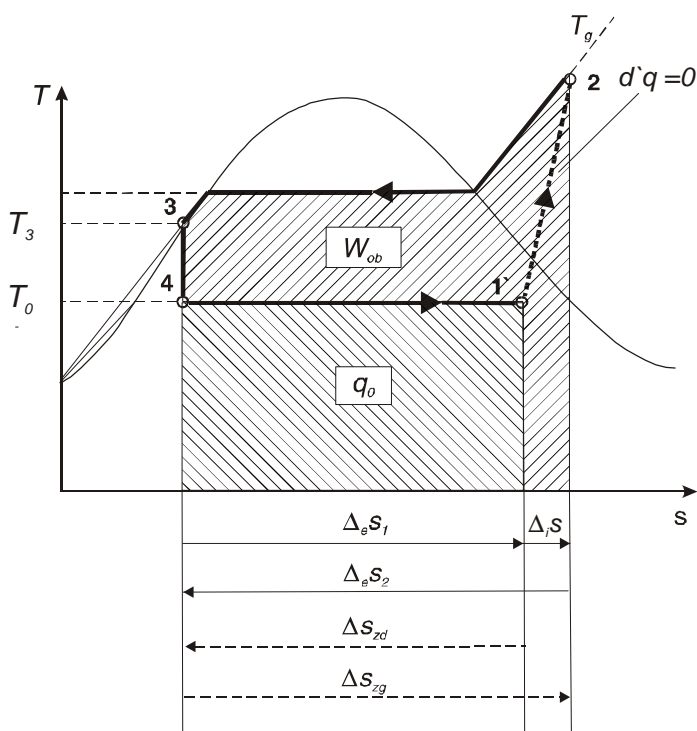
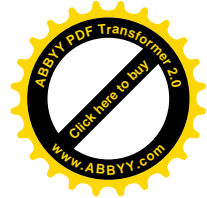
i jest niższa niż odwracalnego obiegu Rankine'a

$$\zeta_{pc.ideal.} = 1 > \zeta_{pc} = 0,943 \quad (7.38)$$

o wartość bezwzględną $|\Delta\zeta| = 0,057$.

7.5 Pompa ciepła z nieodwracalnym procesem sprężania

Rzeczywisty proces sprężania czynnika obiegowego także obarczony jest stratami pracy wywołanymi wewnętrznymi przyczynami nieodwracalności, których efektem jest powstawanie w obiegu przyrostu entropii $\Delta_i s$. Na rys.7.5 przedstawiono obieg w którym odwracalne, izentropowe sprężanie obiegu Rankine'a zastąpiono rzeczywistym sprężaniem adiabatycznym 2-3 z występującymi w nim oporami wewnętrznymi. Wszystkie stany obiegu za wyjątkiem stanu 1' - początku sprężania, odpowiadają wartościom obiegu Rankine'a z rys.7.1. Również ciepło przekazywane przez czynnik do górnego źródła $q_g = -1361,04 \text{ kJ/kg}$ jest równe ciepłu obiegu odwracalnego. Do szczegółowych obliczeń przyjęto, że początek adiabatycznego sprężania 1' rozpoczyna się w punkcie o entropii $s_{1'} = 5,3 \text{ kJ/kg}$



Rys.7.5 Nieodwracalne sprężanie w obiegu pompy ciepła

7.5.1 Efektywność obiegu pompy ciepła z nieodwracalnym sprężaniem

Czynnik roboczy w procesie 2-3 (rys.7.5) przekazuje do górnego źródła ciepło takie same jak w obiegu Rankine'a; $q_g = -1361,04 \text{ kJ/kg}$. Obieg pompy ciepła przedstawiony na rys. 7.5 charakteryzuje się większą pracą w_{ob} jaką należy wykonać do jego realizacji w stosunku do pracy w_{min} obiegu idealnego. Do jej określenia wykorzystano całkę Clausiusa, której bezwzględna wartość N dla tego obiegu wynosi

$$N = -\oint \frac{d'q}{T} = -\left(\int_{2,3} d_e s + \int_{4,1} d_e s \right)$$

$$N = -(s_3 - s_2) - (s_1 - s_3) = s_2 - s_1 = 5,551 - 5,3 = 0,251 \text{ kJ/kg} \quad (7.39)$$

Iloczyn temperatury otoczenia T_0 i przyrostu entropii systemu, który dla tego obiegu równa się bezwzględnej wartości całki Clausiusa wyraża zgodnie z (3.59) przyrost pracy obiegu δw wywołany nieodwracalnością procesu

$$\delta w = T_0 N = 278,15 * 0,251 = 69,82 \text{ kJ/kg} \quad (7.40)$$



Całkowita wartość pracy w_{ob} obiegu przedstawionego na rys.7.5 równa jest sumie pracy minimalnej w_{min} i przyrostu pracy δw

$$w_{ob} = w_{min} + \delta w = 312,34 + 69,82 = 382,16 \text{ kJ/kg} \quad (7.41)$$

Efektywność obiegu ϵ_{pc} wynosi

$$\epsilon_{pc} = \frac{|q_g|}{w_{ob}} = \frac{1361,04}{382,16} = 3,561 \quad (7.42)$$

i jest niższa od efektywności odwracalnego obiegu Rankine'a

$$\epsilon_{pc.ideal.} = \frac{|q_g|}{w_{min}} = 4,358 > \epsilon_{pc} = \frac{|q_g|}{w_{ob}} = 3,561 \quad (7.43)$$

o wartość bezwzględną $|\Delta \epsilon| = 0,797$.

7.5.2 Sprawność egzergetyczna obiegu

Stały dla wszystkich rozpatrywanych obiegu bilans zmian egzergii wywołany działaniem termicznym wynosi

$$-\oint \frac{T - T_0}{T} d'q = -\int_{2,3} (T - T_0) d_e s = 312,34 \text{ kJ/kg} \quad (7.44)$$

Bilans zmian egzergii od działań mechanicznych dla obiegu przedstawionego na rys.7.5 jest równy pracy obiegu w_{ob}

$$\oint d'w_t = -\oint \frac{T - T_0}{T} d'q + T_0 \oint d_i s = w_{ob} = 382,16 \text{ kJ/kg} \quad (7.45)$$

Sprawność egzergetyczna ζ_{pc} tego obiegu

$$\zeta_{pc} = \frac{-\oint \frac{T - T_0}{T} d'Q}{\oint d'W_t} = \frac{-\int_{2,3} (T - T_0) d_e s}{w_{ob}} = \frac{312,34}{382,16} = 0,817 \quad (7.46)$$

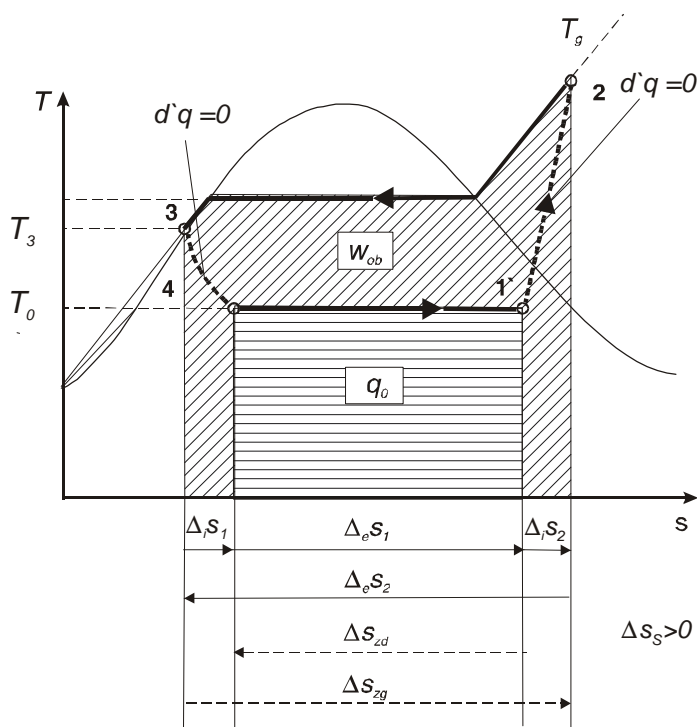
a zatem dla obiegu z nieodwracalnym procesem sprężania jest niższa od sprawności odwracalnego obiegu Rankine'a

$$\zeta_{pc.ideal.} = 1 > \zeta_{pc} = 0,817 \quad (7.47)$$

o wartość bezwzględną $|\Delta \zeta| = 0,283$.

7.6 Bilans strat pracy obiegu pompy ciepła z dwoma procesami nieodwracalnymi

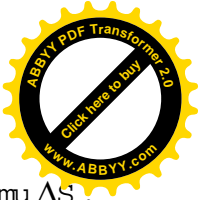
Do analizy przyrostów entropii $\Delta_i s$, efektywności ϵ_{pc} i sprawności egzergetycznej obiegu ζ_{pc} w którym są co najmniej dwa procesy nieodwracalne skonstruowano obieg przedstawiony na rys.7.6. Wykorzystano w nim przeanalizowane w rozdziale 7.2 oraz 7.5 procesy nieodwracalnego dławienia (proces 3-4 na rys.7.2) i adiabatycznego sprężania (proces 1'-2 na rys.7.5), które jednocześnie występują w obiegu pompy ciepła przedstawionej na rys. 7.6. Każdy z tych procesów powiększa niezależnie od drugiego przyrost entropii systemu Δs_s . Do analizy wykorzystano obliczenia zawarte w rozdziałach 7.2 i 7.5, gdyż obieg z dwoma procesami nieodwracalnymi zbudowany jest na tym samym idealnym obiegu Rankine'a. Parametry poszczególnych stanów czynnika obiegowego pompy ciepła odpowiadają właściwym stanom obiegów Lindego (rozdz. 7.2) i obiegu z adiabatycznym sprężaniem rzeczywistym (rozdz. 7.5)



Rys.7.6 Nieodwracalne sprężanie i dławienie w obiegu pompy ciepła

pkt	1'	$T_{1'} = 278,15 \text{ K}$	$s_{1'} = 5,3 \text{ kJ/kgK}$	
	2	$T_2 = 170,64 \text{ K}$	$s_2 = 5,551 \text{ kJ/kgK}$	$h_2 = 1795,86 \text{ kJ/kg}$
	3	$T_3 = 323,15 \text{ K}$	$s_3 = 1,78 \text{ kJ/kgK}$	$h_3 = 434,82 \text{ kJ/kg}$
	4	$T_4 = 278,15 \text{ K}$	$s_4 = 1,844 \text{ kJ/kgK}$	$h_4 = 434,82 \text{ kJ/kg}$

W celu wyznaczenia przyrostu pracy δw obiegu wywołanego niestatyczny-



mi procesami sprężania i dławienia należy wyznaczyć przyrost entropii systemu ΔS_s . Zgodnie z zależnością (3.42) opisaną w rozdziale 3.3 przyrost entropii systemu współdziałających ciał jest sumą przyrostów entropii poszczególnych ciał spowodowanych ich wewnętrznymi przyczynami nieodwracalności

$$\Delta S_s = \sum_k \Delta_i S_k \quad (7.48)$$

W obiegu przedstawionym na rys.7.6 przyrost entropii systemu Δs_s jest równy sumie przyrostu $\Delta_i s_1$ wywołanego nieodwracalnym dławieniem 3-4 i przyrostu $\Delta_i s_2$ niestatycznego procesu sprężania

$$\Delta s_s = \Delta_i s_1 + \Delta_i s_2 \quad (7.49)$$

Po podstawieniu wartości liczbowych całkowity przyrost entropii ΔS_s systemu wynosi

$$\Delta s_s = \Delta_i s_1 + \Delta_i s_2 = s_4 - s_3 + s_2 - s_1 = 1,844 - 1,78 + 5,551 - 5,3 = 0,315 \text{ kJ/kg} \quad (7.50)$$

Przyrost ten wyraża się bezpośrednio bezwzględną wartością całki Clausiusa N zgodnie z zależnością

$$N = \Delta s_s = -\oint \frac{d'q}{T} = -\int_{2,3} d_e s - \int_{4,1} d_e s = -\Delta_e s_2 - \Delta_e s_1 \quad (7.51)$$

która jest sumą przyrostów entropii zewnętrznych oddziaływań termicznych czynnika obiegowego $\Delta_e s_1$ i $\Delta_e s_2$.

Przyrost entropii systemu obiegu z dwoma procesami niestatycznymi jest większy zarówno od pracy obiegu Lindego (rys.7.2) jak i obiegu z nieodwracalnym sprężaniem (rys.7.5)

$$\Delta s_s = 0,315 \text{ kJ/kg} > \Delta s_{s \text{ ob. Lindego}} = 0,064 \text{ kJ/kg}$$

$$\Delta s_s = 0,315 \text{ kJ/kg} > \Delta s_{s \text{ ob. nieodwrac. spręż.}} = 0,251 \text{ kJ/kg}$$

Efektom jest największy przyrost pracy δW w stosunku do porównywanych obiegów.

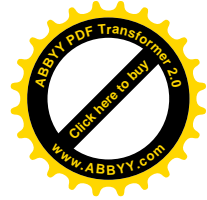
7.6.1 Efektywność obiegu z nieodwracalnymi procesami sprężania i dławienia

Czynnik roboczy w procesie 2-3 (rys.7.6) przekazuje do górnego źródła ciepło takie same jako w obiegu Rankine'a; $q_y = -1361,04 \text{ kJ/kg}$.

Przyrost pracy obiegu δw wywołany procesami nieodwracalnymi wynosi

$$\delta w = T_0 \Delta s_s = 278,15 * 0,315 = 87,62 \text{ kJ/kg} \quad (7.52)$$

a całkowita praca obiegu w_{ob} jest sumą pracy minimalnej w_{min} obiegu Rankine'a i



pracy dodatkowej δw

$$w_{ob} = w_{min} + \delta w = 312,34 + 87,62 = 399,96 \text{ kJ/kg} \quad (7.53)$$

Praca obiegu z dwoma procesami niestatycznymi jest więc większa zarówno od pracy obiegu Lindego (rys.7.2) jak i obiegu z nieodwracalnym sprężaniem (rys.7.5), których to obiegu nieodwracalne procesy jednocześnie tutaj wprowadzono:

$$w_{ob} = 399,96 \text{ kJ/kg} > w_{ob \text{ Lindego}} = 330,14 \text{ kJ/kg}$$

$$w_{ob} = 399,96 \text{ kJ/kg} > w_{ob \text{ nieodwrac. spręż.}} = 382,16 \text{ kJ/kg}$$

Konsekwencją wzrostu pracy obiegu jest niższa w stosunku do obu porównywanych obiegu jego efektywność ϵ_{pc} , która wynosi

$$\epsilon_{pc} = \frac{|q_g|}{w_{ob}} = \frac{1361,04}{399,96} = 3,403 \quad (7.54)$$

oraz

$$\epsilon_{pc} = 3,403 < \epsilon_{pc \text{ ob. Lindego}} = 4,123$$

$$\epsilon_{pc} = 3,403 < \epsilon_{pc \text{ ob. nieodwrac. spręż.}} = 3,561$$

Jest to efekt sumowania się strat pracy wywołanych procesami nieodwracalnymi.

7.6.2 Sprawność egzergetyczna obiegu

Stały dla wszystkich rozpatrywanych obiegu bilans zmian egzergii wywołany działaniem termicznym wynosi

$$-\oint \frac{T - T_0}{T} d'q = - \int_{2,3} (T - T_0) d_e s = 312,34 \text{ kJ/kg} \quad (7.55)$$

Bilans zmian egzergii wskutek działań mechanicznych dla obiegu przedstawionego na rys.7.6 jest równy pracy obiegu w_{ob}

$$\oint d'w_t = - \oint \frac{T - T_0}{T} d'q + T_0 \oint d_i s = w_{ob} = 399,96 \text{ kJ/kg} \quad (7.56)$$

Sprawność egzergetyczna ζ_{pc} wynosi

$$\zeta_{pc} = \frac{- \oint \frac{T - T_0}{T} d'Q}{\oint d'W_t} = \frac{- \int_{2,3} (T - T_0) d_e s}{w_{ob}} = \frac{312,34}{399,96} = 0,781 \quad (7.57)$$



oraz

$$\zeta_{pc} = 0,781 < \zeta_{pc \text{ ob. Lindego}} = 0,946$$

$$\zeta_{pc} = 0,781 < \zeta_{pc \text{ ob. nieodwrac. spręż.}} = 0,817$$

Wskutek wzrostu pracy obiegu w stosunku do stałego bilansu przyrostu energii wskutek działania termicznego, sprawność energetyczna ζ_{pc} obiegu z dwoma nieodwracalnymi procesami: sprężania i dławienia, jest niższa od sprawności obu porównywanych obiegów z pojedynczymi procesami tj. Lindego i obiegu z niestatycznym sprężaniem adiabatycznym



Modyfikacja procesami nieodwracalnymi obiegu ziębniczego Carnota

W rozdziale tym, analogicznie jak w rozdziale 7 przeprowadzono szczegółową analizę efektywności i sprawności egzergetycznej obiegów ziębniczych. Wykonane obliczenia opisują wpływ procesów nieodwracalnych na obiegi ziębnicze. Wszystkie obiegi rozpatrywane w tym rozdziale realizują to samo zadanie tzn. ciepło q_z jakie przyjmuje czynnik obiegowy z dolnego źródła (ciała ziębnionego), które jest celem realizowanym przez obieg ziębniczy, ma taką samą wartość dla kolejno rozpatrywanych obiegów. Warunkuje to identyczną wartość ich pracy minimalnej w_{\min} . Podobnie jak dla wszystkich obiegów pomp ciepła czynnikiem obiegowym jest amoniak NH_3 .

Ponieważ ziębniczy obieg Rankine'a zawiera w sobie nieodwracalny proces przekazywania ciepła do górnego źródła (otoczenia) za obieg idealny przyjęto obieg Carnota pracujący w obszarze pary wilgotnej.

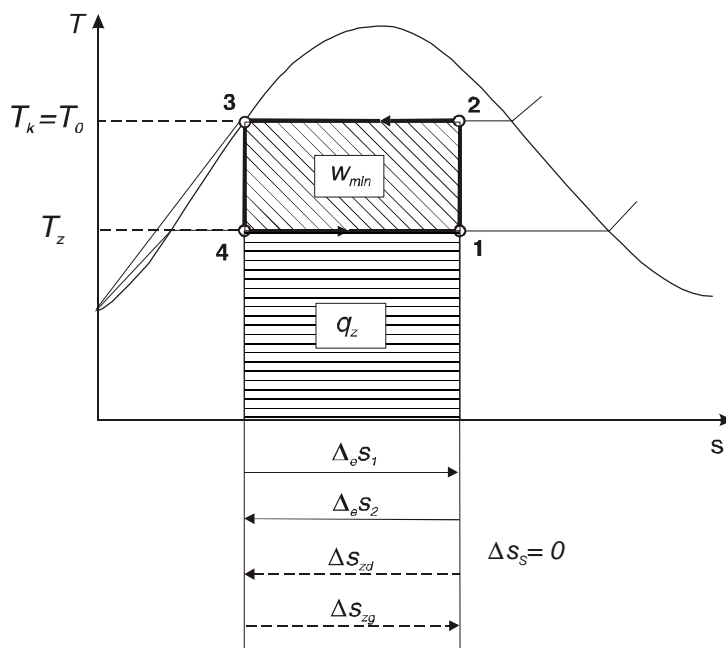
Podobnie jak w poprzednich rozdziałach wszystkie obliczenia oparto na wartościach liczbowych parametrów czynnika obiegowego w poszczególnych stanach, które otrzymano korzystając z programu COOLPACK VERSION 1,42 opracowanego przez Department of Mechanical Engineering Technical University of Denmark.

8.1 Odwracalny obieg ziębniczy Carnota

Na rys. 8.1 przedstawiono obieg ziębniczy, którego wszystkie procesy są quasi-statyczne, a realizowany cel obiegu - odbiór ciepła q_z z dolnego źródła - wymaga wykonania teoretycznie minimalnej pracy w_{\min} .

W celu zachowania oznaczeń z poprzednich rozdziałów temperaturę dolnego źródła w obiegach ziębniczych oznaczono symbolem T_z , tak aby zachowana została temperatura T_0 oznaczająca temperaturę otoczenia, która jest zawarta w relacji Gouya-Stodli.

W obiegu przedstawionym na rys. 8.1 czynnik ziębniczy (amoniak) w izobarycznym procesie 4-1 przyjmuje ciepło q_z z izotemicznego dolnego źródła ciepła o temperaturze $T_z = 253,15$ K. Amoniak przekazuje następnie, również w izobarycznym procesie kondensacji 2-3, ciepło do górnego źródła, którym jest otoczenie o temperaturze $T_k = T_0 = 313,15$ K. Bilans entropii systemu $\Delta s_s = 0$.



Rys.8.1 Ziębiczny odwracalny obieg Carnota

Wartości parametrów poszczególnych stanów obiegu wynoszą:

ciśnienie parowania $P_0 = 190,11 \text{ kPa}$

ciśnienie kondensacji $P_k = 1554,89 \text{ kPa}$

pkt	1	$T_z = T_1 = 253,15 \text{ K}$	$s_1 = 4,570 \text{ kJ/kgK}$	$h_1 = 1100,02 \text{ kJ/kg}$
	2	$T_k = T_2 = 313,15 \text{ K}$	$s_2 = 4,570 \text{ kJ/kgK}$	$h_2 = 1307,21 \text{ kJ/kg}$
	3	$T_k = T_3 = 313,15 \text{ K}$	$s_3 = 1,630 \text{ kJ/kgK}$	$h_3 = 386,43 \text{ kJ/kg}$
	4	$T_z = T_4 = 253,15 \text{ K}$	$s_4 = 1,630 \text{ kJ/kgK}$	$h_4 = 355,79 \text{ kJ/kg}$

W obiegu założono że proces sprężania rozpoczyna się w stanie 1 o entalpii $h_1 = 1100,02 \text{ kJ/kg}$.

8.1.1 Efektywność ziębniczego obiegu Carnota.

Obieg ziębniczy odbiera z dolnego źródła ciepło q_z o wartości

$$q_z = h_1 - h_4 = 1100,02 - 355,79 = 744,23 \text{ kJ/kg} \quad (8.1)$$

Praca obiegu zgodnie z (3.55) i (3.60) wynosi

$$w_{ob} = -(q_z + q_1) = -q_z + T_0 \int_{4,1} \frac{d'q_z}{T_z} + T_0 \Delta s_s$$



$$\Delta s_s = 0$$

$$w_{ob} = w_{\min} = -q_z + T_0(s_1 - s_4)$$

$$w_{\min} = -744,23 + 313,15(4,57 - 1,63) = 176,4 \text{ kJ/kg} \quad (8.2)$$

Jest to minimalna praca obiegu odwracalnego jaką należy wykonać dla realizacji jego zadania. Efektywność obiegu ziębniczego ε_z wyrażona jako stosunek ciepła przyjętego z dolnego źródła ciepła q_0 do pracy obiegu w_{ob} wynosi

$$\varepsilon_z = \frac{q_z}{w_{ob}} = \frac{q_z}{w_{\min}} = \frac{744,23}{176,4} = 4,22 \quad (8.3)$$

Efektywność przyjmuje wartość maksymalną i stanowi liczbę porównawczą dla pozostałych obiegu analizowanych w tym rozdziale.

8.1.2 Sprawność egzergetyczna ziębniczego obiegu Carnota.

W obiegu odwracalnym jakim jest ziębniczy obieg Carnota (rys.8.1) nie ma strat pracy wynikających z powstania przyrostów entropii wywołanych wewnętrznymi przyczynami nieodwracalności. Zależność (4.24) opisuje sprawność egzergetyczną obiegu lewobieżnych. Zmiany egzergii wywołane działaniem termicznym (licznik wyrażenia na sprawność egzergetyczną ζ_{ch}) równe są zmianom egzergii spowodowanym działaniem mechanicznym (mianownik tego wyrażenia)

$$\zeta_z = \frac{-\oint \frac{T - T_0}{T} d'q}{-\oint \frac{T - T_0}{T} d'q} = \frac{-(T_z - T_0)(s_1 - s_4)}{-(T_z - T_0)(s_1 - s_4)}$$

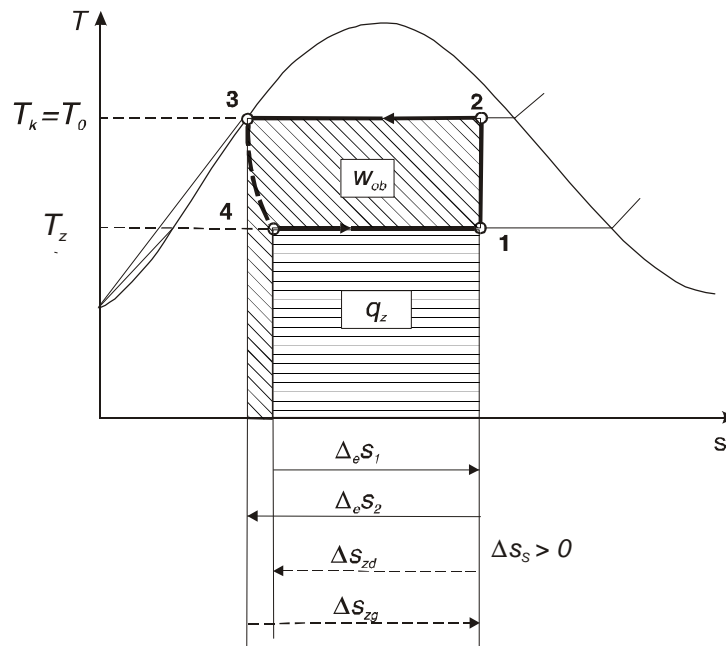
$$\zeta_z = \frac{-(253,15 - 313,15)(4,57 - 1,63)}{-(253,15 - 313,15)(4,57 - 1,63)} = \frac{176,4}{176,4} = 1 \quad (8.4)$$

Obieg ma maksymalną sprawność egzergetyczną równą jedności.

8.2 Obieg mokry Lindego

Zastąpienie odwracalnego procesu rozprężania 3-4 w obiegu Carnota (rys. 8.1) adiabatycznym dławieniem prowadzi do konstrukcji niestatycznego obiegu mokrego Lindego przedstawionego na rys. 8.2. W celu umożliwienia porównania obiegu, obieg Lindego jest tak skonstruowany, że ciepło q_z jakie pobiera czynnik z dolnego źródła jest równe ciepłu q_z obiegu Carnota (rys.8.1). Oznacza to, że punkty 1 i 2 obiegu Lindego na wykresie T-s zostały przesunięte w stronę wyższych warto-

ści entropii. Jednocześnie praca minimalna obu obiegów ma taką samą wartość równą pracy minimalnej obiegu Carnota.



Rys. 8.2 Ziębniczy obieg mokry Lindego

Wartości parametrów poszczególnych stanów obiegu Lindego wynoszą:

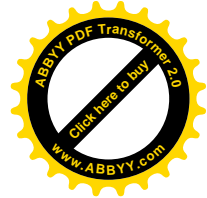
ciśnienie parowania $P_0 = 190,11 \text{ kPa}$

ciśnienie kondensacji $P_k = 1554,89 \text{ kPa}$

pkt	1	$T_z = T_1 = 253,15 \text{ K}$	$s_1 = 4,691 \text{ kJ/kgK}$	$h_1 = 1130,66 \text{ kJ/kg}$
	2	$T_k = T_2 = 313,15 \text{ K}$	$s_2 = 4,691 \text{ kJ/kgK}$	$h_2 = 1344,98 \text{ kJ/kg}$
	3	$T_k = T_3 = 313,15 \text{ K}$	$s_3 = 1,630 \text{ kJ/kgK}$	$h_3 = 386,43 \text{ kJ/kg}$
	4	$T_z = T_4 = 253,15 \text{ K}$	$s_4 = 1,751 \text{ kJ/kgK}$	$h_4 = 386,43 \text{ kJ/kg}$

8.2.1 Efektywność ziębniczego obiegu mokrego Lindego

Do wyznaczenia efektywności ϵ_z tego obiegu wykorzystano obliczone w rozdz.8.1 dla obiegu Carnota wartości ciepła q_z przekazanego z dolnego źródła, które z założenia jako cel obiegu przyjęto takie same, oraz pracę minimalną w_{\min} . W obiegu Lindego (rys.8.2) powstaje przyrost entropii $\Delta_i s$ wywołany nieodwracalnym procesem dławienia 3-4. Jest to jedyny nieodwracalny proces w tym obiegu, co pozwala zgodnie z relacją Goua-Stodoli wyznaczyć przyrost jego pracy δw wywołany niestatycznym dławieniem z zależności



$$\delta w = T_0 N = T_0 \Delta_i s = T_0 (s_4 - s_3)$$

$$\delta w = 313,15 * (1,751 - 1,63) = 37,89 \text{ kJ/kg} \quad (8.5)$$

Efektywność obiegu obliczona z zależności

$$\varepsilon_z = \frac{q_z}{w_{ob}} = \frac{q_z}{w_{min} + \delta w} = \frac{744,23}{176,4 + 37,89} = 3,47 \quad (8.6)$$

jest niższa od efektywności odwracalnego obiegu Carnota

$$\varepsilon_{zLin deg o} = \frac{q_z}{w_{ob}} = 3,47 < \varepsilon_{z.ideal.} = \frac{q_z}{w_{min}} = 4,22 \quad (8.7)$$

realizującego ten sam cel wskutek strat pracy wywołanych niestatycznym dławieniem czynnika obiegowego o wartość bezwzględną $|\Delta \varepsilon| = 0,75$

8.2.2 Sprawność egzergetyczna ziębniczego obiegu mokrego Lindego

Zmiany egzergii obiegu Lindego wywołane oddziaływaniem termicznym, zgodnie z poczynionym założeniem (ten sam cel realizowany przez obiegi), równe są zmianom obiegu Carnota i stanowią licznik sprawności egzergetycznej

$$-\oint \frac{T - T_0}{T} d'q = -(T_z - T_0)(s_1 - s_4) = 176,4 \text{ kJ/kg} \quad (8.8)$$

Mianownik przedstawia zmiany egzergii wywołane oddziaływaniem mechanicznym

$$-\oint \frac{T - T_0}{T} d'q + T_0 \oint d_i s = -(T_z - T_0)(s_1 - s_4) + T_0 \Delta_i s = w_{min} + \delta w$$

$$-\oint \frac{T - T_0}{T} d'q + T_0 \oint d_i s = 176,4 + 37,89 = 214,26 \text{ kJ/kg} \quad (8.9)$$

Stąd sprawność egzergetyczna ζ_{ch} obiegu Lindego wynosząca

$$\zeta_z = \frac{-\oint \frac{T - T_0}{T} d'q}{-\oint \frac{T - T_0}{T} d'q + T_0 \oint d_i s} = \frac{176,4}{214,26} = 0,82 \quad (8.10)$$

jest niższa od sprawności idealnego obiegu Carnota



punktu 1' powiększona o ciepło doziębienia h_3-h_3' , pozwala wyznaczyć początek sprężania 1. Koniec izentropowego sprężania osiąga temperaturę kondensacji $T_k=313,15$ K.

Wartości parametrów poszczególnych stanów obiegu wynoszą:

ciśnienie parowania $P_0 = 190,11$ kPa

ciśnienie kondensacji $P_k = 1554,89$ kPa

pkt	1	$T_z = T_1 = 253,15$ K	$s_1 = 4,635$ kJ/kgK	$h_1 = 1116,54$ kJ/kg
	1'	$T_z = T_{1'} = 253,15$ K	$s_{1'} = 4,263$ kJ/kgK	$h_{1'} = 1022,3$ kJ/kg
	2	$T_k = T_2 = 313,15$ K	$s_2 = 4,635$ kJ/kgK	$h_2 = 1327,38$ kJ/kg
	3	$T_k = T_3 = 313,15$ K	$s_3 = 1,630$ kJ/kgK	$h_3 = 386,43$ kJ/kg
	3'	$T_{3'} = 293,15$ K	$s_{3'} = 1,323$ kJ/kgK	$h_{3'} = 292,19$ kJ/kg
	4	$T_z = T_4 = 253,15$ K	$s_4 = 1,751$ kJ/kgK	$h_4 = 386,43$ kJ/kg

8.3.1 Efektywność obiegu ziębniczego z doziębieniem

Praca obiegu z doziębieniem jest równa pracy minimalnej obiegu Carnota (rozdz.8.1) powiększona o przyrost δw wywołany nieodwracalnym przekazywaniem ciepła w procesie doziębienia. Ponieważ doziębienie jest jedynym nieodwracalnym procesem, przyrost pracy δw można wyrazić formułą

$$\delta w = T_0 \Delta S_s = T_0 (\Delta S_{zd} + \Delta S_{zg}) = T_0 [(s_1 - s_{1'}) - (s_3 - s_{3'})]$$

$$\delta w = 313,15 [(4,635 - 4,263) - (1,63 - 1,323)] = 20,36 \text{ kJ/kg} \quad (8.11)$$

Całkowita praca obiegu wynosi

$$w_{ob} = w_{min} + \delta w = 176,4 + 20,36 = 196,76 \text{ kJ/kg} \quad (8.12)$$

a jego efektywność

$$\varepsilon_z = \frac{q_z}{w_{ob}} = \frac{q_z}{w_{min} + \delta w} = \frac{744,23}{176,4 + 20,36} = 3,78 \quad (8.13)$$

Wzrost pracy napędowej obiegu, wynikający z niestatycznego procesu przekazywania ciepła, jest powodem spadku efektywności obiegu z doziębieniem w stosunku do odwracalnego obiegu Carnota

$$\varepsilon_{z,doz.} = \frac{q_z}{w_{ob}} = 3,78 < \varepsilon_{z,ideal} = \frac{q_z}{w_{min}} = 4,22 \quad (8.14)$$

o wartość bezwzględną $I \Delta \varepsilon I = 0,44$.



8.3.2 Sprawność egzergetyczna obiegu ziębniczego z doziębieniem

Stosunek bilansu zmian egzergii spowodowanego działaniem termicznym do pracy w_{ob} obiegu z doziębieniem obliczonego dla obiegu Carnota, która jest jednocześnie bilansem zmian egzergii wywołanych działaniem mechanicznym, określa sprawność egzergetyczną ζ_{ch} obiegu przedstawionego na rys.8.3

$$\zeta_z = \frac{-\oint \frac{T-T_0}{T} d'Q}{\oint d'W_t} = \frac{-\int_{4,1} (T_z - T_0) d_e s}{w_{ob}} = \frac{176,4}{196,76} = 0,9 \quad (8.15)$$

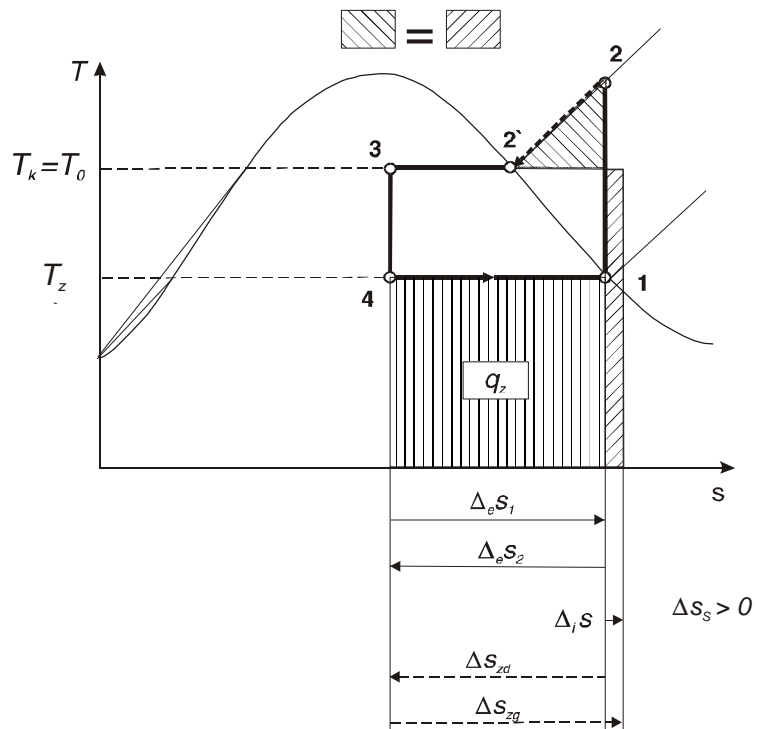
Mniejsza od jedności sprawność egzergetyczna obiegu jest wynikiem wprowadzenia do obiegu nieodwracalnego procesu doziębienia

$$\zeta_{z.doz.} = 0,9 < \zeta_{z.ideal.} = 1 \quad (8.16)$$

o wartość $\Delta\zeta = 0,1$.

8.4 Nieodwracalny obieg ziębniczy Rankine'a

Na rys.8.4 przedstawiono obieg w którym przekazywanie ciepła przez czynnik obiegowy do górnego źródła, jakim jest otoczenie o temperaturze



Rys.8.4 Nieodwracalny obieg ziębniczy Rankine'a.



$T_k = T_0 = 313,15 \text{ K}$, zachodzi przy gradiencie temperatury różnym od zera.

W procesie 2-2' czynnik obiegowy przekazując ciepło do górnego źródła ma wyższą od niego temperaturę. W dalszej części procesu kondensacji 2'-3 czynnika obiegowego temperatury obu oddziaływających ciał charakteryzują się tą samą temperaturą, proces jest odwracalny i brak jest dalszego przyrostu entropii $\Delta_i s$ wywołanego wewnętrznymi przyczynami nieodwracalności.

W celu umożliwienia porównania obiegu z idealnym obiegiem Carnota (rozdz. 8.1) założono że ciepło q_z jako cel obiegu ziemniczego, oraz temperatury parowania i kondensacji, mają taką samą wartość dla obu rozpatrywanych obiegów.

Dla osiągnięcia tej równości obieg konstruowano od stanu 1 do stanu 4 tak aby ich różnica entalpii stanowiła założoną stałą wartość ciepła q_z . Pozwala to na wyznaczenie następnie entropii punktu 4 i jednocześnie stanu 3, którego drugim znanym parametrem jest temperatura kondensacji T_k . Stan 2 jako koniec izentropowego sprężania ma entropię punktu 1 i leży na izobarze kondensacji czynnika obiegowego.

Wartości parametrów poszczególnych stanów obiegu amoniakalnego entropiiwynoszą:

ciśnienie parowania $P_0 = 190,11 \text{ kPa}$
 ciśnienie kondensacji $P_k = 1554,89 \text{ kPa}$

pkt	1	$T_z = T_1 = 253,15 \text{ K}$	$s_1 = 5,900 \text{ kJ/kgK}$	$h_1 = 1436,51 \text{ kJ/kg}$
	2	$T_2 = 407,82 \text{ K}$	$s_2 = 5,900 \text{ kJ/kgK}$	$h_2 = 1755,66 \text{ kJ/kg}$
	2'	$T_k = T_{2'} = 313,15 \text{ K}$	$s_{2'} = 5,153 \text{ kJ/kgK}$	$h_{2'} = 1489,61 \text{ kJ/kg}$
	3	$T_k = T_3 = 313,15 \text{ K}$	$s_3 = 2,960 \text{ kJ/kgK}$	$h_3 = 802,76 \text{ kJ/kg}$
	4	$T_z = T_4 = 253,15 \text{ K}$	$s_4 = 2,96 \text{ kJ/kgK}$	$h_4 = 692,28 \text{ kJ/kg}$

Dodatkową pracę obiegu δw wynikającą z przyrostu entropii $\Delta_i s$ wywołanego nieodwracalnym przekazywaniem ciepła do górnego źródła (które przyjmuje to ciepło w izotemicznie przy temperaturze otoczenia $T_k = 313,15 \text{ K}$) w procesie 2 - 2' oblicza się z zależności (rys.8.4)

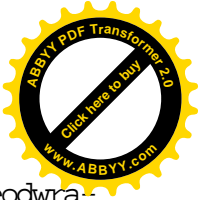
$$\delta w = T_0 \Delta s_s = T_0 \Delta_i s = h_2 - h_{2'} - T_0 (s_2 - s_{2'})$$

$$\delta w = 1755,66 - 1489,61 - 313,15(5,9 - 5,153) = 32,13 \text{ kJ/kg} \quad (8.17)$$

8.4.1 Efektywność obiegu ziemniczego Rankine'a

Korzystając z obliczonej dla obiegu Carnota pracy minimalnej w_{\min} oraz ciepła q_z jako wspólnego zadania, które realizują oba porównywane obiegi wyznacza się efektywność obiegu Rankine'a

$$\varepsilon_z = \frac{q_z}{w_{ob}} = \frac{q_z}{w_{\min} + \delta w} = \frac{744,23}{176,4 + 32,13} = 3,569 \quad (8.18)$$



Efektywność ta wskutek wzrostu pracy obiegu Rankine'a, związanego z nieodwrotnym przekazywaniem ciepła przez czynnik obiegowy, jest mniejsza niż obiegu idealnego

$$\varepsilon_{z.Rankine'a} = \frac{q_z}{W_{ob}} = 3,569 < \varepsilon_{z.ideal.} = \frac{q_z}{W_{min}} = 4,22 \quad (8.19)$$

o wartość bezwzględną $I \Delta \varepsilon I = 0,651$.

8.4.2 Sprawność egzergetyczna obiegu ziębniczego Rankine'a

Stosunek przyrostu bilansu egzergii wywołanego oddziaływaniem termicznym obiegu Carnota (rozdz.8.1), który z założenia jest równy przyrostowi obiegu Rankine'a do pracy obiegu Rankine'a wyraża sprawność egzergetyczną tego obiegu

$$\zeta_z = \frac{-\oint \frac{T-T_0}{T} d'Q}{\oint d'W_t} = \frac{-\int_{4,1} (T_z - T_0) d_e s}{W_{ob}} = \frac{176,4}{(176,4 + 32,13)} = 0,846 \quad (8.20)$$

Wywołany procesem nieodwrotnym przyrost entropii $\Delta_i s$ powoduje obniżenie sprawności egzergetycznej obiegu poniżej jedności, która to wartość charakteryzuje idealny obieg Carnota

$$\zeta_{z.Rankine'a} = 0,846 < \zeta_{z.ideal.} = 1 \quad (8.21)$$

Spadek sprawności egzergetycznej w stosunku do obiegu idealnego wyrażony wartością bezwzględną wynosi $I \Delta \zeta I = 0,154$.



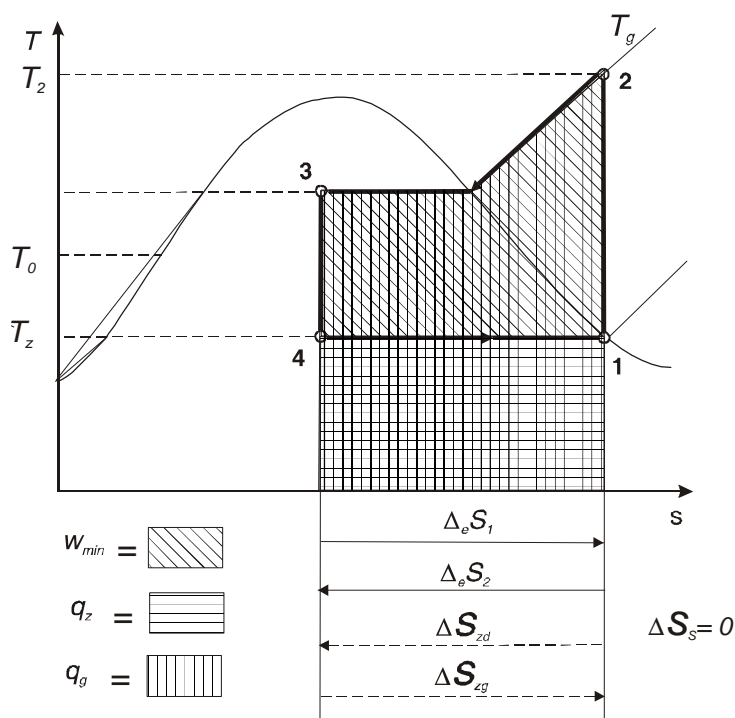
MODYFIKACJA PROCESAMI NIEODWRACALNYMI OBIEGU ZIĘBNO- GRZEJNEGO RANKINE`A

W przypadku wystąpienia jednocześnie potrzeb ziębienia i grzania stosuje się obiegi ziębno-grzejne. Dolnym źródłem ciepła jest komora chłodnicza (ciało ziębione) z której czynnik obiegowy przyjmuje ciepło q_z . Górnym źródłem staje się odbiomnik ciepła (ogrzewana woda, powietrze itp.), który przyjmuje ciepło q_g przekazywane przez czynnik obiegowy w procesie kondensacji. Podobnie, jak w poprzednich rozdziałach, parametry stanów poszczególnych obiegów wyznaczano dla amoniaku NH_3 jako czynnika obiegowego.

W analizie obiegów za stałe przyjęto ciepło q_z przyjmowane z dolnego źródła ciepła oraz ciepło q_g , które jest przekazywane do górnego źródła. Założono również, że dodatkowe ciepło, jakie powstaje w procesie kondensacji czynnika obiegowego wskutek modyfikacji obiegu ziębno-grzejnego procesami nieodwracalnymi, jest przekazywane jako ciepło odpadowe do otoczenia. Do obliczeń przyjęto temperaturę otoczenia $T_0 = 293,15$ K.

9.1 Odwracalny obieg ziębno-grzejny Rankine`a

Na rys.9.1 przedstawiono obieg idealny Rankine`a realizujący jednocześnie odbiór ciepła (proces 4-1) z dolnego źródła o temperaturze $T_p = 253,13$ K, oraz przekazywanie ciepła do górnego źródła o zmiennej temperaturze w odwracalnym procesie 2-3, gdzie temperatura kondensacji amoniaku $T_3 = 353,15$ K. Przyjęto, że dla analizowanych i modyfikowanych obiegów ciepło odbierane w procesie ziębienia jest stałe i równe $q_z = 744,23$ kJ/kg, tj. przyjmuje wartość ciepła q_z , jakie założono dla obiegów ziębicznych w rozdz.8, celem umożliwienia ewentualnego porównania efektywności obiegu ziębicznego i ziębno-grzejnego.



Rys.9.1 Odwracalny obieg ziębno-grzeiny Rankine`a

Założenie to pozwala określić wartości parametrów czynnika w poszczególnych stanach. Punkt 1 określa temperatura parowania T_z i krzywa graniczna $x=1$. Założona wartość ciepła q_z pozwala za pomocą różnicy entalpii określić stan 4. Początek rozprężania 3 ma entropię punktu 4 i temperaturę kondensacji T_3 . Koniec sprężania 2 leży na izobarze punktu 3 i ma entropię początku sprężania 1.

Wartości liczbowe parametrów poszczególnych punktów obiegu wynoszą:

pkt	1	$T_1 = 253,15 \text{ K}$	$s_1 = 5,899 \text{ kJ/kgK}$	$h_1 = 1436,51 \text{ kJ/kg}$
	2	$T_2 = 501,84 \text{ K}$	$s_2 = 5,899 \text{ kJ/kgK}$	$h_2 = 1960,13 \text{ kJ/kg}$
	3	$T_3 = 353,15 \text{ K}$	$s_3 = 2,959 \text{ kJ/kgK}$	$h_3 = 848,56 \text{ kJ/kg}$
	4	$T_4 = 253,15 \text{ K}$	$s_4 = 2,959 \text{ kJ/kgK}$	$h_4 = 692,28 \text{ kJ/kg}$

Ciśnienie parowania czynnika obiegowego w procesie 4-1 wynosi $P_1 = 190,11 \text{ kPa}$.

Ciśnienie kondensacji w procesie 2-3 ma wartość $P_2 = 4139,74 \text{ kPa}$.

9.1.1 Praca minimalna ziębno-grzeiny obiegu Rankine`a.

Praca obiegu ziębno-grzeiny zgodnie z (3.55) i (3.60) jest sumą prac obiegu ziębniczego i pompy ciepła

$$W_{ob} = W_z + W_{pc} \tag{9.1}$$



$$w_z = -q_z + T_0 \int_{4,1} \frac{d'q_z}{T} + T_0 \Delta s_{s.z} \quad (9.2)$$

$$w_{pc} = -q_g + T_0 \int_{2,3} \frac{d'q_g}{T} + T_0 \Delta s_{s.pc} \quad (9.3)$$

gdzie $\Delta s_{s.z}$ wyraża przyrost entropii systemu ziębniczego, a $\Delta s_{s.p.c}$ przyrost entropii systemu pompy ciepła. Ponieważ $s_2 = s_1$ i $s_3 = s_4$, to wtedy

$$T_0 \int_{4,1} \frac{d'q_z}{T} + T_0 \int_{2,3} \frac{d'q_g}{T} = 0 \quad (9.4)$$

Pracę obiegu ziębno-grzejjnego opisuje wzór

$$w_{ob} = -q_z - q_g + T_0 (\Delta s_{s.z} + \Delta s_{s.pc}) \quad (9.5)$$

Przyrosty entropii wywołane procesami nieodwracalnymi obiegu ziębniczego $\Delta s_{s.z}$ i pompy ciepła $\Delta s_{s.p.c}$ sumuje się jako przyrost entropii całego systemu Δs_s

$$\sum_k \Delta_i s_k = \Delta s_{s.z} + \Delta s_{s.pc} = \Delta s_s \quad (9.6)$$

czyli
$$w_{ob} = -q_z - q_g + T_0 \Delta s_s \quad (9.7)$$

Ziębno-grzejjny obieg idealny, w którym nie ma przyrostów entropii $\Delta_i s$ wywołanych procesami nieodwracalnymi, charakteryzuje się pracą minimalną opisaną formułą

$$w_{min} = -q_z - q_g \quad (9.8)$$

gdzie zarówno ciepło przyjmowane z dolnego źródła q_z , jak i przekazywane do górnego źródła q_g , są celami pracy obiegu.

W celu wykazania strat pracy obiegu, wynikających z przyrostów entropii $\Delta_i s$ wywołanych procesami nieodwracalnymi, założono że ciepło q_z ma wartość stałą jako cel obiegu, a przyrosty pracy δw związane z nie quasi-statycznymi procesami powiększają ciepło q_g przekazywane do górnego źródła.

Praca minimalna obiegu ziębno-grzejjnego przedstawionego na rys.9.1 wynosi

$$w_{min} = -q_z - q_g = -(h_1 - h_4) + (h_2 - h_3)$$

$$w_{min} = -(1436,51 - 692,28) + 1960,13 - 848,56 = 367,34 \text{ kJ/kg} \quad (9.9)$$

Obieg ten nie oddziałuje z otoczeniem o temperaturze T_0 .



9.1.2 Efektywność ziębno-grzejnego obiegu Rankine'a.

Efektywność tą wyraża stosunek sumy bezwzględnej wartości ciepła q_g przekazanego do górnego źródła i ciepła q_z odebranego ze źródła dolnego do pracy obiegu w_{ob}

$$\varepsilon_{zg} = \frac{|q_g| + q_z}{w_{ob}} \quad (9.10)$$

Ciepło ziębienia zgodnie z wcześniejszym założeniem, ma wartość $q_z = 744,23 \text{ kJ/kg}$, ciepło przekazywane do górnego źródła wynosi

$$q_g = h_3 - h_2 = 848,56 - 1960,13 = -1111,57 \text{ kJ/kg} \quad (9.11)$$

stąd efektywność obiegu ma wartość

$$\varepsilon_{zg} = \frac{744,23 + 1111,57}{367,34} = 5,052 \quad (9.12)$$

Efektywność obiegu ziębno-grzejnego ε_{zg} , jak już wspomniano, charakteryzuje się najwyższą wartością wśród porównywalnych obiegów lewobieżnych. Odwracalny obieg ziębiczny (rozdz.9.1), który przyjmuje z dolnego źródła takie samo ciepła q_z ma efektywność $\varepsilon_z = 4,22$.

9.1.3 Sprawność egzergetyczna ziębno-grzejnego obiegu Rankine'a

Sprawność egzergetyczna obiegu jest wyrażona jako stosunek sumy bilansów zmian egzergii wywołanych oddziaływaniem termicznym dla obiegu ziębniczego i obiegu pompy ciepła do zmian egzergii wywołanych oddziaływaniem mechanicznym

$$\zeta_{zg} = \frac{-\int \frac{T - T_0}{T} d'q}{-\int \frac{T - T_0}{T} d'q + T_0 \int d_i s}$$

$$\zeta_{zg} = \frac{-\int \frac{T_g - T_0}{T_g} d'q - \int \frac{T_z - T_0}{T_z} d'q}{-\int \frac{T_g - T_0}{T_g} d'q - \int \frac{T_z - T_0}{T_z} d'q + T_0 \int d_i s} \quad (9.13)$$



dla obiegu odwracalnego

$$T_0 \oint d_i s = 0 \quad (9.14)$$

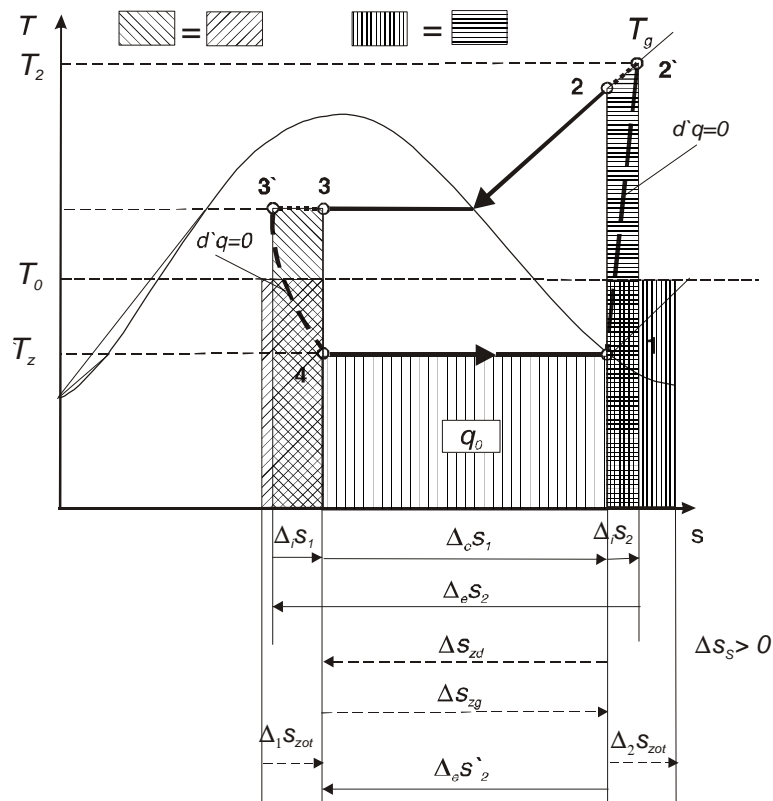
stad sprawność egztergetyczna obiegu równa się jedności

$$\zeta_{zg} = \frac{-\oint \frac{T - T_0}{T} d'q}{-\oint \frac{T - T_0}{T} d'q} = 1 \quad (9.15)$$

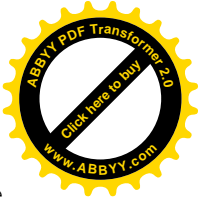
Sprawność obiegu odwracalnego przyjmuje wartość maksymalną.

9.2 Nieodwracalny obieg ziębno-grzejnny

Wprowadzając do ziębno-grzejnego obiegu Rankine`a opisanego w rozdziale 9.1 nieodwracalne procesy sprężania i dławienia adiabatycznego powstaje obieg obarczony stratami pracy związanyymi z przyrostami entropii $\Delta_i s$ jakie te przemiany wywołują. Założono, że obieg ten odbiera z dolnego źródła ciepła $q_z = 744,23$ kJ/kg, takie samo jak obieg Rankine`a, przy tej samej temperaturze parowania $T_p = 253,15$ K.



Rys.9.2 Nieodwracalny obieg ziębno-grzejnny



Przyjęto, że nieodwracalny proces sprężania osiąga w stanie 2` temperaturę $T_{2'} = 533,15 \text{ K}$. Wartości parametrów czynnika obiegowego stanu 1 i 4 obiegu nieodwracalnego są takie same jak odwracalnego obiegu Rankine`a, zgodnie z przyjętym założeniem stałej wartości ciepła q_z . Początek adiabatycznego dławienia 3` ma entalpię stanu 4. Założono, że nieodwracalne sprężanie kończy się w temperaturze $T_{2'} = 533,15 \text{ K}$.

Wartości liczbowe parametrów poszczególnych punktów obiegu wynoszą:

pkt	1	$T_1 = 253,15 \text{ K}$	$s_1 = 5,899 \text{ kJ/kgK}$	$h_1 = 1436,51 \text{ kJ/kg}$
	2	$T_2 = 501,84 \text{ K}$	$s_2 = 5,899 \text{ kJ/kgK}$	$h_2 = 1960,13 \text{ kJ/kg}$
	2`	$T_{2'} = 533,15 \text{ K}$	$s_{2'} = 6,068 \text{ kJ/kgK}$	$h_{2'} = 2047,28 \text{ kJ/kg}$
	3	$T_3 = 353,15 \text{ K}$	$s_3 = 2,959 \text{ kJ/kgK}$	$h_3 = 848,56 \text{ kJ/kg}$
	3`	$T_g = T_{3'} = 353,15 \text{ K}$	$s_{3'} = 2,517 \text{ kJ/kgK}$	$h_{3'} = 692,28 \text{ kJ/kg}$
	4	$T_4 = 253,15 \text{ K}$	$s_4 = 2,959 \text{ kJ/kgK}$	$h_4 = 692,28 \text{ kJ/kg}$

Stan 2 ma wartości parametrów czynnika obiegowego końca quasi-statycznego obiegu Rankine`a.

Ciśnienie parowania czynnika obiegowego w procesie 4-1 wynosi $P_1 = 190,11 \text{ kPa}$.

Ciśnienie kondensacji w procesie 2`-3 ma wartość $P_2 = 4139,74 \text{ kPa}$.

W stosunku do idealnego obiegu Rankine`a w ziębno-grzejnym obiegu nieodwracalnym przyrost pracy δW wynikający z niequasi-statycznych procesów sprężania i dławienia tworzy dodatkowe ciepło przedstawione odpowiednio pod krzywą 2`-2 oraz 3-3`. Założono, że ciepła te są przekazywane jako ciepło odpadowe do otoczenia o temperaturze $T_0 = 293,15 \text{ K}$, tak jak pokazano to na rys. 9.2, w wyniku czego powstają przyrosty entropii otoczenia jako źródła ciepła $\Delta_1 s_{zot}$ oraz $\Delta_2 s_{zot}$. Obieg nieodwracalny przyjmuje w procesie 4-1 z dolnego źródła ciepło q_z i przekazuje do górnego źródła ciepło q_g które przedstawia pole pod krzywą 2-3, takie samo jak w odwracalnym obiegu Rankine`a.

9.2.1 Praca nieodwracalnego obiegu ziębno-grzejnego.

Praca obiegu jest sumą pracy minimalnej w_{min} odwracalnego obiegu Rankine`a (9.9) i dodatkową pracą δw wynikającą z przyrostów entropii wywołanych procesami nieodwracalnymi w obiegu. Zgodnie z (9.7) i (9.9) praca obiegu wynosi

$$w_{ob} = w_{min} + \delta w = w_{min} + T_0 \Delta s_s$$

$$\Delta s_s = \Delta_1 s_{zot} + \Delta_2 s_{zot}$$

$$w_{ob} = w_{min} + T_0 (\Delta_1 s_{zot} + \Delta_2 s_{zot}) \quad (9.16)$$

Przyrost pracy δw dla obiegu (rys.9.2) wynosi



$$\delta w = |q_{3-3'}| + |q_{2'-2}|$$

$$\delta w = h_3 - h_{3'} + h_{2'} - h_2$$

$$\delta w = 848,56 - 692,28 + 2047,28 - 1960,13 = 243,43 \text{ kJ/kg} \quad (9.17)$$

Całkowita praca obiegu ma wartość

$$w_{ob} = w_{min} + \delta w = 367,34 + 243,43 = 610,77 \text{ kJ/kg} \quad (9.18)$$

Wskutek wprowadzenia nieodwracalnych procesów sprężania i dławienia wzrosła praca obiegu w stosunku do pracy minimalnej idealnego obiegu Rankine'a. Przy stałej wartości ciepła q_z przyjmowanego przez czynnik z dolnego ziębionego źródła ciepła i stałego ciepła q_g przekazywanego do górnego źródła, efektem jest ciepło odpadowe przekazywane do otoczenia w procesie 3-3' oraz 2'-2, kosztem wykonywanej pracy.

9.2.2 Efektywność nieodwracalnego obiegu ziębno-grzejnego.

Efektywność obiegu ziębno-grzejnego wyraża stosunek sumy bezwzględnej wartości ciepła przekazanego do górnego źródła ciepła i ciepła przyjętego z dolnego źródła do pracy obiegu. Ponieważ wartości obu ciepł są takie same jak dla odwracalnego obiegu Rankine'a, efektywność wynosi

$$\varepsilon_{zg} = \frac{|q_g| + q_z}{w_{ob}} = \frac{1111,57 + 744,23}{610,77} = 3,039 \quad (9.19)$$

Wprowadzone procesy nieodwracalne spowodowały wzrost pracy napędowej obiegu obniżając jego efektywność w stosunku do idealnego obiegu Rankine'a

$$\varepsilon_{zg} = 3,039 < \varepsilon_{zg,ideal} = 5,052 \quad (9.20)$$

o wartość bezwzględną $I \Delta \varepsilon I = 2,013$.

9.2.3 Sprawność egzergetyczna nieodwracalnego obiegu ziębno-grzejnego

Sprawność egzergetyczną podobnie jak dla obiegu Rankine'a obliczono zgodnie z (9.13) opierając się na oznaczeniach rys.9.2



$$\zeta_{zg} = \frac{-\oint \frac{T_g - T_0}{T_g} d'q - \oint \frac{T_z - T_0}{T_z} d'q}{-\oint \frac{T_g - T_0}{T_g} d'q - \oint \frac{T_z - T_0}{T_z} d'q + T_0 \oint d_i s}$$

$$\zeta_{zg} = \frac{-\int (T_g - T_0) d_e s_2 - \int (T_z - T_0) d_e s_1}{w_{ob}}$$

$$\zeta_{zg} = \frac{h_2 - h_3 + T_0 \Delta_e s_2 + h_4 - h_1 + T_0 \Delta_e s_1}{w_{ob}} \quad (9.21)$$

Ponieważ w liczniku wyrażenia (9.21) zgodnie z (rys.9.2)

$$T_0 \Delta_e s_2 + T_0 \Delta_e s_1 = 0 \quad (9.22)$$

to sprawność egzergetyczna obiegu wyraża się formułą

$$\zeta_{zg} = \frac{h_2 - h_3 + h_4 - h_1}{w_{ob}} = \frac{1960,13 - 848,56 + 692,28 - 1436,51}{610,77}$$

$$\zeta_{zg} = 0,601 \quad (9.23)$$

Sprawność egzergetyczna ma wartość mniejszą od jedności tj. sprawności obiegu odwracalnego. Powodem są nieodwracalne procesy wprowadzone do obiegu ziębno-grzejnego powiększające jego pracę. Całkowity spadek sprawności wyraża się bezwzględną wartością równą $|\Delta\zeta| = 0.399$.

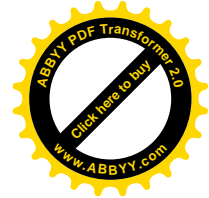


ANALIZA OBLICZEŃ

W rozdziałach 7-9 przeprowadzono analizę lewobieźnych obiegów pompy ciepła, ziemniczych i obiegów ziemno-grzejnych, której celem było pokazanie, w oparciu o wartości liczbowe, wpływu procesów nieodwracalnych na te obiegi. Obliczenia wykonano według schematu, który ułatwia wzajemne porównywanie odpowiednich obiegów. Dla każdego typu (tj. pompy ciepła, obiegu ziemniczego i obiegu ziemno-grzejnego) konstruowano obieg idealny, który realizował założone zadanie, np. odbiór ciepła o zadanej wartości z dolnego źródła w przypadku obiegu ziemniczego. Obliczano pracę takiego obiegu, która wyrażała jednocześnie pracę minimalną, niezbędną do realizacji celu. Określano jego efektywność i sprawność egzergetyczną. Następnie obieg był modyfikowany poprzez wprowadzenie procesów nieodwracalnych w taki sposób, że zachowany został podstawowy cel przez niego realizowany, taki sam jak w obiegu idealnym.

W oparciu o drugą zasadę termodynamiki i podstawowe przemiany obiegów lewobieźnych przedstawiono na wartościach liczbowych:

1. większe od zera przyrosty entropii systemu powstające wskutek wprowadzania do obiegu podstawowych procesów nieodwracalnych, przyrosty wynikające zarówno z wewnętrznych przyczyn nieodwracalności czynnika obiegowego jak i jego oddziaływania ze źródłami ciepła
2. pracę minimalną obiegów oraz jej przyrosty δW wywołane procesami nieodwracalnymi i wyrażone relacją Gouy`a-Stodoli
3. spadek efektywności obiegów nieodwracalnych w stosunku do obiegów idealnych wskutek procesów niequasi-statycznych
4. spadek sprawności egzergetycznej obiegów nieodwracalnych w stosunku do obiegów idealnych

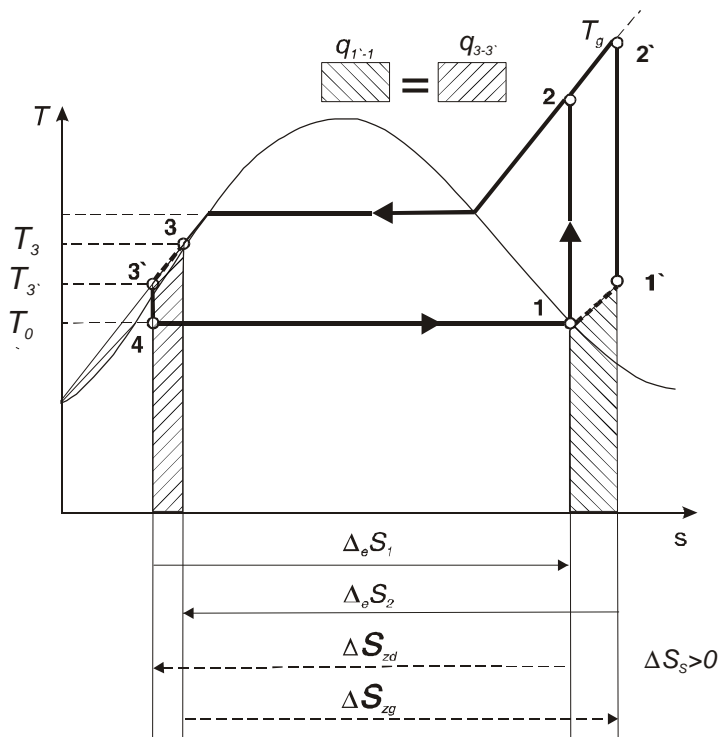


Obieg pompy ciepła z doziębieniem i przegrzewem pary czynnika obiegowego

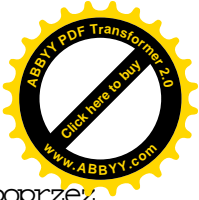
Doziębienie czynnika obiegowego stosuje się w praktyce z dwu powodów:

- potrzeby doziębienia cieczy czynnika obiegowego przed zaworem regulacyjnym do zapewnienia jego spokojnej pracy
- w celu przegrzania par czynnika opuszczającego parowacz, co stanowi ochronę sprężarki przed zalaniem cieczą

Obieg w którym następuje przegrzew pary czynnika przedstawiono na rys. 10.1



Rys.10.1 Przegrzew pary czynnika obiegowego w procesie doziębienia



Opisany w rozdziale 7.1 odwracalny obieg Rankine'a został zmodyfikowany poprzez wprowadzenie niequasi-statycznego procesu doziębienia. Ciepło przekazane przez czynnik obiegowy w procesie 3-3' jest przyjmowane przez pary amoniaku opuszczających parowacz, tak że następuje ich przegrzanie w procesie 1-1'.

Doziębienie 3-3'/1-1' jest procesem niestatycznym wskutek występującego przy przekazywaniu ciepła większego od zera gradientu temperatury. Modyfikacja obiegu Rankine'a doziębieniem w którym następuje przegrzew pary, zmieniła też zadanie jakie realizuje ten obieg pompy ciepła przedstawiony na rys.10.1. Obieg Rankine'a (rys.7.1) przekazywał do górnego źródła ciepło q_y w procesie 2-3, podczas gdy w obiegu z przegrzewem do źródła górnego przekazywane jest ciepło q_{y1} w procesie 2'-3. Wiąże się z tym również zmiana wartości pracy minimalnej obiegu W_{min} .

Opierając się na parametrach obiegu Rankine'a (rozdz.7.1) i analizach wykonanych w rozdziale 7 do szczegółowych obliczeń przyjęto następujące wartości parametrów amoniaku dla obiegu przedstawionego na rys.10.1

pkt	1	$T_0 = T_1 = 278,15 \text{ K}$	$s_1 = 5,551 \text{ kJ/kgK}$	$h_1 = 1465,79 \text{ kJ/kg}$
	2	$T_2 = 443,79 \text{ K}$	$s_2 = 5,551 \text{ kJ/kgK}$	$h_2 = 1795,86 \text{ kJ/kg}$
	3	$T_3 = 323,15 \text{ K}$	$s_3 = 1,780 \text{ kJ/kgK}$	$h_3 = 434,82 \text{ kJ/kg}$
	3'	$T_{3'} = 303,15 \text{ K}$	$s_{3'} = \sim 1,479 \text{ kJ/kgK}$	$h_{3'} = \sim 339,01 \text{ kJ/kg}$
	4	$T_0 = T_4 = 278,15 \text{ K}$	$s_4 = \sim 1,479 \text{ kJ/kgK}$	

Stan 1' wyznacza się z zależności

$$P_{1'} = P_1 = 515,76 \text{ kPa}$$

$$h_{1'} = h_1 + (h_3 - h_{3'}) = 1465,79 + (434,82 - 339,04) = 1561,57 \text{ kJ/kg} \quad (10.1)$$

stad $s_{1'} = 5,875 \text{ kJ/kgK}$

Wartość parametrów amoniaku w stanie 2' wynosi

$$P_{1'} = P_1 = 515,76 \text{ kPa}$$

$$s_{1'} = s_2 = 5,875 \text{ kJ/kgK} \quad P_{2'} = P_2 = 4139,7 \text{ kPa}$$

$$T_{2'} = 224,39^{\circ}\text{C} = 497,54 \text{ K} \quad h_{2'} = 1948,13 \text{ kJ/kg} \quad (10.2)$$

Parametry amoniaku stanów 1' i 2' przyjmują wartości

1'	$T_{1'} = 315,53 \text{ K}$	$s_{1'} = 5,875 \text{ kJ/kgK}$	$h_{1'} = 1561,57 \text{ kJ/kg}$
2'	$T_{2'} = 497,54 \text{ K}$	$s_{2'} = 5,875 \text{ kJ/kgK}$	$h_{2'} = 1948,13 \text{ kJ/kg}$



10.1 Praca minimalna obiegu z przegrzewem pary czynnika obiegowego

Zgodnie z tym, co zaznaczono wcześniej, w obiegu z przegrzewem par czynnika zmienia się w porównaniu z obiegiem Rankine'a, ciepło przekazywane do górnego źródła $q_{g1} > q_g$, a jego bezwzględna wartość wynosi

q_{g1} - ciepło przekazane do górnego źródła w obiegu z przegrzewem pary

q_g - ciepło przekazane do górnego źródła w obiegu Rankine'a

$$|q_{g1}| = (h_3 - h_2) = h_2 - h_3 = 1948,13 - 434,82 = 1513,31 \text{ kJ/kg} \quad (10.3)$$

Nowa wartości ciepła q_{g1} , jako celu realizowanego przez obieg, zmienia wartości pracy minimalnej obiegu $w_{1\min}$ z przegrzewem pary czynnika, którą wyraża formuła

$$w_{1\min} = -q_{g1} + T_0 \int_{2,3} \frac{d'q_{g1}}{T} = h_2 - h_3 + T_0(s_3 - s_2)$$

$$w_{1\min} = 1948,13 - 434,82 - 278,15(5,875 - 1,78) = 374,29 \text{ kJ/kg} \quad (10.4)$$

Praca minimalna obiegu z przegrzewem $w_{1\min}$ jest większa od pracy minimalnej obiegu Rankine'a obliczonej w rozdziale 7.1, której wartość wynosi

$$w_{\min} = 312,34 \text{ kJ/kg}$$

$$w_{1\min} = 374,29 > w_{\min.Rankine'a} = 312,34 \text{ kJ/kg} \quad (10.5)$$

Modyfikacja idealnego obiegu Rankine'a nieodwracalnym procesem doziębienia z przegrzewem pary czynnika obiegowego tworzy nowy obieg, który charakteryzuje praca minimalna inna niż dla obiegu Rankine'a. Bezpośrednie porównywanie obu tych obieguów pompy ciepła realizujących różne zadania przy różnych pracach minimalnych nie ma wspólnej bazy. Brak wspólnej bazy porównawczej umożliwia jedynie bezpośrednie porównywanie liczbowych wartości efektywności i sprawności energetycznej tych obieguów. Różne wartości pracy minimalnej uniemożliwiają jednak w oparciu o takie porównania ocenę stopnia ich doskonałości.

10.2 Efektywność obiegu pompy ciepła z przegrzewem pary czynnika obiegowego

Obliczona w rozdziale 10.1 praca minimalna $w_{1\min}$ dla obiegu, który przekazuje do górnego źródła ciepło q_{g1} , pozwala na wyznaczenie efektywności ϵ_{pmax} maksymalnej, która odnosi się do obiegu odwracalnego



$$\varepsilon_{pc \max} = \frac{|q_{g1}|}{w_{1\min}} = \frac{1513,31}{374,29} = 4,043 \quad (10.6)$$

W celu wyznaczenia efektywności pompy ciepła ε_{pc} z przegrzewem par czynnika należy wyznaczyć straty pracy δw jakie powstają w obiegu, w wyniku niestacznego procesu 3-3`/1-1` przekazywania ciepła doziębienia. Zgodnie z relacją Gouya-Stodoli przyrost pracy δw jest iloczynem temperatury otoczenia i przyrostu entropii systemu oddziaływujących ciał

$$\begin{aligned} \delta w &= T_0 \Delta s_s = T_0 (\Delta s_{zg} + \Delta s_{zd}) = T_0 [(s_{2'} - s_3) - (s_1 - s_4)] \\ \delta w &= 278,15 [(5,875 - 1,78) - (5,551 - 1,479)] = 6,4 \text{ kJ/kg} \end{aligned} \quad (10.7)$$

Efektywność obiegu nieodwracalnego wynosi

$$\varepsilon_{pc} = \frac{|q_{g1}|}{w_{ob}} = \frac{|q_{g1}|}{w_{1\min} + \delta w} = \frac{1513,31}{374,29 + 6,4} = 3,975 \quad (10.8)$$

Efektywność ta jest niższa od efektywności maksymalnej $\varepsilon_{pc \max} > \varepsilon_{pc}$ w wyniku strat pracy obiegu wywołanych powstaniem przyrostu entropii systemu Δs_s , który jest efektem nieodwracalnego procesu przekazywania ciepła przy doziębieniu par czynnika obiegowego.

10.3 Sprawność egzergetyczna pompy ciepła z przegrzewem pary czynnika obiegowego

W obiegu pompy ciepła z przegrzewem par stosunek bilansu zmian egzergii wywołanych działaniem termicznym do zmian wywołanych działaniem mechanicznym, określający sprawność egzergetyczną obiegu ζ_{pc} wyrazi się wzorem

$$\zeta_{pc} = \frac{-\int \frac{T-T_0}{T} d'Q}{\int d'W_t} = \frac{-\int_{2',3} (T-T_0) d_e s}{w_{ob}} = \frac{h_{2'} - h_3 - T_0 (s_{2'} - s_3)}{w_{ob}}$$

$$\zeta_{pc} = \frac{1948,13 - 434,82 - 278,15(5,875 - 1,78)}{380,69} = \frac{374,29}{380,69}$$

$$\zeta_{pc} = 0,983 \quad (10.9)$$

Sprawność egzergetyczna obiegu z przegrzewem pary czynnika jest mniejsza od jedności wskutek nieodwracalności tego procesu i związanym z nim przyrostem



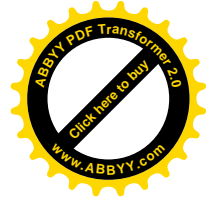
pracy obiegu w stosunku do obiegu idealnego.

10.4 Wnioski

Modyfikacje obiegów, których efektem jest zmiana zadania jaki realizują (dla pomp ciepła jest to ciepło q_y przekazywane do górnego źródła), powodują zmianę wartości pracy minimalnej w_{\min} odpowiadających im obiegów idealnych. Wskutek tego zmieniają się też wartości maksymalnych efektywności odpowiednich obiegów odwracalnych.

Porównywanie zatem efektywności obiegów, które charakteryzują się różnymi pracami minimalnymi obiegów odwracalnych, nie umożliwia oceny ich stopnia doskonałości. Obiegi pompy ciepła opisane w rozdz. 7 z obiegami przedstawionymi w rozdz. 10 można analizować jedynie poprzez bezpośrednie porównanie wartości liczbowych efektywności . Porównanie to nie rozstrzyga jednak o stopniu doskonałości poszczególnych obiegów.

Doziębienie jako proces nieodwracalny powiększa pracę obiegu, w stosunku do pracy minimalnej, wskutek czego jego efektywność i sprawność egzergetyczna jest niższa od odpowiadającego mu obiegu idealnego.



MODYFIKACJA PROCESAMI NIEODWRACALNYMI OBIEGÓW LINDEGO

Analiza obiegów przeprowadzona w rozdziałach 6-10 wykazała, że wprowadzenie każdorazowo dodatkowego procesu nieodwracalnego, **który powiększa przyrost entropii systemu ΔS_g** , obniża zarówno ich efektywność, jak i sprawność egzergetyczną. Wiąże się to ze wzrostem pracy napędowej obiegu, co matematycznie opisuje relacja Gouya-Stodoli.

W rozdziale tym przeprowadzono analizę nieodwracalnego obiegu Lindego, który jest modyfikowany poprzez wprowadzenie doziębienia. Wykaże ona, że wprowadzenie do **obiegu nieodwracalnego** kolejnego procesu niestatycznego nie musi prowadzić do wzrostu entropii systemu ΔS_g obiegu lewobieżnego i związanego z tym spadku efektywności i sprawności egzergetycznej.

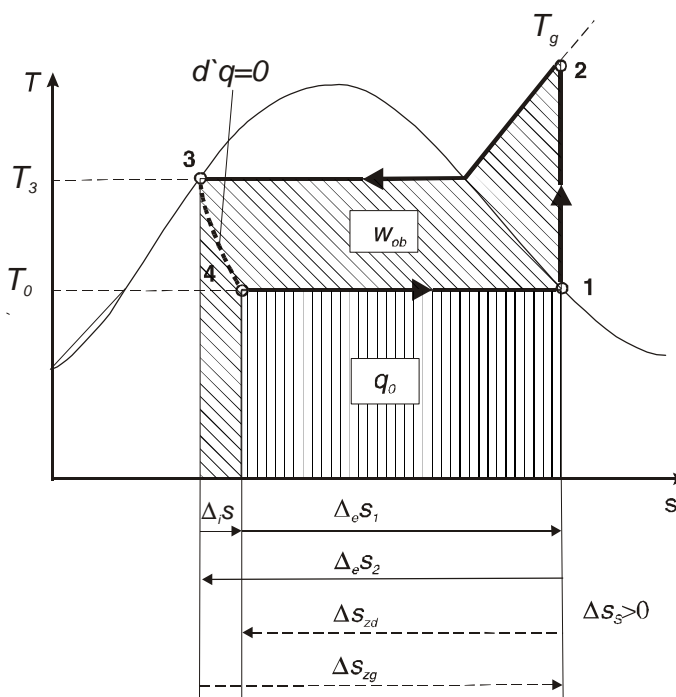
11.1 Obieg Lindego pompy ciepła

Na rys.11.1 pokazano typowy obieg pompy ciepła w którym procesem nieodwracalnym jest adiabatyczne dławienie 3-4. Temperatura dolnego źródła ciepła $T_0 = 278,15$ K, temperatura kondensacji $T_g = 353,15$ K. Czynnikiem obiegowym jest amoniak NH_3 dla którego przyjęto następujące wartości parametrów czynnika obiegowego w poszczególnych stanach:

pkt	1	$T_0 = T_1 = 278,15$ K	$s_1 = 5,551$ kJ/kgK	$h_1 = 1465,79$ kJ/kg
	2	$T_2 = 443,79$ K	$s_2 = 5,551$ kJ/kgK	$h_2 = 1795,86$ kJ/kg
	3	$T_3 = 353,15$ K	$s_3 = 2,225$ kJ/kgK	$h_3 = 589,32$ kJ/kg
	4	$T_0 = T_4 = 278,15$ K	$s_4 = 2,4$ kJ/kgK	$h_4 = 589,32$ kJ/kg

Ciśnienie parowania czynnika obiegowego w procesie 4-1 wynosi $P_1 = 515,76$ kPa.

Ciśnienie kondensacji w procesie 2-3 ma wartość $P_2 = 4139,74$ kPa. T_0 jest temperaturą otoczenia (dolnego źródła ciepła).



Rys.11.1 Obieg Lindego pompy ciepła

Przyrost entropii Δs_s obiegu równy jest przyrostowi entropii $\Delta_i s$ wywołanemu nieodwracalnością procesu dławienia 3-4

$$\Delta s_s = \Delta_i s = s_4 - s_3 = 2,4 - 2,225 = 0,175 \text{ kJ/kgK} \quad (11.1)$$

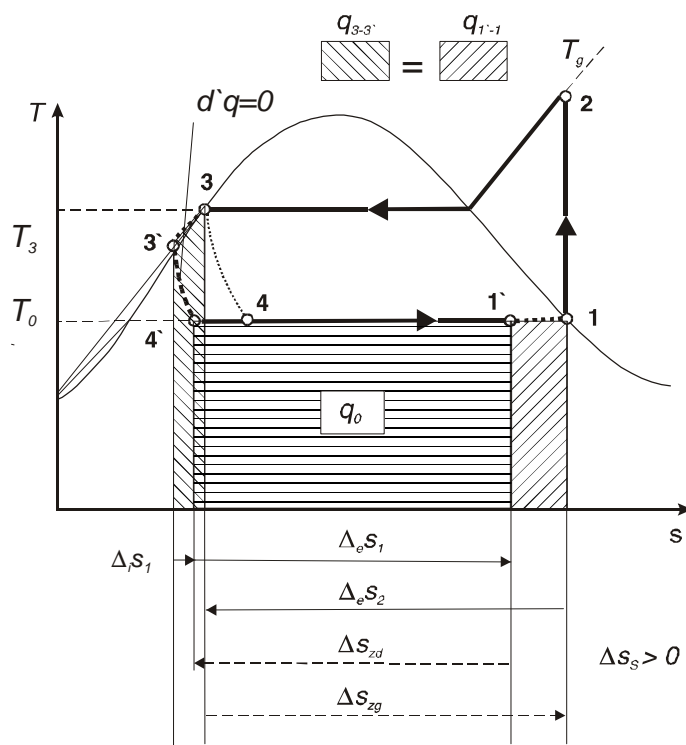
Dodatkowa praca δw obiegu Lindego pompy ciepła wynikająca z adiabaticznego dławienia zgodnie z relacją Gouya-Stodoli wynosi

$$\delta w = T_0 \Delta s_s = 278,15 * 0,175 = 48,76 \text{ kJ/kg} \quad (11.2)$$

Jest to przyrost o jaki większa jest praca obiegu Lindego w stosunku do pracy minimalnej odwracalnego obiegu pompy ciepła realizującej zadanie przekazywania do górnego źródła ciepła procesu 2-3 quasi-statycznie.

Jeżeli do obiegu Lindego (rys.11.1) wprowadzimy doziębienie amoniaku bez przegrzewu par czynnika otrzymany obieg przedstawiony na rys.11.2 w którym założono doziębienie czynnika do temperatury $T_3' = 323,13 \text{ K}$.

Założenie to pozwala określić pozostałe parametry stanu 3'. Koniec adiabaticznego dławienia 4' ma entalpię stanu 3' i temperaturę dolnego źródła ciepła. Stan 1', w którym czynnik obiegowy kończy odbierać ciepło z dolnego źródła, ma entalpię początku sprężania 1' pomniejszoną o ciepło doziębienia $h_3 - h_3'$. Na rysunku przedstawiono stan 4 w którym w obiegu Lindego bez doziębienia kończy się proces dławienia.



Rys.11.2 Obieg Lindego pompy ciepła z doziębieniem bez przegrzewu pary czynnika obiegowego

Analiza rysunku 11.2 prowadzi do następujących wniosków:

- ciepło q_y przekazywane do górnego źródła jako cel realizowany przez obieg pompy ciepła jest takie samo dla obiegu Lindego i obiegu z doziębieniem
- ponieważ $h_3-h_3' = h_4-h_4' = h_1-h_1'$, to ciepło q_0 przyjmowane przez czynnik obiegowy z dolnego źródła również ma tę samą wartość dla obu obiegów

Stąd praca obu obiegów nieodwracalnych: Lindego 1-2-3-4-1 i z doziębieniem 1-2-3'-4'-1'-1 musi się sobie równać. Ponieważ praca obiegu nieodwracalnego jest sumą pracy minimalnej i przyrostu wywołanego procesami nieodwracalnymi

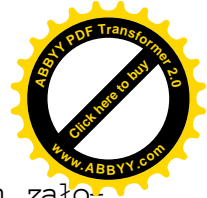
$$w_{ob} = w_{min} + \delta w \quad (11.3)$$

oznacza to że przyrost pracy δw_L obiegu Lindego (rys.11.1) jest równy przyrostowi pracy δw_D obiegu z doziębieniem i dławieniem 3'-4' (rys.11.2), w którym doziębienie czynnika obiegowego wprowadzono jako dodatkowy proces nieodwracalny

$$\delta w_L = \delta w_D$$

$$T_0 \Delta_i s = T_0 (\Delta_i s_1 + \Delta_i s_2) \quad (11.4)$$

Szczegółowe obliczenia przyrostów entropii obiegu z doziębieniem wykonano w



oparciu o parametry czynnika obiegowego wyznaczone przy wcześniejszych założeniach

pkt	1`	$T_0 = T_{1'} = 278,15 \text{ K}$	$s_{1'} = 4,995 \text{ kJ/kgK}$	$h_{1'} = 1311,29 \text{ kJ/kg}$
	3`	$T_{3'} = 323,15 \text{ K}$	$s_{3'} = 1,78 \text{ kJ/kgK}$	$h_{3'} = 434,82 \text{ kJ/kg}$
	4`	$T_0 = T_{4'} = 278,15 \text{ K}$	$s_{4'} = 1,844 \text{ kJ/kgK}$	$h_{4'} = 434,82 \text{ kJ/kg}$

pozostałe stany mają wartości parametrów czynnika obiegu Lindego bez doziębienia.

Całkowity przyrost entropii Δs_s obiegu z doziębieniem jest sumą przyrostu $\Delta_i s_1$ wywołanego adiabatycznym dławieniem 3`-4` i przyrostu entropii $\Delta_i s_2$ spowodowanego nieodwracalnym przekazywaniem ciepła doziębienia 3-3`/1`-1

$$\Delta s_s = \Delta_i s_1 + \Delta_i s_2$$

$$\Delta s_s = (s_{4'} - s_{3'}) + [(s_{1'} - s_{1'}) - (s_3 - s_{3'})]$$

$$\Delta s_s = (1,844 - 1,78) + [(5,551 - 4,995) - (2,225 - 1,78)] = 0,175 \text{ kJ/kg} \quad (11.5)$$

i jest dokładnie taki sam jak całkowity przyrost entropii Δs_s obiegu Lindego bez doziębienia. Oznacza to, że praca, sprawność egzergetyczna i efektywność obu obiegów jest taka sama. Wprowadzenie doziębienia, jako dodatkowego procesu niestacycznego do obiegu Lindego, nie powiększyło przyrostu entropii systemu i nie wywołało związanego z tym wzrostu pracy obiegu.

Wprowadzenie do obiegu kolejnego procesu nieodwracalnego nie musi powiększać przyrostu entropii systemu.

11.2 Obieg Lindego pompy ciepła z doziębieniem i przegrzewem pary czynnika obiegowego

Jeżeli wprowadzenie do obiegu Lindego doziębienia bez przegrzewu pary czynnika nie powoduje wzrostu entropii obiegu $\Delta s_s = \text{const.}$, to wprowadzenie przegrzewu par, który wiąże się ze zmniejszeniem gradientu temperatury w procesie przekazywania ciepła doziębienia, musi zmniejszyć całkowity przyrost entropii obiegu z przegrzewem pary czynnika w stosunku do obiegu Lindego.

Na rys.11.3 przedstawiono obieg Lindego w którym wprowadzono przegrzew pary czynnika. Temperatura doziębienia czynnika $T_{3'} = 323,15 \text{ K}$ jest taka sama jak w omawianym poprzednio obiegu z doziębieniem bez przegrzewu par (rys.11.2).

Modyfikacja obiegu poprzez wprowadzenie przegrzewu pary czynnika zmieniła ciepło q_g (proces 2`-3), które jest przekazywane do górnego źródła, stąd obieg ten



go nieodwracalnym przekazywaniem ciepła doziębienia

$$\Delta s_s = \Delta_i s_1 + \Delta_i s_2$$

$$\Delta s_s = (s_4 - s_3) + [(s_1 - s_1) - (s_3 - s_3)]$$

$$\Delta s_s = (1,844 - 1,78) + [(6,054 - 5,551) - (2,225 - 1,78)] = 0,122 \text{ kJ/kgK} \quad (11.6)$$

Przyrost entropii Δs_s wywołany procesami nieodwracalnymi obiegu z przegrzewem pary czynnika jest mniejszy niż w obiegach Lindego (rys.11.1) i z doziębieniem bez przegrzewu pary (rys.11.2). Zgodnie z relacją Gouya-Stodoli (3.60) przyrost pracy δw związany ze stratami procesów nieodwracalnych jest w tym obiegu niższy niż w obu poprzednich obiegach, a zatem jego sprawność egzergetyczna ζ_{pc} jest wyższa. Wprowadzenie do obiegu Lindego dodatkowego procesu niestatycznego, doziębienia z przegrzewem pary czynnika zmniejszyło przyrost entropii systemu i straty pracy obiegu lewobieźnego związane z jego nieodwracalnością.

Wprowadzenie do obiegu nieodwracalnego kolejnego procesu nieodwracalnego może zmniejszyć przyrost entropii systemu, obniżyć przyrost pracy δw wywołany procesami nieodwracalnymi i wskutek tego zwiększyć sprawność egzergetyczną obiegu.

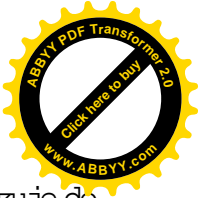
Należy podkreślić, że wnioski uzyskane poprzez analizę obiegów w tym rozdziale nie są sprzeczne z wynikami uzyskanymi w rozdziałach 6-9. W rozdziałach tych analizowano bowiem oddziaływanie w obiegach lewobieźnych niezależnych procesów nieodwracalnych, które nie wpływały wzajemnie na siebie. W rozdziale 11 analizuje się natomiast wpływ nieodwracalnego procesu doziębienia, który wprowadzony do obiegu pompy ciepła zmienia przebieg procesu adiabatycznego dławienia (proces 3-4 dla obiegu Lindego i proces 3'-4' obiegu z doziębieniem - rys.11.3).

Procesy nieodwracalne charakteryzują się różną wartością przyrostów entropii wywołanych wskutek ich nieodwracalności, i związanymi z nimi przyrostami pracy obiegu. Fakt zmniejszenia strat obiegu rzeczywistego poprzez wprowadzenie kolejnej niequasi-statycznej przemiany ujawnia możliwość optymalizacji tego obiegu procesami nieodwracalnymi.

11.3 Warunek wzrostu efektywności obiegu pompy ciepła z przegrzewem pary czynnika obiegowego w stosunku do obiegu Lindego

W celu przeprowadzenia analizy efektywności obiegów na rys.11.4 określono przyrosty ciepła doziębienia q_{δ} oraz pracy Δw jakie powstają w obiegu po wprowadzeniu procesu doziębienia. Proces przegrzewu pary czynnika obiegowego powoduje wzrost o wartość pola pod krzywą 2'-2 ciepła q_{δ} , jakie amoniak przekazuje do górnego źródła. Jak już wspomniano wcześniej, powiększa to pracę minimalną obiegu z przegrzewem i nie ma możliwości porównania obiegu Lindego i obiegu z przegrzewem par w oparciu o tę wielkość. Poniżej przeprowadzono analizę porównawczą jedynie **liczbowych** wartości efektywności obu obiegów.

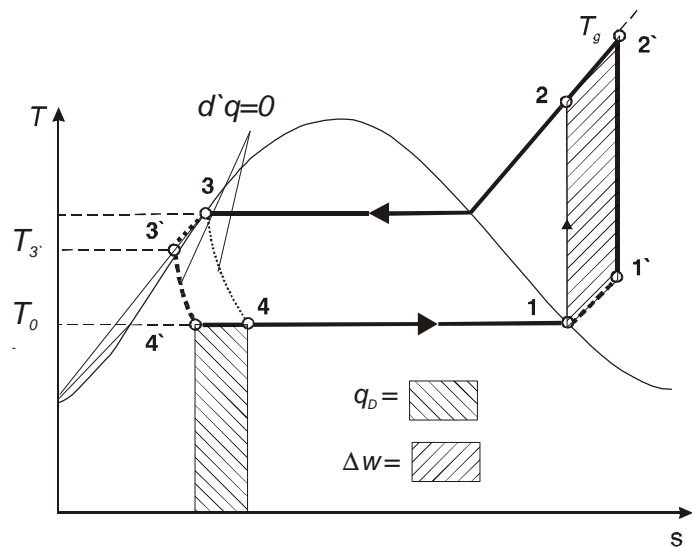
W obiegu Lindego 1-2-3-4-1 jedynym nieodwracalnym procesem jest adiabatyczne



dławienie 3-4. Czynnik przyjmuje z dolnego źródła ciepło $q_b = h_1 - h_4$, a przekazuje do górnego źródła ciepło o bezwzględnej wartości $q_g = h_2 - h_3$. Efektywność obiegu ε_L wynosi

$$\varepsilon_L = \frac{|q_g|}{w_{ob}} \quad (11.7)$$

Obieg z przegrzewem par czynnika ma dwa procesy nieodwracalne: adiabatyczne dławienie 3'-4' oraz doziębienie 3-3'/1-1'. W stosunku do obiegu Lindego ciepło pobierane przez czynnika obiegowy rośnie o wartość ciepła doziębienia q_d , ciepło przekazywane do górnego źródła wzrasta o ciepło $\Delta q_g = h_2' - h_2$ zawarte pod izobarą 2'-2. Praca obiegu tak jak pokazano na rys.11.4 wzrasta o wartość Δw w stosunku do pracy obiegu Lindego.



Rys.11.4 Obieg Lindego 1-2-3-4-1 i obieg z doziębieniem

1'-2'-3'-4'-1'

Ciepło doziębienia 3-3' jest równe ciepłu przegrzewu 1-1' i ciepłu procesu 4'-4. Efektywność obiegu z doziębieniem ε_D wynosi

$$\varepsilon_D = \frac{|q_g| + |\Delta q_g|}{w_{ob} + \delta w}$$

$$\varepsilon_D = \frac{|q_g|}{w_{ob}} \frac{1 + \frac{|\Delta q_g|}{|q_g|}}{1 + \frac{\delta w}{w_{ob}}}$$



$$\varepsilon_D = \varepsilon_L \frac{1 + \frac{|\Delta q_g|}{|q_g|}}{1 + \frac{\Delta w}{w_{ob}}} \quad (11.8)$$

Warunek wzrostu efektywności obiegu z doziębieniem w stosunku do obiegu Lindego można wyrazić formułą

$$\frac{\varepsilon_D}{\varepsilon_L} > 1 \Leftrightarrow 1 + \frac{|\Delta q_g|}{|q_g|} > 1 + \frac{\Delta w}{w_{ob}} \quad (11.9)$$

Ponieważ przyrost ciepła Δq_g przekazywanego w obiegu z doziębieniem do górnego źródła można przedstawić w postaci

$$|\Delta q_g| = q_D + \Delta w \quad (11.10)$$

to warunek przyjmie następującą postać

$$\frac{q_D + \Delta w}{|q_g|} > \frac{\Delta w}{w_{ob}} \quad (11.11)$$

Nierówność tę po prostych przekształceniach można doprowadzić do postaci

$$\begin{aligned} \frac{q_D}{|q_g|} &> \frac{\Delta w}{w_{ob}} - \frac{\Delta w}{|q_g|} \\ q_D &> \frac{|q_g| \Delta w}{w_{ob}} - \Delta w \\ q_D &> \frac{|q_g| \Delta w - w_{ob} \Delta w}{w_{ob}} \\ q_D &> \frac{\Delta w (|q_g| - w_{ob})}{w_{ob}} \end{aligned}$$



$$q_D > \frac{q_0 \Delta w}{w_{ob}}$$

czyli

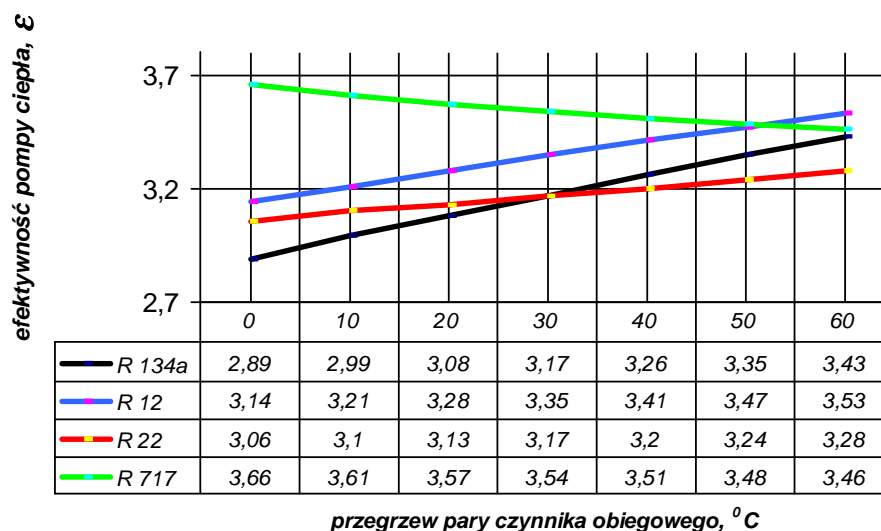
$$\frac{\varepsilon_D}{\varepsilon_L} > 1 \Leftrightarrow \frac{q_D}{q_0} > \frac{\Delta w}{w_{ob}} \quad (11.12)$$

Efektywność obiegu lewobieżnego z doziębieniem jest większa od efektywności obiegu Lindego jeżeli wprowadzenie procesu doziębienia powoduje większy przyrost ciepła przyjętego z dolnego źródła w stosunku do przyrostu pracy obiegu.

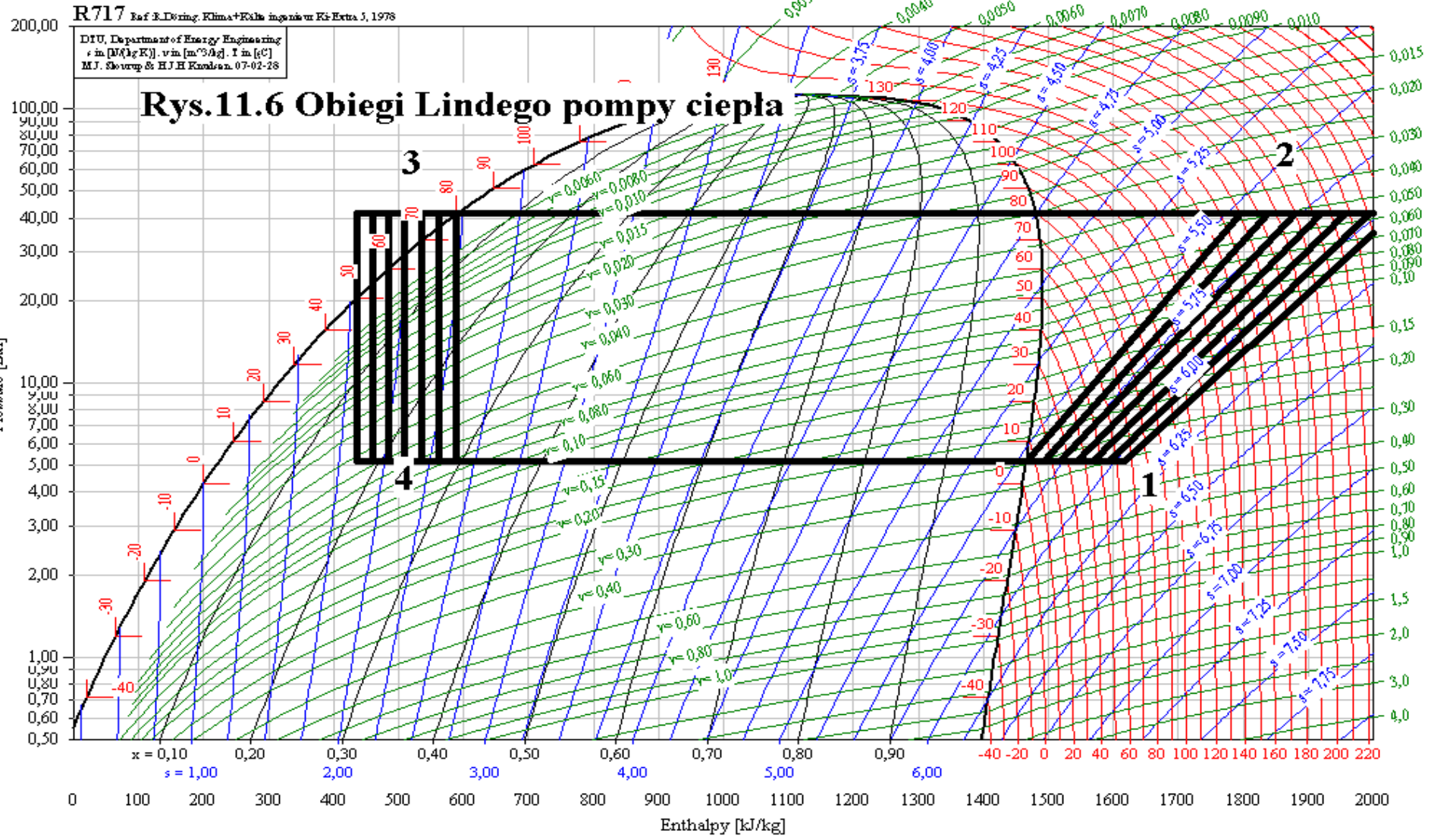
Warunek ten jest taki sam zarówno dla obiegów pomp ciepła jak i obiegów ziętnicznych [23].

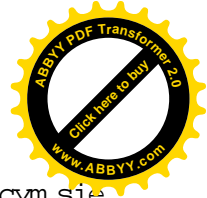
11.4 Efektywności obiegów lewobieżnych z doziębieniem

Na rys.11.6 pokazano rodzinę obiegów pompy ciepła z doziębieniem zbudowaną na obiegu Lindego opisanym w rozdziale 11.1. W obiegach tych powiększono ciepło doziębienia w ten sposób, że przegrzew par czynnika obiegowego wzrastał w kolejnym obiegu o 10 °C, aż do końcowego maksymalnego przegrzewu wynoszącego 60 °C. Obliczenia efektywności wykonano dla następujących czynników obiegowych: R12, R22, R134a oraz R717 (amoniaku). Otrzymane wyniki dla obiegów pompy ciepła przedstawia rys. 11.5.



Rys. 11.6 Efektywność obiegu pompy ciepła w funkcji przegrzewu pary czynnika $T_1 - T_1$

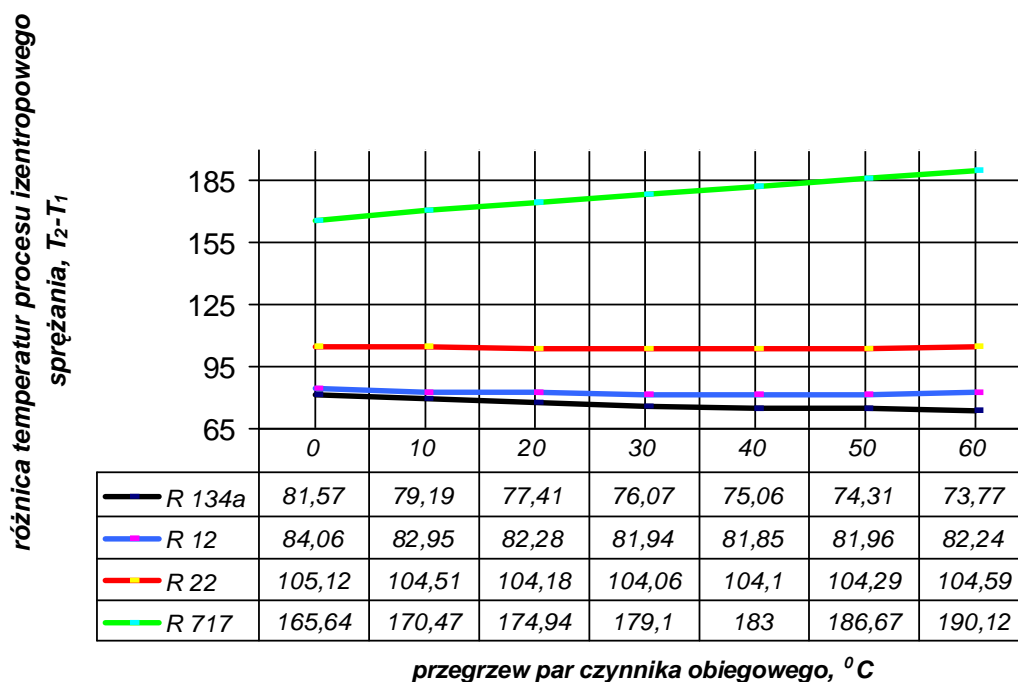




Rodzaj czynnika ma wpływ na wartość efektywności obiegu przy zmieniającym się doziębieniu. Obiegi amoniakalne pompy ciepła charakteryzują się malejącą efektywnością przy rosnącym cieple doziębienia, odwrotnie dla obiegów z freonem R134a, dla którego efektywność rośnie monotonicznie. Fakt, że czynnik obiegowy ma wpływ na efektywność obiegu pokazuje także rys. 11.7 na którym przedstawiono jakie wartości przyjmują różnice temperatur pomiędzy początkiem i końcem izentropowego sprężania dla poszczególnych czynników w funkcji rosnącego przegrzewu par czynnika obiegowego.

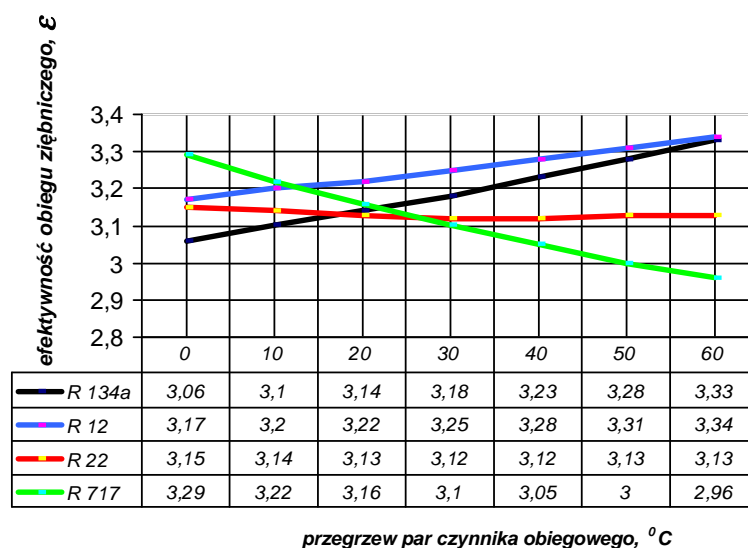
Wartość ta powiększająca się maksymalnie dla amoniaku tłumaczy do pewnego stopnia rosnący z przegrzewem przyrost pracy Δw i obniżającą się efektywność kolejnych amoniakalnych obiegów.

Analizę efektywności przeprowadzono także dla obiegu ziębniczego wykorzystując wymienione wcześniej czynniki obiegowe. Podstawą jest obieg Lindego bez doziębienia w którym przyjęto temperaturę parowania $T_p = 253,15 \text{ K}$, oraz temperaturę kondensacji $T_k = 313,15 \text{ K}$. Rodzinę obiegów o rosnącym cieple doziębienia przedstawiony na rys. 11.8. Przegrzew par kolejnych obiegów rośnie o $10 \text{ }^\circ\text{C}$ aż do końcowego maksymalnego przegrzewu wynoszącego $60 \text{ }^\circ\text{C}$. Wykonane obliczenia



Rys.11.7 Różnica temperatur pomiędzy początkiem i końcem izentropowego sprężania obiegu pompy ciepła w funkcji przegrzewu pary dla rozpatrywanych czynników.

przedstawione na rys. 11.9 potwierdzają, że efektywność obiegu z doziębieniem zależy również od temperatur parowania i skraplania czynnika obiegowego.

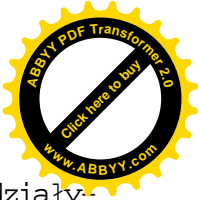


Rys. 11.9 Efektywność obiegu ziębniczego w funkcji przegrzewu pary czynnika

Obieg pracujący na freonie R 22, którego efektywność pompy ciepła rosła wraz z rosnącym doziębieniem od wartości 3,06 do 3,28, nie charakteryzuje się rosnącą efektywnością w zakresie temperatur kondensacji i parowania obiegu ziębniczego ; efektywność przyjmuje wartości w przedziale 3,15 do 3,13.

11.5 Wnioski

1. Wprowadzenie do lewobieźnego obiegu nieodwracalnego kolejnego procesu niequasi-statycznego nie musi prowadzić do wzrostu przyrostu entropii systemu, pracy napędowej, spadku efektywności i sprawności egzergetycznej.
2. Modyfikacja obiegu Lindego ziębniczego i pompy ciepła poprzez doziębienie z przegrzewem pary czynnika roboczego zawsze zmniejsza całkowity przyrost entropii czynnika obiegowego wywołanego tymi procesami nieodwracalnymi tj. adiabatycznym dławieniem i doziębieniem, w stosunku do obiegu Lindego bez doziębienia.
3. Doziębienie poprzez zmniejszenie przyrostu entropii czynnika obiegowego wywołanego adiabatycznym dławieniem i doziębieniem w stosunku do obiegu Lindego bez doziębienia może spowodować wzrost efektywności i sprawności egzergetycznej obiegu lewobieźnego.
4. Doziębienie z przegrzewem pary czynnika obiegowego zmniejsza, lub zwiększa efektywność obiegu oraz sprawność egzergetyczną w stosun-



ku do obiegu Lindego bez doziębienia wskutek jednoczesnego oddziały-
wania czterech elementów:

- doziębienie zawsze zmniejsza straty pracy powstające wskutek wewnętrznych przyczyn nieodwracalności procesów adiabatycznego dławienia i doziębienia czynnika obiegowego w stosunku do obiegu Lindego bez doziębienia
- doziębienie powoduje wzrost temperatury przekazywania ciepła przez czynnik obiegowy do górnego źródła
- efektywność jest uwarunkowana rodzajem czynnika, tj jego termodynamicznymi właściwościami
- spadek lub wzrost efektywności zależy od przedziału temperatur w którym pracuje obieg lewobieżny, tj. temperatur parowania i skraplania czynnika obiegowego



Podsumowanie

1. W pracy zaproponowano analizę, która odbiega od typowych spotykanych w literaturze opisów termodynamicznych obiegu lewobieżnych. W oparciu o drugą zasadę termodynamiki podjęto próbę opisu jednostopniowego obiegu lewobieżnego przy pomocy odpowiednich przyrostów entropii oraz związanych z nimi strat pracy jakie generują w nim rzeczywiste procesy nieodwracalne.

Analiza taka opisuje obieg lewobieżny za pomocą następujących wielkości:

- pracy minimalnej obiegu
- przyrostów entropii i związanych z nimi strat pracy wywołanych przez poszczególne procesy nieodwracalne w obiegu
- przyrostu entropii systemu oddziaływających ciał i opisanego przez relację Gouya-Stodoli przyrostu pracy obiegu lewobieżnego
- efektywności obiegu jako funkcji sumy pracy minimalnej obiegu idealnego i przyrostu pracy wywołanego procesami nieodwracalnymi
- sprawności egzergetycznej, jako kryterium oceny stopnia doskonałości obiegu

2. Pokazano, że porównywanie obiegu lewobieżnych, realizujących różne cele i charakteryzujących się różną pracą minimalną, może odbywać się jedynie na zasadzie bezpośredniego porównywania wartości liczbowych np. efektywności, jednak porównanie takie nie określa stopnia doskonałości poszczególnych obiegu ze względu na straty procesów nieodwracalnych.

3. Wykazano, że modyfikacja obiegu nieodwracalnego, kolejnym procesem nieodwracalnym nie musi prowadzić do powiększenia przyrostu entropii systemu i w efekcie do wzrostu strat pracy obiegu lewobieżnego. Oznacza to, że:

- procesy rzeczywiste charakteryzują się różnymi przyrostami entropii i związaną z tym stratą pracy wywołaną ich nieodwracalnością
- wprowadzenie do obiegu kolejnego procesu nieodwracalnego może spowodować obniżenie wartości przyrostu entropii systemu i strat pracy



- obiegu, wzrost jego efektywności i sprawności egzergetycznej
- istnieje możliwość optymalizacji obiegów rzeczywistych procesami nieodwracalnymi

4. Przyrost entropii systemu ciał jest tym większy, im większe są prędkości ruchu ciał i większe są intensywności oddziaływań np. cieplnych. Zwiększenie intensywności oddziaływań wymaga zwiększenia gradientów temperatury i prędkości przepływów. Taka intensyfikacja procesów umożliwia minimalizację geometryczną urządzeń i związane z tym obniżenie kosztów inwestycyjnych. Negatywnym efektem są większe straty pracy związane z obniżeniem efektywności i sprawności egzergetycznej, co prowadzi do wzrostu kosztów eksploatacji. Optymalizacja w procesie projektowania powinna być procedurą doboru intensywności wzrostu entropii procesów i kosztów eksploatacji systemu [28].

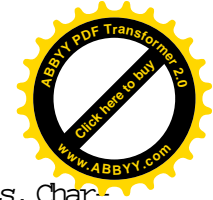


LITERATURA

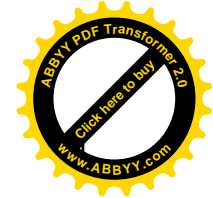
- [1] BRODOWICZ, K., DYJAKOWSKI, T., Pompy ciepła, Państwowe Wydawnictwo Naukowe Warszawa 1990
- [2] CAVALLINI, A., Wymiana ciepła i wydajność energetyczna czynników chłodniczych w chłodnictwie mechanicznym (sprężarkowym), Chłodnictwo 3/2003
- [3] CLAUDIUS, R., Abhandlungen uber die Mechanische Warmetheorie, Braunschweig 1864
- [4] CLAUDIUS, R., Die Mechanische Warmetheorie, Braunschweig 1887
- [5] EDER, W., MOSER, F., Die warmepumpe in der Verfahrenstechnik, Springer-Verlag 1979
- [6] ELSNER, N., Grundlagen der Technischen Thermodynamik, Akademie-Verlag Berlin 1985
- [7] FLOREK, R., KRÓLICKI, Z., Diabatyczność procesu dławienia. Dobór geometrii układu rurka kapilarna - przewód ssawny sprężarki, Chłodnictwo 1-2/2004
- [8] GLANSDORF, P., PRIGOGINE, I., Thermodynamics theory of structure, stability and fluctuations, Wiley-Interscience 1971
- [9] GUMIŃSKI, K., Termodynamika, Państwowe Wydawnictwo Naukowe Warszawa 1972
- [10] KEENAN, J.H., Termodynamika, Gosudarstviennoe Energeticieskoje Izdatelstvo Moskwa 1963
- [11] KIRILLIN, V.A., SYCZEV, V.V., SZEJNDLIN A.E., Technicheskaja termodynamika, Energia Moskwa 1968
- [12] KOLENDĄ, Z., HUBERT, J., DONIZAK, J., Zastosowania zasady minimalnej produkcji entropii w analizie ustalonych procesów przewodzenia ciepła, XVII Zjazd Termodynamików Krakow 1999
- [13] KOŁODZIEJCZAK, L., RUBIK, M., Technika chłodnicza w klimatyzacji, Arkady Warszawa 1976
- [14] KOZACZKA, J., Ocena strat termodynamicznych w procesach dławienia gazu rzeczywistego, XII Zjazd Termodynamików Kraków - Rytro 1984
- [15] KOZACZKA, J., Podstawy termodynamiki, Wydawnictwo Taurus-K, Kraków 1997



- [16] KOZACZKA, J., Systematyzacja urządzeń energetycznych w aspekcie możliwości jednolitej termodynamicznej oceny ich doskonałości działania, *Mechanika Tom 14 Zeszyt 4* 1995
- [17] KRÓLICKI, Z., *Dławienie dwufazowych czynników chłodniczych*, Wydawnictwo Politechniki Wrocławskiej, Wrocław 1991
- [18] KRÓLICKI, Z., BIAŁKO, B., Termodynamiczne i techniczne uwarunkowania stosowania mieszaniny propan - butan, jako czynnika obiegowego w systemach realizujących obiegi lewobieżne, XVII Zjazd Termodynamików Krakow 1999
- [19] LITVIN, A.M., *Technicheskaja termodynamika*, Gosudarstviennoje Energeticieskoje Izdatelstwo Moskwa 1947
- [20] LORENTZEN, G., *Ogrzewanie termodynamiczne metodą przyszłości*, *Chłodnictwo*, TXXV, 1990 nr 1-2
- [21] LORENTZEN, G., *Natural refrigerants a complete solution*, *International Institute of Refrigeration, Proceedings of meetings, Padova 21-23 Sept. 1994*,
- [22] MACZEK, K., *Modelowanie matematyczne w optymalizacji lewobieżnych obiegów termodynamicznych*, XIII Zjazd Termodynamików Częstochowa-Kozubnik 1987
- [23] MACZEK, K., MIECZYŃSKI, M., *Chłodnictwo*, Politechnika Wrocławska, Wrocław 1981
- [24] MARTYNOWSKIJ, V.S., *Analiz dejstvitelnych termodynamicieskich cyklov*, *Energia*, Moskwa 1972
- [25] MARTYNOWSKIJ, V.S., *Chołodnyje maszyny*, *Piszczepromizdat Moskwa* 1950
- [26] MEUNIER, F., KAUSHIK, S.C., NEVEU, P., A comparative assessment of vapour absorption, adsorption and chemical reaction heat pumps, XIX International Congress of Refrigeration The Hague, The Netherlands 1995
- [27] MERC, W., *Chłodnictwo teoria chłodziarek cz.1*, Państwowe Wydawnictwo Naukowe Warszawa 1972
- [28] MIECZYŃSKI, M., *Istota symetrii termodynamiki klasycznej i współczesnej*, Oficyna Wydawnicza Politechniki Wrocławskiej, Wrocław 2003
- [29] MIECZYŃSKI, M., *Termodynamiczne podstawy chłodnictwa*, Politechnika Wrocławska Instytut Techniki Ciepłej i Mechaniki Płynów, Wrocław 1995 (konspekt)
- [30] MIECZYŃSKI, M., *Egzergia*, Politechnika Wrocławska Instytut Techniki Ciepłej i Mechaniki Płynów, Wrocław 1995 (konspekt)
- [31] MIECZYŃSKI, M., *Rudolf Clausius i zasady termodynamiki, cz.1*, XVII Zjazd Termodynamików, Mat.konf.III., Polit.Koszalińska, Kołobrzeg-Koszalin 1996
- [32] MUNIR EL-SADEN, *Engineering thermodynamics*, D. Van Nostrand Company, Inc. Princeton, New Jersey 1965
- [33] PRACA ZBIOROWA, *Poradnik chłodnictwa*, Wydawnictwa Naukowo-Techniczne Warszawa 1965
- [34] NAŚCZOKIN, V. V., *Technicheskaja termodynamika i ciepłopieredacia*, Izdatelstwo Vysszaja szkoła Moskwa 1969



- [35] PRIGOGINE, I., *Introduction to thermodynamics of irreversible processes*, Charles C Thomas Publisher, Springfield Illinois, USA 1955
- [36] PRIGOGINE, I., STENGERS, I., *Z chaosu ku porządkowi*, Państwowy Instytut Wydawniczy 1990
- [37] PUTIŁOV, K.A., *Termodynamika*, Izdatielstvo Nauka Moskwa 1971
- [38] RUBIK, M., *Chłodnictwo*, Państwowe Wydawnictwo Naukowe Warszawa 1979
- [39] RUBIK, M., *Pompy ciepła*, Ośrodek Informacji "Technika instalacyjna w budowie" Warszawa 1999
- [40] SIKORSKA-BĄCZEK, R., MACZEK, K., *Bilans egzergiczny dwustopniowych absorpcyjnych urządzeń ziębniczych*, XVII Zjazd Termodynamików Kraków 1999
- [41] SMITH, M.A., FEW, P.C., *Second law analysis of experimental domestic scale co-generation plant incorporating a heat pump*, Applied Thermal Engineering 21 (2001) 93-110
- [42] SZARGUT, J., *Termodynamika techniczna*, Wydawnictwo Politechniki Śląskiej Gliwice 1998
- [43] SZARGUT, J., PETELA, R., *Egzergia*, Wydawnictwa Naukowo-Techniczne Warszawa 1965
- [44] SZARYNGER, J., ŻAK, M., *A new class of extreme refrigeration cycles*, XVI Zjazd Termodynamików Kołobrzeg 1996
- [45] TECHNICAL UNIVERSITY OF DENMARK, DEPARTMENT OF MECHANICAL ENGINEERING, *Coolpack version 1,42, 2000*
- [46] WARCZAK, W., *Problemy eliminacji ekologicznie szkodliwych ziębników chlorowcopochodnych (CFC) stosowanych w urządzeniach chłodniczych*, Chłodnictwo T XXVIII, 1993, nr 3
- [47] WAWSZCZAK, W., SALUK, S., TOKARSKI, R., ŁOPUSIEWICZ, W., *Typoszerzeg pomp ciepła, termodynamika konstrukcja i badania*, XVII Zjazd Termodynamików Kraków 1999
- [48] WERLE, J., *Termodynamika fenomenologiczna*, Państwowe Wydawnictwo Naukowe Warszawa 1957
- [49] WERSZKO, D., *Wybrane zagadnienia z techniki cieplnej*, Wydawnictwo Politechniki Wrocławskiej Wrocław 1993
- [50] WIŚNIEWSKI, S., *Pierwotne i wtórne sformułowania zasad termodynamiki*, XV Zjazd Termodynamików Gliwice-Kokotek 1993
- [51] WIŚNIEWSKI, S., *Termodynamika techniczna*, Wydawnictwa Naukowo-Techniczne Warszawa 1999
- [52] WIŚNIEWSKI, S., *Termodynamika fenomenologiczna*, Wydawnictwo Politechniki Łódzkiej Łódź 1983



Mgr inż. Dariusz Nanowski

DRUGA ZASADA TERMODYNAMIKI W ANALIZIE OBIEGÓW LEWOBIEŻNYCH - SUPLEMENT PRACY DOKTORSKIEJ

Przedstawiona poniżej praca ma za zadanie uzupełnić wiadomości i odpowiedzieć na krytyczne uwagi zawarte w podsumowaniu opinii recenzenta pracy doktorskiej **prof. Zbigniewa Gnutka Dyrektora Instytutu Techniki Ciepłej i Mechaniki Płynów Politechniki Wrocławskiej.**

W podsumowaniu Recenzent zawarł następujące uwagi:

- brak odniesienia do prac innych badaczy i pokazania na czym polega ważność tematu
- brak jasnego programu badań i tezy pracy
- zbyt szczupły i nadmiernie uproszczony sposób analizy obiegów lewobieżnych
- formułowanie wniosków bardziej życzeniowo niż w oparciu o szerokie analizy numeryczne

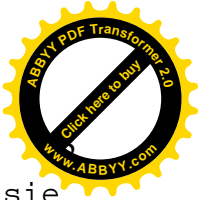
1. ODNIESIENIE DO PRAC INNYCH BADACZY

Zadanie jakie postawił sobie autor przy pisaniu tej pracy to poznanie II zasady termodynamiki i pojęć z nią związanych. Pretekstem do podjęcia tego zadania była chęć odpowiedzi na pytanie, na które satysfakcjonującej odpowiedzi nie mógł znaleźć w dostępnej literaturze. Pytanie to brzmi:

dlaczego po wprowadzeniu do obiegu Lindego procesu wewnętrznej regeneracji ciepła czyli tzw. doziębienia możliwy jest wzrost sprawności obiegu lewobieżnego?

Proces przekazywania ciepła przez ciekły czynnik przed zaworem rozprężnym do czynnika opuszczającego parownik jest przecież nieodwracalnym procesem obciążonym stratami opisanymi przez relację Gouy'a -Stodoli. Spotykane w literaturze analizy, w większości wykorzystujące jedynie I zasadę termodynamiki, tłumaczą ten efekt własnościami czynnika obiegowego, co dla autora nie było do końca wyczerpującą odpowiedzią na zadane sobie pytanie.

Postawione przez autora pytanie stało się pewnym filtrem



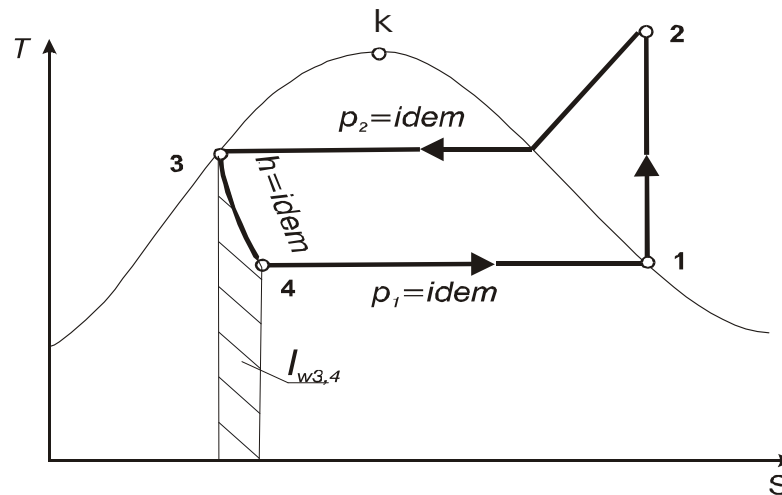
doboru literatury zawartej w pracy doktorskiej. Autor starał się dotrzeć do wszelkiej literatury, która poprzez znajomość praw termodynamiki przedstawiała analizy wpływu procesów nieodwracalnych na obiegi, szczególnie lewobieżne obiegi jednostopniowe.

W trakcie przeglądu literatury autor stwierdził, że interesujące go zagadnienia nie są wyczerpująco opisane, a w wielu wypadkach pojawiają się błędy.

Poniżej przedstawiono przykłady analiz z jakimi autorowi trudno się zgodzić w oparciu o dokonane studia nad drugą zasadą termodynamiki i własne analizy obiegów.

S. WIŚNIEWSKI: *Termodynamika techniczna* [35]

Na str.253-256 autor analizuje obiegi parowe urządzeń chłodniczych. Opisując parowy obieg chłodniczy Lindego autor przedstawia go na rysunku 5.48 tak jak przedstawiony jest poniżej na rys.1



Rys. 1 Parowy obieg chłodniczy Lindego

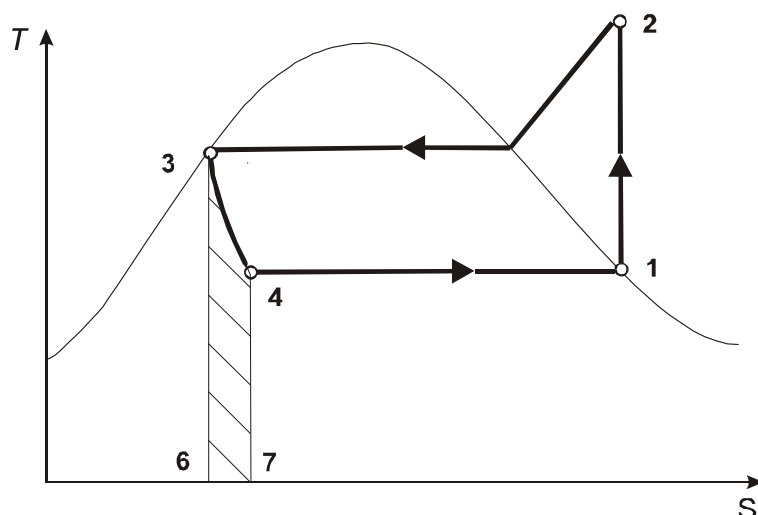
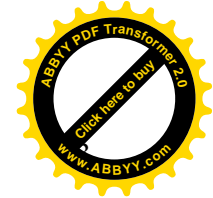
gdzie $I_{w3,4}$ oznacza stratę pracy nieodwracalnego adiabaticznego procesu dławienia.

Podobnie K. BRODOWICZ (rys.2) opisuje w swoich pracach straty dławienia w pompach ciepła. Poniższą analizę zamieszczono w miesięczniku „Chłodnictwo” pt. *Straty egzergetyczne w sprężarkowych i sorpcyjnych pompach ciepła*, [5].

Autorzy piszą:

„ strata dławienia występuje podczas przepływu przez zawór dławiający w wyniku nieodwracalności przemiany. Na rys.2 przedstawiono wielkość tej straty, która odpowiada polu 3476”

Dodatkowo w oparciu o tak przedstawione straty procesu dławienia zamieszczona jest w książce tych autorów [4] (str. 96-97, rys. 4.4) matematyczna analiza procesów nieodwracalnych, z



Rys. 2 Straty dławienia w zaworze na przykładzie obiegu sprężarkowej pompy ciepła

którą trudno się zgodzić. Dowodzi ona mianowicie, że praca stracona w procesie dławienia 3-4 jest równa (wzór 4.9 str.97):

$$\delta L_{tr3-4} = \bar{T} \delta s_{3-4} \quad (1)$$

gdzie:

δL_{tr3-4} - oznacza pracę straconą wskutek nieodwracalności procesu dławienia 3-4

\bar{T} - średnia temperatura przemiany 3-4

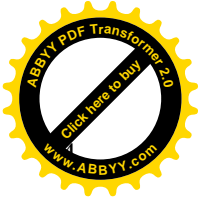
δs_{3-4} - przyrost entropii nieodwracalnego procesu dławienia 3-4

Zdaniem autora pracy doktorskiej poprawna zależność opisująca te straty to relacja Gouy'a- Stodoli, która w odróżnieniu od wyrażenia (1) nie posługuje się średnią temperaturą przemiany \bar{T} ale temperaturą otoczenia T_{ot} :

$$\delta L_{tr3-4} = T_{ot} \Delta s_{3-4} \quad (2)$$

zgodnie z dowodem przedstawionym w monografii [18].

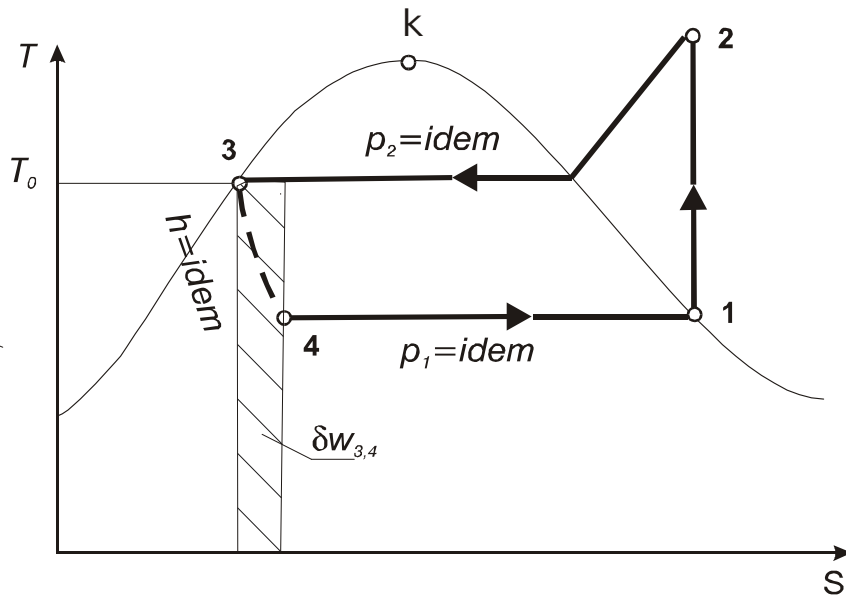
Inny nieprawdziwy zdaniem autora pracy doktorskiej opis strat procesu dławienia przedstawiony jest w wymienionym już opracowaniu „Pompy ciepła” [5] na rys. 4.10 str.106 - z powodu analogii do wcześniej przedstawionych w tym opracowaniu rysunków, nie będzie



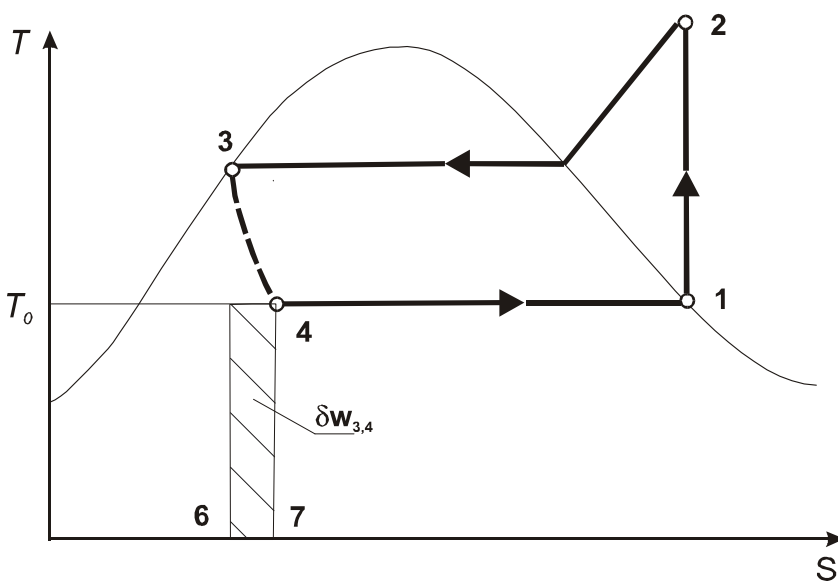
on tutaj dalej omawiany.

Autor rozprawy doktorskiej na podstawie własnych studiów dotyczących tych zagadnień przedstawia te straty prawidłowo na rysunkach 3 i 4, zgodnie z I i II zasadą termodynamiki.

Rys.3 obrazuje straty procesu dławienia 3-4 w obiegu chłodniczym Rys.4 autora pracy doktorskiej określa prawidłowe straty dławienia 3-4 w pompie ciepła. W obu przypadkach - dla obiegów z rys. 3 i 4, prawdziwa jest zależność (2) opisująca straty pracy wywołane nieodwracalnością procesu dławienia 3-4.



Rys.3 Straty pracy procesu dławienia w obiegu chłodniczym

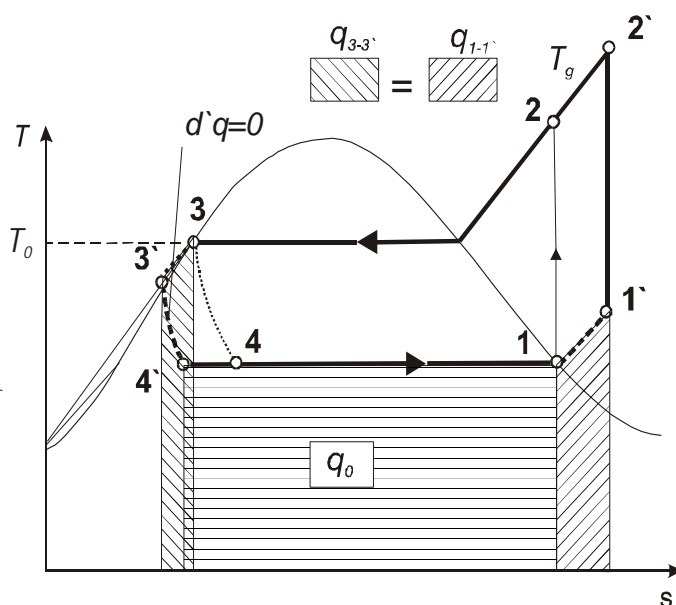


Rys.4 Straty pracy procesu dławienia w pompie ciepła

Poprawne rysunki 3 i 4 opisujące straty nieodwracalności procesu dławienia zawierają dwa istotne elementy ułatwiające analizę takich strat. Są nimi wyraźnie określona temperatura otoczenia T_0 uwzględniona w relacji Gouy`a-Stodoli oraz wyodrębnione na rysunkach, za pomocą linii przerywanych procesy nieodwracalne. Ułatwia to analizę obiegów w których mamy do czynienia jednocześnie z przemianami idealnymi jak i rzeczywistymi.

Zadając ponownie postawione na wstępie tego rozdziału pytanie : co jest powodem wzrostu efektywności obiegu Lindego do którego wprowadzono następny, obarczony stratami proces nieodwracalny jakim jest wewnętrzna regeneracja- autor dokonuje dalszego przeglądu dostępnej literatury.

B. ZAKRZEWSKI jest autorem wielu prac, których celem jest analiza jednostopniowych obiegów chłodniczych z wewnętrzną



Rys.5 Jednostopniowy obieg teoretyczny z wewnętrzną regeneracją ciepła

regeneracją ciepła. Typowy taki obieg przedstawiono na rys.5

Szukając odpowiedzi na postawione pytanie znajdujemy w literaturze następujące wnioski przeprowadzonych analiz:

B. ZAKRZEWSKI, *Wpływ szronienia i efektów szronienia powierzchni oziębiaczy powietrza lewobieźnych obiegów termodynamicznych na degradację środowiska*, [38]:

„ Idea obiegu lewobieźnego z regeneracją ciepła (nazywanego też obiegiem z doziębieniem) jest znana w termodynamice i technice ziębniczej. Jego zalety to zwiększenie współczynnika efektywności termicznej obiegu dzięki wykorzystaniu wymiany ciepła między cieczą płynącą do zaworu rozprężnego a parą czynnika płynącą z parownika do sprężarki. Zabieg ten powoduje przegrzanie par płynących z parownika do sprężarki (...) i jednocześnie dochłodzenie ciekłego czynnika ziębniczego. W rezultacie prowadzi to również do zwiększenia jed-



nostkowej wydajności ziębniczej i sprawności termicznej; szczególnie korzystne efekty występują w urządzeniach z czynnikami tworzącymi roztwory z olejami(..). - str.202

Obieg teoretyczny z regeneracją ciepła jest sprawniejszy w wypadku większości czynników z grupy chlorowcopochodnych niż obieg suchy nasycony”

B. ZAKRZEWSKI, *Badania urządzenia chłodniczego w obiegu z regeneracją ciepła*, [40]:

„ Stosowanie regeneracji ciepła w obiegu chłodniczym na czynniki chlorowcopochodne nie zawsze spotyka się w praktyce ze zrozumieniem. Opinie na temat celowości różnią się zasadniczo. Z jednej strony, wnioski płynące z rozważań teoretycznych wielu autorów wskazują na korzystny efekt podniesienia sprawności termicznej w wyniku regeneracji freonu 12, a z drugiej, według Merca i Kuleszy w obiegu freonu 22 w wyniku regeneracji następuje spadek sprawności termicznej. Natomiast w pracy M.Kąkol, B. Zakrzewski: *Recovery of heat in the refrigerating cycle*, wykazano celowość stosowania regeneracji ciepła w obiegu chłodniczym freonów: R22, R13B1, R502, gdyż podnosi to sprawność termiczną obiegu(...)

Podsumowanie:

Na podstawie przeprowadzonych pomiarów obiegu chłodniczego z regeneracją ciepła oraz analizy wyników badań innych autorów można wysunąć następujące wnioski:

1. W obiegach na czynniki chlorowcopochodne (freony 12, 22, 502) w wyniku regeneracji ciepła następuje wzrost sprawności termicznej obiegu. (...)

B. ZAKRZEWSKI, *Regeneracja ciepła w jednostopniowym obiegu chłodniczym na czynniki chlorowcopochodne*, [39]:

„W rzeczywistym obiegu chłodniczym występują odchylenia od lewobieżnego obiegu Carnota. Wynika to z faktu powstawania w nim nieuniknionych strat nieodwracalnych, jak i stosowania zabiegów mających na celu poprawienie sprawności obiegu rzeczywistego.(...)

Podsumowanie:

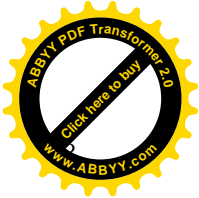
Przeprowadzona analiza efektów stosowania regeneracji ciepła w teoretycznym obiegu chłodniczym na czynniki chlorowcopochodne wykazuje następujące zalety jej stosowania:

- wzrost stopnia odwracalności obiegu dla freonów 12, 22 i 502(...)

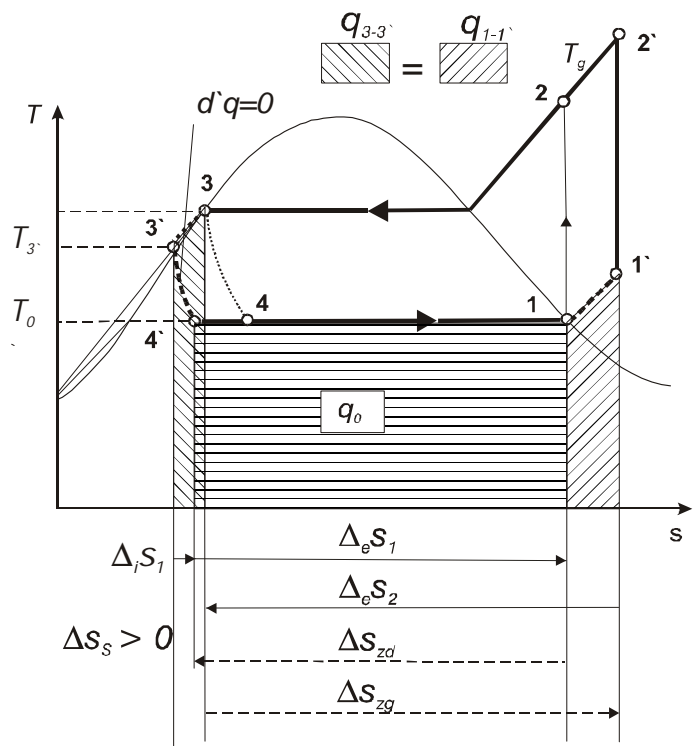
W. WARCZAK, *Sprawność obiegów ziębienia z przegrzaniem i wewnętrzną wymianą ciepła*, [33]:

„ Przeprowadzona analiza wykazała, że stosowanie obiegów przegrzanych z doziębieniem na zasadzie wewnętrznej wymiany ciepła, przy użyciu określonych ziębników i w określonych przedziałach parametrów, umożliwia zwiększenie wydajności obiegu oraz podniesienie jego sprawności w odniesieniu do obiegu porównawczego”

Autor rozprawy doktorskiej zauważył że wszystkie zacytowane tu prace, a także inne podobne, ograniczają się przede wszystkim do analiz empirycznych, badań eksperymentalnych, których efektem są

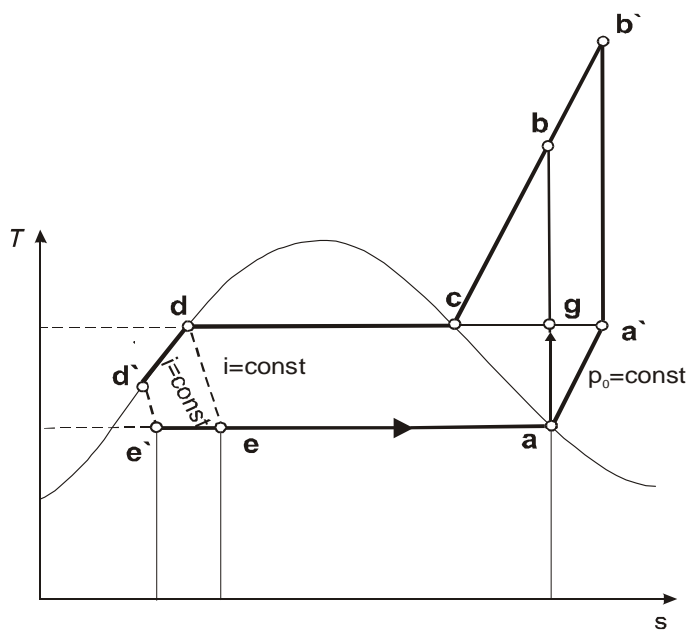


b)



Rys.6 Obieg pompy ciepła a) bez i b) z regeneracją wewnętrzną

Jedynie W.S. MARTYNOWSKI w swojej pracy „Chłodilnyje maszyny”, [16] zamieszcza obieg przedstawiony na rys.7 z komentarzem:



Rys.7 Regeneracyjny przegrzew czynnika obiegowego. Przemiany a-a' i d-d' przedstawiają regenerację wewnętrzną



„przy porównaniu obiegu a-g-c-d-e-a z obiegiem a-a`-g-e-d`-e`-a ten ostatni daje mniejszy przyrost entropii(...). Nie można tego powiedzieć o obiegach a-a`-b`c-d-d`-e`-a oraz a-b-c-d-e-a, gdyż tutaj wpływ mają także własności czynnika obiegowego” (...). Zdaniem autora pracy doktorskiej jest to zbyt uboga analiza, która nie pozwala konstruktorom i projektantom swobodnie poruszać się po procesach termodynamicznych obiegów lewobieźnych.

Przykładem literatury zajmującej się optymalizacją obiegów lewobieźnych jest praca A.BEJAN, *Entropy generation minimization: The new thermodynamics of finite - size devices and finite-time processes*. [2]. Autor za pomocą analizy matematycznej optymalizuje m.in. parametry poszczególnych procesów takich jak temperatury, różnice temperatur w procesie przekazywania ciepła, wartości ciepła odbieranego z dolnego źródła, odpowiednich współczynników określających stosunek efektywności nieodwracalnego obiegu do obiegu Carnota czy współczynników związanych z rzeczywistym (niequasi-statycznym) przekazywaniem ciepła.

Praca A. Bejan zawiera bogactwo analiz i interesujących zależności matematycznych np. dla: modeli obiegów lewobieźnych z nieodwracalnymi procesami przekazywania ciepła, określenie optymalnych powierzchni wymienników ciepła, wydajność chłodniczą obiegów, straty izolacji. Przedstawia też ciekawe analizy optymalizacji czasu odszraniania w chłodniach ziębnych.

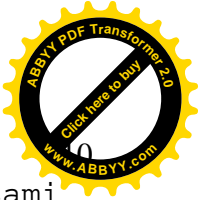
A.Bejan wykorzystuje w swych analizach elementarne obiegi Carnota i Lindego. W obszarze jego zainteresowań nie ma nowych charakterystyk obiegu lewobieźnego tworzonych poprzez np. dodanie nowego procesu np. doziębienia, czy modyfikację procesu sprężania w powiązaniu z innym procesem obiegu, analizę przyrostu entropii obiegu lewobieźnego, jako całości złożonej z wzajemnie na siebie oddziałujących procesów.

Podobnie jest w innych opracowaniach : [1], [3], [6],[7], [8], [9], [10], [11], [12], [13], [14], [15], [17], [21], [25], [26], [27],[29],[30],[31], [32],[34],[36],[37],[41], które załączono w tym suplemencie jako uzupełnienie literatury zamieszczonej w pracy doktorskiej.

Oprócz wymienionych publikacji autor podczas pisania pracy doktorskiej dokonał przeglądu dostępnych roczników czasopism: *Chłodnictwo* oraz *Technika chłodnicza i klimatyzacyjna* a także zeszytów *International Institute of Refrigeration* w poszukiwaniu prac obejmujących obszar zagadnień poruszanych w pracy doktorskiej. Autor starał się w swojej pracy uwzględnić wszystkie ważne publikacje.

2. WAŻNOŚĆ PROPONOWANEGO PRZEZ AUTORA ROZWIĄZANIA W STOSUNKU DO INNYCH

W pracy doktorskiej wykazano, że z obiegów a) i b) przedstawionych na rys.6 ten z doziębieniem czynnika roboczego (np.R12,



R22, R134a, cz NH_3) ma całkowite straty pracy wywołane procesami nieodwracalnymi mniejsze niż obieg bez doziębienia. Wykazanie tej zasady przedstawione w pracy doktorskiej nie wymaga dowodu na liczbach. Jest ona ważna dla wszystkich obiegów lewobieżnych wykorzystujących jednoskładnikowe czynniki obiegowe, dla których w obszarze pary mokrej izobary pokrywają się z izotermami. Przedstawione obliczenia mają jedynie pokazać orientacyjne wartości występującej różnicy w stratach poszczególnych obiegów.

W rozprawie doktorskiej przyrost entropii obiegu pompy ciepła przedstawionej na rys.6a dla określonych parametrów i czynnika obiegowego wyniósł

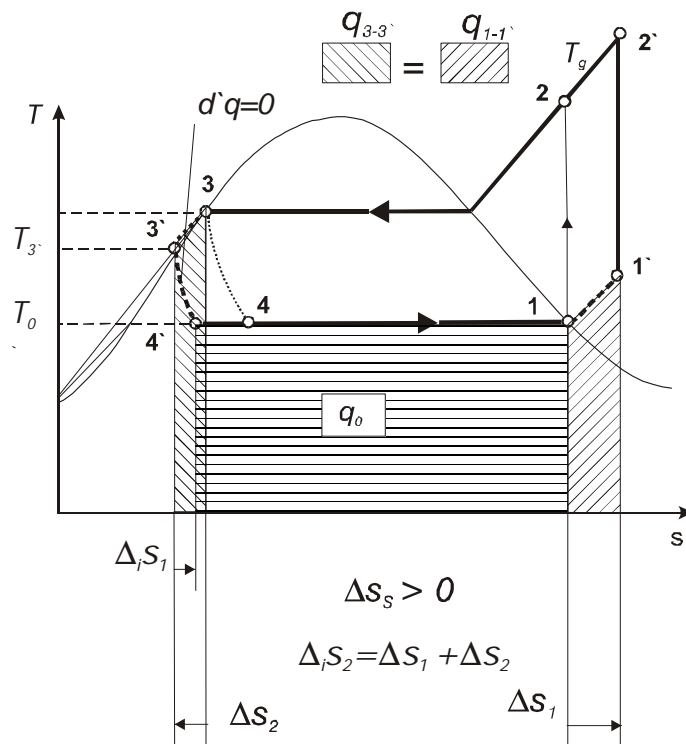
$$\Delta s_s = \Delta_i s = 0.175 \text{ kJ/kg} \quad (3)$$

(rozd.11, str. 91). Stąd strata pracy tego obiegu wywołana wyłącznie nieodwracalnym procesem dławienia wynosi:

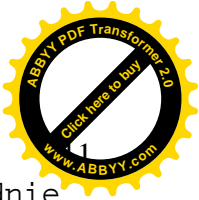
$$\delta w = T_0 \Delta s_s = 278.15 \cdot 0.175 = 48.76 \text{ kJ/kgK} \quad (4)$$

Na rys.8 przedstawiono szczegółowo przyrosty entropii nieodwracalnych procesów pompy ciepła z doziębieniem. Jest to obieg z rys.6b.

Skonstruowano go w taki sposób, że do obiegu przedstawionego na rys. 6a, który charakteryzował się określonym przyrostem entropii, wprowadzono nieodwracalny proces doziębienia uzyskując obieg 6b.



Rys.8 Przyrosty entropii obiegu pompy ciepła z doziębieniem



Jego określone na rys.8 przyrosty entropii mają wartość (zgodnie z obliczeniami zawartymi w pracy doktorskiej rozdz. 11 str.95):

$$\Delta s_s = \Delta_i s_1 + \Delta_i s_2 \quad (5)$$

$$\Delta s_s = \Delta_i s_1 + (\Delta s_1 + \Delta s_2) \quad (6)$$

$$\Delta s_s = (s_4 - s_3) + [(s_1 - s_1) + (s_3 - s_3)] \quad (7)$$

$$\Delta s_s = \Delta_i s_1 + \Delta_i s_2 = 0.064 + 0.058 = 0.122 \text{ kJ / kg} \quad (8)$$

Zatem wprowadzenie procesu doziębienia spowodowało zmniejszenie całkowitego przyrostu entropii obiegu wywołanego nieodwracalnością procesów, co prowadzi do zmniejszenia strat pracy tego obiegu do wartości

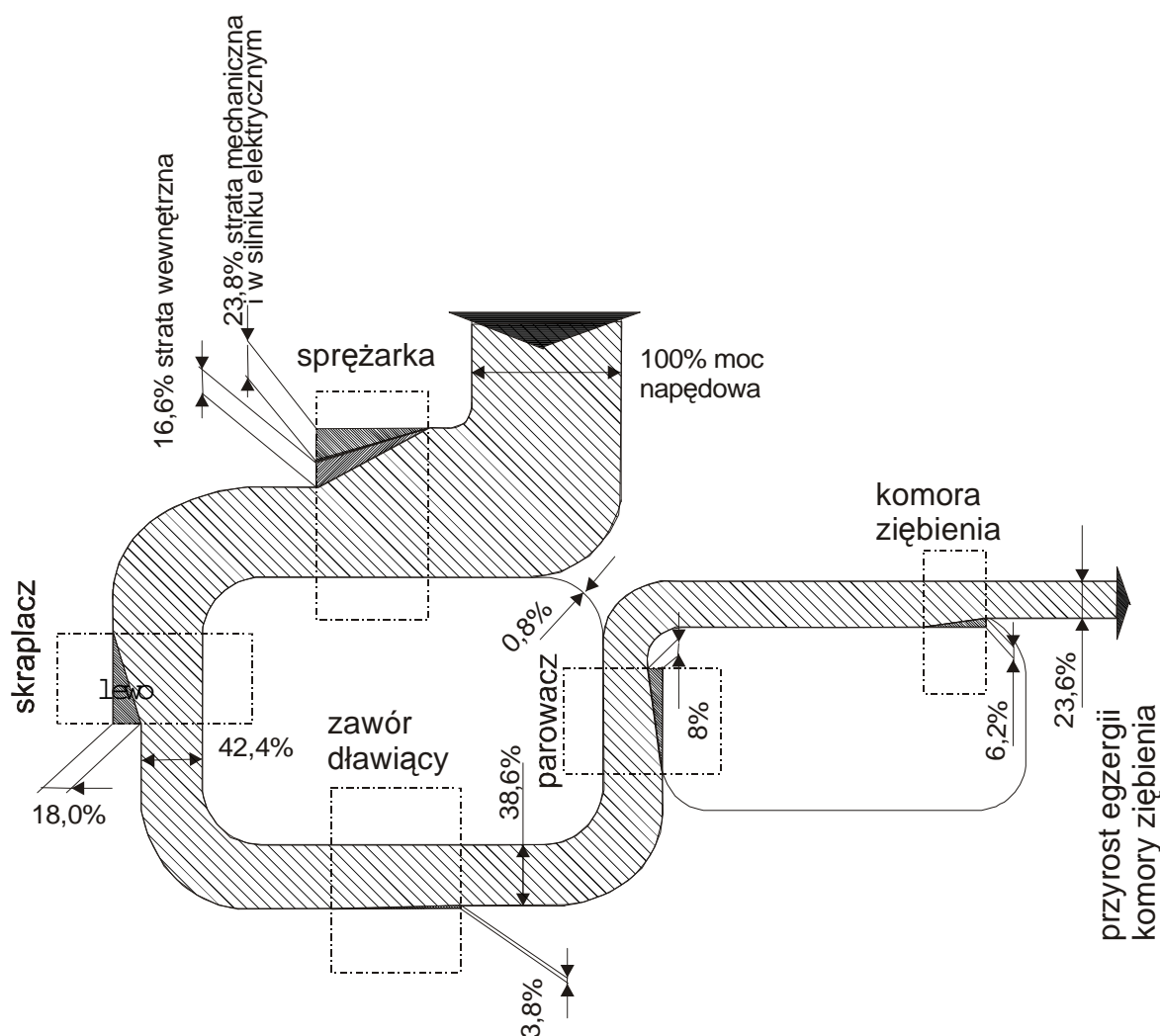
$$\delta w = T_0 \Delta s_s = 278.15 \cdot 0.122 = 33.93 \text{ kJ / kgK} \quad (9)$$

Oczywiście nie ma tutaj żadnej sprzeczności z II zasadą termodynamiki. Efekt ten wywołany jest tym, że wprowadzenie procesu doziębienia zmienia przebieg procesu dławienia z 3-4 na 3'-4'. Zmiana dławienia, do tego stopnia redukuje przyrost entropii wywołany nieodwracalnością tego procesu, że całkowity przyrost entropii dławienia 3'-4' i doziębienia obiegu z rys. 6b jest mniejszy niż przyrost entropii dławienia 3-4 obiegu z rys. 6a. Przekłada się to bezpośrednio zgodnie z relacją Gouy'a- Stodoli na zmniejszenie strat pracy obiegu wywołanych nieodwracalnością przemian. Jest to zasada ogólna, odnosząca się do wszystkich jednoskładnikowych czynników obiegowych, dla których izobara pokrywa się w obszarze pary mokrej z izoterma. Nie jest opisana w dostępnej literaturze.

Autor uważa za interesujące z punktu widzenia praktycznego projektowania obiegów to, że kolejny proces nieodwracalny w obiegu może zmniejszyć jego całkowite straty opisywane relacją Gouy'a- Stodoli. Jest to możliwość innego spojrzenia na optymalizację obiegów, oraz lepszego rozumienia przez konstruktorów i projektantów wzajemnego oddziaływania poszczególnych procesów w danym obiegu.

Kolejnym ważnym elementem umożliwiającym konstruktorom łatwiejszą, zdaniem autora analizę egzergetyczną obiegów lewobieżnych jest przyjęta w pracy doktorskiej metoda opisu. Na rys.9 przedstawiono analizę egzergetyczną obiegu lewobieżnego zawartą w pracy prof.J. SZARGUTA [28] (rys. 14.14 str.590)

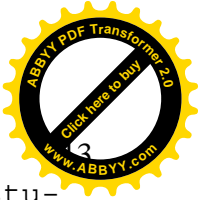
Bilans egzergetyczny wyraża wartość strat egzergii w kolejnych procesach realizowanych przez obieg. Jest on niewątpliwie niezastąpiony przy złożonych układach w różnorodnych obiegach. Zdaniem autora pracy doktorskiej taki bilans nie umożliwia jednak konstruktorowi analizy, jak wzajemnie oddziałują na siebie procesy podczas ewentualnych modyfikacji ich przebiegów w obiegu.



Rys.9 Bilans egzergii dla ziębiarki parowej sprężarkowej

W pracy doktorskiej przedstawia się konstruktorom propozycję pracy na wykresach T-s. Analizy strat egzergicznych wykonuje się przy wykorzystaniu poszczególnych przyrostów entropii. Operowanie przyrostami entropii na wykresie T-s, ułatwia śledzenie efektów modyfikacji obiegów, a wykorzystanie relacji Gouy`a-Stodoli umożliwia określenie strat egzergii i tworzenie bilansów egzergicznych obiegów. Prawidłowe rozrysowanie poszczególnych procesów i przyrostów entropii pozwala uniknąć błędów przedstawionych na rys.1 i 2.

Przyjęta w pracy doktorskiej metoda opisu sprawności egzergicznej obiegów lewobieźnych jest także zdaniem autora wygodniejsza i praktyczniejsza do wykorzystania przez konstruktorów tych obiegów niż w przypadku proponowanym przez prof. J.SZARGUTA we wcześniejszym wyminionej „*Termodynamice technicznej*”[28]. Wynika to z faktu że w pracy tej operuje się stałą temperaturą źródeł ciepła



i do określenia przyrostu egzergii zewnętrznego źródła wykorzystuje się następującą zależność (wzór 6.23 str. 214)[27]

$$\Delta B_{zr} = -Q_{zr} \frac{T - T_0}{T} \quad (10)$$

Może być to pewne utrudnienie dla konstruktorów, którzy projektują obiegi lewobieżne pomp ciepła i ziębnicze ze źródłami dolnym czy górnym o zmiennej temperaturze, dla których przyrost egzergii zgodnie z opisem przedstawionym w pracy doktorskiej wyraża się wzorem

$$\Delta B_{zr} = -\oint \frac{T - T_0}{T} dQ \quad (11)$$

Analogiczne problemy może mieć konstruktor przy obliczaniu sprawności egzergetycznych obiegów lewobieżnych z źródłami o zmiennych temperaturach. W „*Termodynamice technicznej*” [28] przyjęto za sprawność egzergetyczną obiegów lewobieżnych ziębniczych i pomp ciepła stosunek sprawności danego obiegu do sprawności odwracalnej maszyny Carnota (wzór 6.25 str. 217)

$$\eta_B = \frac{\eta_E}{\eta_{EC}} \quad (12)$$

gdzie:

η_B - sprawność egzergetyczna rozpatrywanej maszyny

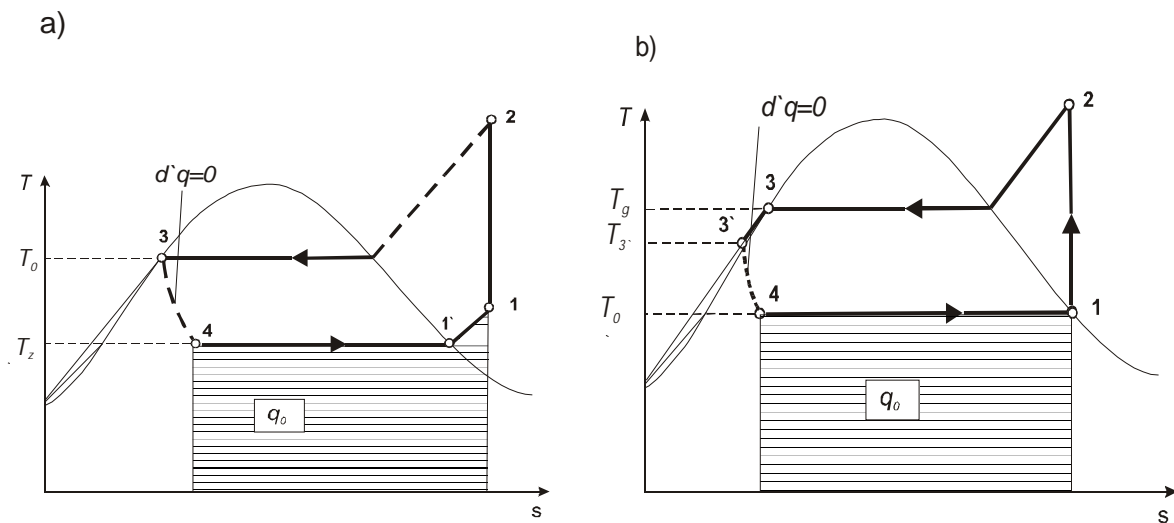
η_E - sprawność energetyczna rozpatrywanej maszyny

η_{EC} - sprawność energetyczna odwracalnej maszyny Carnota będącej w kontakcie z tymi samymi źródłami ciepła

W opracowaniu tym przy analizie egzergetycznej nie bierze się pod uwagę lewobieżnych obiegów z źródłami ciepła o zmiennej temperaturze i konstruktorowi nie łatwo będzie obliczyć sprawność egzergetyczną np. obiegu ziębniczego przedstawionego na rys. 10a lub pompy ciepła przedstawionej na rys.10b.

Na rysunku tym przyjęto że proces 4-1'-1 dla obiegu ziębniczego i przemiana 2-3-3' dla pompy ciepła są odwracalne i stanowią cel realizowany przez te obiegi. Ich sprawność egzergetyczną opisuje się zgodnie z rozdz. 4.3 (wzór 4.24 str. 29) w pracy doktorskiej za pomocą wyrażenia

$$\zeta_{obl} = \frac{-\oint \frac{T - T_0}{T} d'Q}{\oint d'W_i} = \frac{-\oint \frac{T - T_0}{T} d'Q}{-\oint \frac{T - T_0}{T} d'Q + T_0 \oint d_i S} \quad (13)$$



Rys.10 Obieg ziemniczy a) i pompy ciepła b)

które stanowi dla konstruktora proste, uniwersalne i wygodne narzędzie do obliczeń.

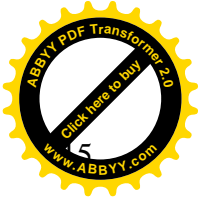
3. JASNY PROGRAM BADAŃ I TEZA PRACY

Zamiarem autora nie było podjęcie analizy jakichkolwiek zagadnień związanych z materiałową konstrukcją urządzeń czy fizyko-chemicznymi własnościami czynników obiegowych, ale próba wyjaśnienia interesującej kwestii za pomocą praw termodynamiki. Konstruktor, który zapozna się z tą pracą nie otrzyma zatem praktycznych wskazówek projektowych. Otrzyma natomiast:

- bardzo spójną i łatwą do praktycznego wykorzystania teorię II zasady termodynamiki, której nie spotka w innej literaturze
- krok po kroku budowane analizy teoretyczne, pozwalające na swobodne wykorzystywanie II zasady termodynamiki do projektowania obiegów na poziomie procesów termodynamicznych.

Fakt, że zagadnienie to nie jest ściśle opracowane w literaturze, autor poprzez kilka przykładów przedstawił w pierwszym punkcie tego opracowania, gdzie pokazuje brak wyczerpujących analiz w literaturze do której udało mu się dotrzeć, oraz niepełne lub zawierające błędy prace innych autorów.

Potwierdzeniem zasadności takiego stanowiska jest również przyjęcie do publikacji przez miesięcznik „Technika chłodnicza i klimatyzacyjna” z Gdańska pięciu artykułów przygotowanych przez autora w oparciu o napisaną pracę doktorską. Cztery z nich [19], [20], [22] i [23] zostały już opublikowane w tym miesięczniku.



Drugą część tezy pracy doktorskiej brzmi: *modyfikacja procesami nieodwracalnymi lewobieźnego obiegu **nieodwracalnego**, wpływa niejednoznacznie na jego efektywność i sprawność egzergetyczną.*

Autor ma zamiar w ten sposób podkreślić ważną jego zdaniem możliwość zwiększenia sprawności egzergetycznej i efektywności poprzez wprowadzenie dodatkowego procesu nieodwracalnego do obiegu lewobieźnego. Proces ten w obiegu zmienia przebieg innej nieodwracalnej przemiany np. dławienia, w taki sposób że ich sumaryczne straty pracy opisane relacją Gouy`a-Stodoli są niższe niż obiegu bez tej modyfikacji.

Teza nawiązuje np. do pracy prof. J. Szarguta "Termodynamika techniczna" [28], gdzie w rozdziale 15 zawarte są „Ogólne zasady zmniejszania niedoskonałości procesów cieplnych”. Zdaniem autora pracy doktorskiej jest w pewnym stopniu uzupełnieniem tych reguł. Konstruktor obiegów otrzymuje istotną wskazówkę: jeśli istnieją w obiegu procesy o znaczących stratach wywołanych ich nieodwracalnością, można je zmniejszyć, wykorzystując inny proces nieodwracalny, który dodatkowo wprowadzony do obiegu zmienia niekorzystny przebieg tych przemian. Całkowite straty pracy obiegu wskutek nieodwracalności procesów po modyfikacji mogą być niższe niż przed modyfikacją.

4. SZCZUPEŁY I UPROSZCZONY SPOSÓB ANALIZY

Zgodnie z zamierzeniem autora w pracy doktorskiej skupił się on wyłącznie na wykorzystaniu II zasady termodynamiki do analiz obiegów lewobieźnych. Stąd w pracy nie podejmowano zagadnień liczbowych obliczeń i optymalizacji konstrukcyjno-materiałowej strony realizacji celu obiegu lewobieźnego jak np. wielkości powierzchni wymiany wymienników ciepła czy spadku ciśnienia czynnika obiegowego w poszczególnych odcinkach instalacji. Zadaniem jaki starano się zrealizować w pracy doktorskiej jest przekazanie konstruktorowi takiej wiedzy w zakresie II zasady termodynamiki, aby nie powielił błędów jakie istnieją w dostępnej literaturze, oraz aby mógł wykonywać przy wykorzystaniu II zasady termodynamiki analizy na poziomie procesów termodynamicznych w obiegach lewobieźnych.

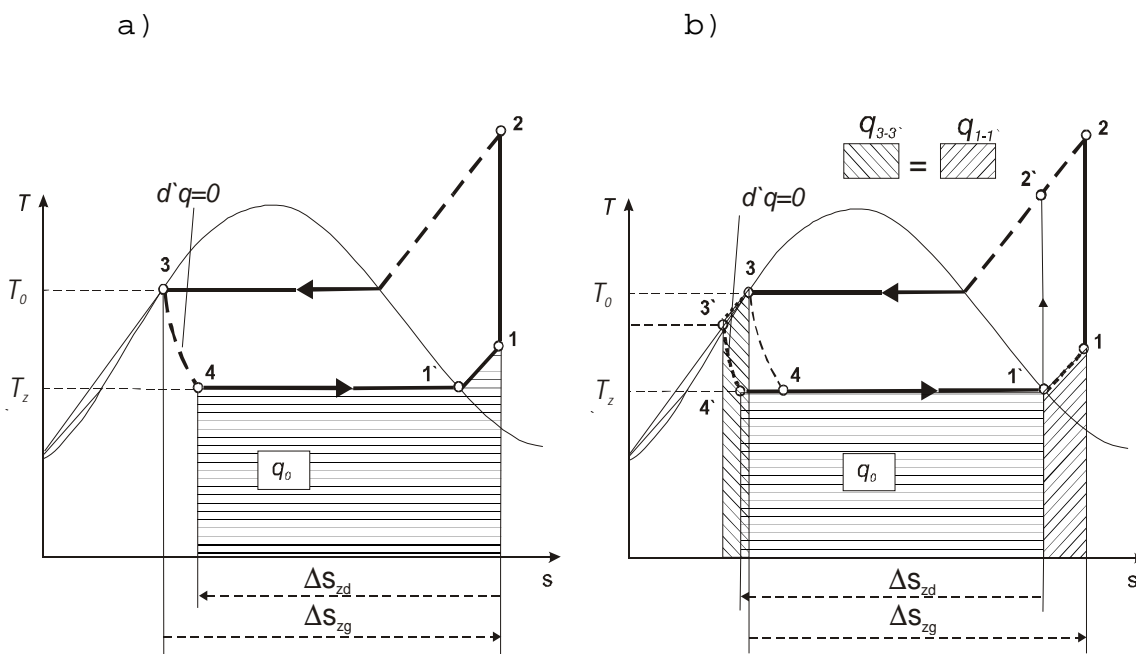
Przykładem takiej analizy jest porównanie obiegów ziemnych a) i b) przedstawionych na rys.11.

W oparciu o napisaną pracę doktorską, natychmiast można stwierdzić, że:

1. obiegi poprzez czynnik roboczy odbierają z dolnego źródła ciepło q_0 o takiej samej wartości.

Dowód: ciepła przemian 1`-1, 3-3` oraz 4`-4 mają taką samą wartość co oznacza że ciepło q_0 odebrane przez czynnik obiegowy z dolnego źródła na rys.11a w procesie 4-1`-1 ma taką samą

jest dla nich równa, to bezwzględna wartość przyrostu entropii źródła dolnego Δs_{zd} jest większa dla obiegu 12b) z doziębieniem. Oznacza to mniejszy przyrost entropii systemu Δs_s tego obiegu i w efekcie mniejsze straty pracy wywołane procesami nieodwracalnymi określone relacją Gouy`a-Stodoli.



Rys.12 Przyrosty entropii obiegów ziębniczych

3. praca niezbędna do realizacji obu obiegów ma tą samą wartość

Dowód: dla obu obiegów zarówno ciepło przyjęte z dolnego źródła jak i ciepło przekazane przez czynnik obiegowy do górnego źródła ma tę samą wartość.

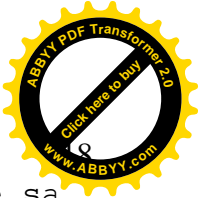
$$w_{ob} = q_{2-3} - q_0 \quad (14)$$

Zgodnie z I zasadą termodynamiki praca obiegów również ma tę samą wartość.

4. równa jest efektywność obiegów 12a i 12b, jako stosunek bezwzględnej wartości ciepła q_0 do pracy obiegu w_{ob}

5. sprawność egzergetyczna jest wyższa dla obiegu 12b, gdzie wprowadzono dodatkowy proces nieodwracalny w postaci doziębienia.

Dowód: na rys.13 przedstawiono zmiany egzergii spowodowane działaniem termicznym dla obiegu z przegrzewem par czynnika rys.13a oraz z doziębieniem rys.13b.

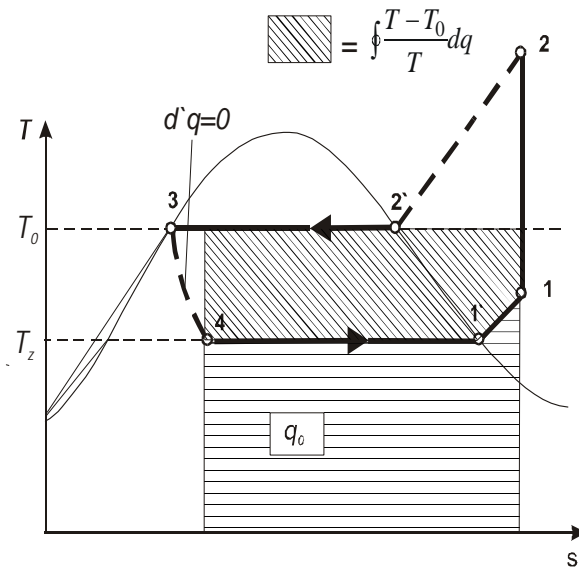


Zmiany energii spowodowane oddziaływaniem termicznym wyrażone są za pomocą wzoru

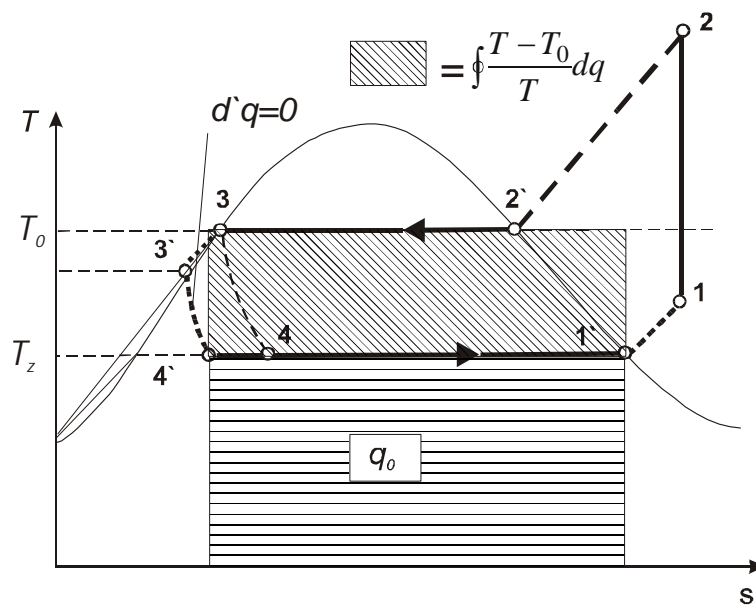
$$\oint \frac{T - T_0}{T} dq \quad (15)$$

Pole określające zmiany energii spowodowane działaniem termicznym jest większe dla obiegu z dożębieniem rys.13b. Wcześniej w punkcie 3 wykazano, że praca obiegu 12a i 12b ma taką samą wartość.

a)



b)



Rys.13 Zmiany energii obiegu spowodowane działaniem termicznym

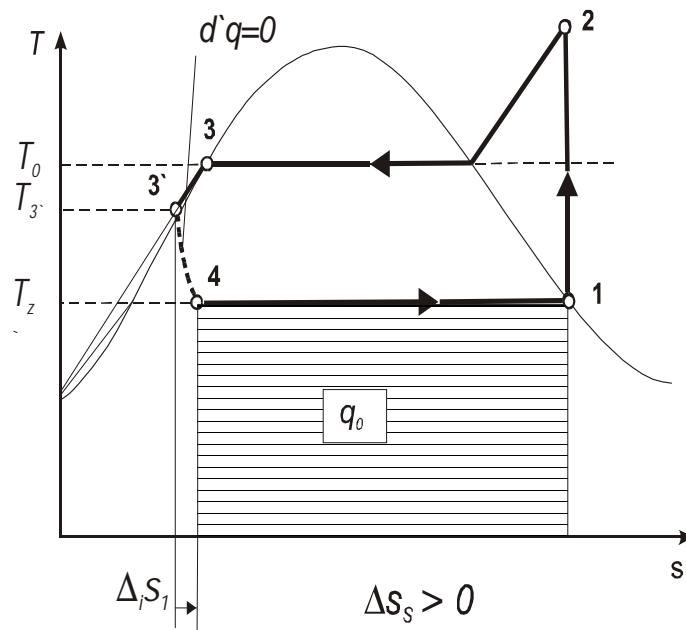


Sprawność egzergetyczna obiegu lewobieżnego można wyrazić jako stosunek zmian egzergii spowodowanych działaniem termicznym do pracy obiegu (proces 2-2` w obu obiegach jest procesem nieodwracalnego przekazywania ciepła do otoczenia)

$$\eta_{ob.lewob.} = \frac{-\int \frac{T - T_0}{T} dq}{w_{ob}} \quad (16)$$

W oparciu o tą definicję można stwierdzić, że sprawność egzergetyczna obiegu z doziębieniem rys.12b jest większa niż obiegu z przegrzewem par czynnika obiegowego rys.12a. Oznacza to w praktyce, że przy pomocy obiegu rys.12b w komorze ziębniczej uzyska się niższą temperaturę chłodzonych produktów.

Dla porównania na rysunku 14 i 15 przedstawiono sytuację odwrotną: wprowadzenie nieodwracalnego procesu doziębienia powoduje wzrost strat pracy w obiegu ziębniczym.



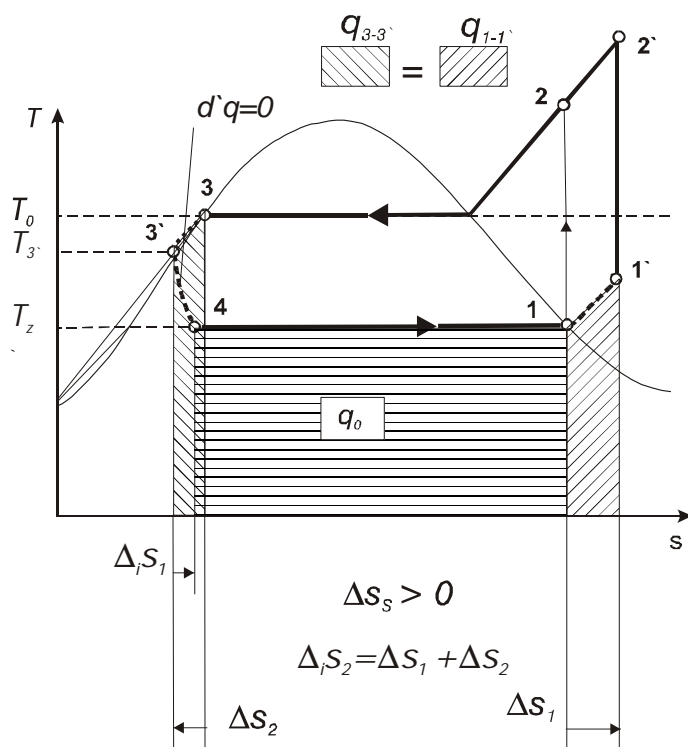
Rys.14 Obieg ziębniczy z dochłodzeniem

Obieg ziębniczy przedstawiony na rys.14 ma odwracalny proces dochłodzenia czynnikiem zewnętrznym 3-3`. Przyjęto że obieg charakteryzuje się jednym procesem nieodwracalnym - dławieniem 3`-4. Obieg realizuje proces chłodzenia poprzez odbieranie z dolnego źródła ciepła q_0 . Straty wynikające z nieodwracalności obiegu określone są zależnością

$$\delta w = T_0 \Delta s_s = T_0 \Delta_i s_1 \quad (17)$$

Rys.15 przedstawia zamianę odwracalnego procesu dochłodzenia 3-3' (rys.14), nieodwracalnym procesem doziębienia 3-3', 1-1'.

Zachowana zostaje wartość ciepła q_0 jaką czynnik obiegowy odbiera z dolnego źródła - oba obiegi realizują ten sam cel. Jednak w tym przypadku



Rys.15 Obieg ziębniczy z doziębieniem

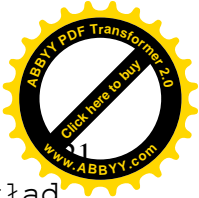
do strat pracy wywołanych dławieniem $\Delta_i s_1$ należy dodać przyrost pracy obiegu spowodowany nieodwracalnym procesem przekazywania ciepła przy doziębieniu 3-3', 1-1' który związany jest z przyrostem entropii $\Delta_i s_2$

$$\delta w = T_0 \Delta s_s = T_0 (\Delta_i s_1 + \Delta_i s_2) \quad (18)$$

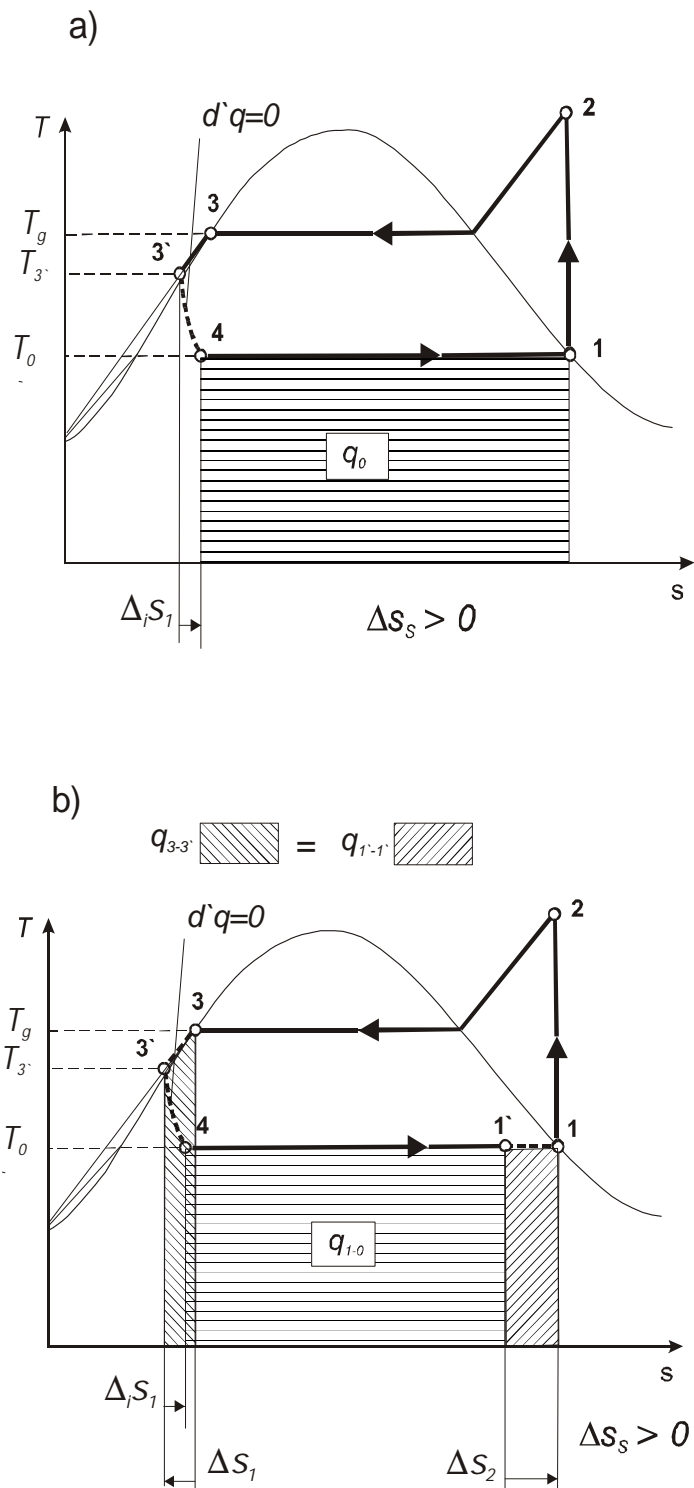
Konsekwencją wprowadzenia doziębienia do obiegu przedstawionego na rys.15 jest niższa w stosunku do obiegu z dochłodzeniem (rys.14):

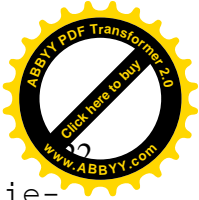
- **efektywność** - gdyż obieg charakteryzuje się większą pracą niezbędną do wykonania tego samego celu jakim jest odbiór takiego samego ciepła q_0 z dolnego źródła
- **sprawność egzergetyczna** - gdyż przy takich samych zmianach energii wywołanych działaniem termicznym obieg z doziębieniem charakteryzuje się większą pracą potrzebną do realizacji obiegu (wzór 16)

Analogicznym przykładem obrazującym rosnące straty obiegu



przy wprowadzeniu kolejnego procesu nieodwracalnego jest przykład pompy ciepła przedstawiony na rys. 16 a) i b). Odwracalny proces





dochłodzenia 3-3` (rys. 16a) zastąpiony jest nieodwracalnym doziębieniem 3-3`, 1`-1 w obiegu na rys. 16b.

Zastąpienie dochłodzenia 3-3` procesem doziębienia 3-3`, 1`-1 nie zmieniło pracy niezbędnej do realizacji obiegu tzn. praca ma wartość taką samą dla obu obiegów przedstawionych na rys. 16 a) i b). Wskutek zmniejszenia wartości ciepła przekazywanego przez czynnik obiegowy do górnego źródła q_{2-3} (rys.16a) do q_{2-3} (rys.16b) obieg z doziębieniem (rys.16b) charakteryzuje się :

- **mniejszą efektywnością :**

$$\varepsilon_1 = \frac{q_{2-3'}}{w_{ob}} > \varepsilon_2 = \frac{q_{2-3}}{w_{ob}} \quad (19)$$

- **niższą sprawnością egzergetyczną:**

$$\eta_1 = \frac{-\int_2^{3'} \frac{T-T_0}{T} dq}{w_{ob}} > \eta_2 = \frac{-\int_2^3 \frac{T-T_0}{T} dq}{w_{ob}} \quad (20)$$

zgodnie z definicją sprawności egzergetycznej obiegu lewobieżnego (wyrażonej zależnością 16)- praca obiegu w_{ob} ma wartość ujemną - stąd sprawność ma wartość dodatnią.

Powyższe przykłady pokazują możliwości analiz obiegów lewobieżnych jakie można wykonać przy pomocy II zasady termodynamiki. W zasadzie autor nie spotkał się z podobnymi w dostępnej mu literaturze. Analizy te prowadzone są na poziomie procesów termodynamicznych i nie uwzględniają konstrukcyjno-materiałowych aspektów realizacji obiegu, nie mniej w sposób jednoznaczny wyjaśniają mechanizm wzajemnego oddziaływania poszczególnych procesów w obiegu. Autor uważa że wiedza ta daje możliwość odmiennego, uzupełniającego spojrzenia na obiegi lewobieżne w świetle istniejącej literatury.

5. FORMUŁOWANIE WNIOSKÓW ŻYCZENIOWO NIŻ W OPARCIU O ANALIZY NUMERYCZNE

W intencji autora wnioski zawarte w pracy doktorskiej w oparciu o przeprowadzone analizy mają za zadanie zwrócić uwagę konstruktora na:

- wielkości opisujące obieg lewobieżny związane z II zasadą termodynamiki takie jak: przyrost entropii sytemu oddziaływujących ciał, praca minimalna czy sprawność egzergetyczna
- fakt że, efektywność obiegu lewobieżnego nie musi opisywać stopnia jego doskonałości związanej ze stratami procesów nieodwracalnych



- zastąpienie jednego procesu nieodwracalnego dwoma innymi może spowodować wzrost sprawności egzergetycznej obiegu

Rozwijając wnioski zawarte w pracy doktorskiej można napisać:

1. Przegląd literatury dowodzi że zagadnienia analizy obiegów lewobieźnych nie są wyczerpująco opisane, a w niektórych wypadkach pojawiają się błędy.
2. Do istniejącej w literaturze analizy obiegów lewobieźnych, która opiera się na badaniu i optymalizowaniu poszczególnych procesów należy dołączyć taką, która, optymalizuje obieg jako całość złożoną z wzajemnie na siebie oddziaływujących procesów.
3. Jeżeli lewobieźny obieg Lindego ziębniczy i pompy ciepła, wykorzystuje jednoskładnikowy czynnik obiegowy, dla którego w obszarze pary mokrej izoterma pokrywa się z izobarą, to straty pracy wynikające z nieodwracalności dławienia można zmniejszyć dodając do obiegu proces doziębienia w którym następuje przegrzew par czynnika obiegowego.
4. Jeżeli ziębniczy obieg Lindego ma przegrzew par czynnika obiegowego to jego modyfikacja polegająca na realizacji tego przegrzewu dodatkowym nieodwracalnym procesem doziębienia powoduje wzrost sprawności egzergetycznej obiegu oraz obniżenie średniej temperatury komory ziębniczej (rys.12)
5. Jeżeli obieg lewobieźny modyfikujemy poprzez wprowadzenie procesu nieodwracalnego, który nie zmienia przebiegu innego procesu nieodwracalnego to straty pracy tych przemian sumują się, obniżając sprawność egzergetyczną tego obiegu.
6. Opis sprawności egzergetycznej wykorzystany w pracy doktorskiej jest odmienny od spotykanego w literaturze. Umożliwia on konstruktorom analizę obiegów lewobieźnych o zmiennotemperaturowych źródłach ciepła. Konstruktor może mieć trudności z określeniem tej sprawności przy wykorzystaniu obiegowej definicji w której sprawność obiegu jest odniesiona do sprawności obiegu Carnota o stałotemperaturowych źródłach ciepła.

Należy podkreślić fakt, że przeprowadzone w pracy doktorskiej i suplemente analizy obiegów z uwagi na czytelność zawierają następujące założenia:

- procesy przekazywania ciepła pomiędzy czynnikiem obiegowym i źródłami ciepła są quasi-statyczne
- o przyroście entropii systemu decydują przyrosty entropii czynnika obiegowego.



Gdyby pokusić się o przedstawienie dwu najistotniejszych idei jakie mógłby wykorzystać do projektowania konstruktor po przeczytaniu pracy doktorskiej to byłyby one następujące:

1. Dodając do nieodwracalnego obiegu lewobieżnego dodatkowy proces nieodwracalny można zmniejszyć straty pracy obiegu opisane relacją Gouy'a-Stodoli i doprowadzić do wzrostu jego sprawności egzergetycznej.
2. Sprawność egzergetyczna, a nie efektywność określa stopień doskonałości obiegu lewobieżnego. Podczas modyfikacji procesów obiegu lewobieżnego, która zmienia cel realizowany przez ten obieg lewobieżny jego efektywność może maleć, podczas gdy jego sprawność egzergetyczna rosnąć.

6. PODSUMOWANIE

Autora do napisania takiej pracy doktorskiej skłoniła wyjątkowa precyzyjność, jasność i logika prac promotora w zakresie pojmowania drugiej zasady termodynamiki.

Autor jest przekonany że błędy i niedomówienia jakie spotkał m.in w cytowanej tutaj literaturze uzasadniają przedstawienie swoich analiz obiegów lewobieżnych. Pozwalają one jemu samemu oraz ewentualnym czytelnikom przejść od świadomie zamieszczonych elementarnych pojęć z zakresu termodynamiki do nieco odmiennego, niż zazwyczaj zawartego w literaturze, spojrzenia na procesy termodynamiczne i zbudowane z nich obiegi.

W pracy pominięto wszelkie aspekty materiałowe, czy optymalizacji kosztowych konstrukcji obiegów. Jedynym celem pozostającym w kręgu zainteresowania autora jest uściślenie wykorzystywanych pojęć i operowanie II zasadą termodynamiki jako narzędziem do wyjaśnienia zjawisk i procesów zachodzących w obiegach. Zdaniem autora, także jako wieloletniego eksploatatora różnorodnych urządzeń energetycznych takich jak kotły parowe, chłodnie ładunkowe, urządzenia klimatyzacyjne, okrętowe silniki spalinowe dużych mocy czy wszelkiego rodzaju wymienniki ciepła, w pracy zawarto i zobrazowano przede wszystkim proces nieodwracalny jako element całości danego obiegu.

Autor nie zamierzał analizować poszczególnych procesów obiegu oddzielnie, jak często, szczególnie przy wykorzystaniu metod matematycznych, można spotkać to w literaturze. Obieg jako całość stanowił przedmiot jego analizy, a pojęcie wielkości fizycznej stanowiło narzędzie analizy. Praca ta ma za zadanie przedstawić w taki sposób II zasadę termodynamiki, aby konstruktor bez błędu mógł określić na rysunku, który proces jest nieodwracalny, jak jego straty zobrazować na wykresie T-s czy logp-i oraz prawidłowo zbilansować przyrost entropii systemu. To z kolei pozwoli mu posłużyć się sprawnością egzergetyczną, która w przeciwieństwie do efektywności daje obraz strat w obiegu wywołanych procesami nieodwracalnymi.

Za bardzo interesujący autor uważa fakt, który dowiódł w swej



pracy, że kolejny proces nieodwracalny jakim modyfikujemy obieg może doprowadzić do zmniejszenia całkowitego przyrostu entropii oraz dalszych związanych z tym konsekwencji. Taka informacja nie była zamieszczona i udowodniona w żadnej pozycji literatury do której zdołał dotrzeć.

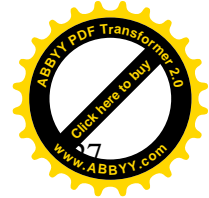
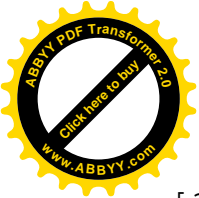
Jednostopniowe obiegi lewobieżne poprzez swoją prostotę stanowią bardzo wdzięczne i czytelne tło do studiów nad II zasadą termodynamiki. W pracy doktorskiej nie zamierzano dokonywać także kompleksowych analiz wyczerpujących wszystkie warianty i procesy. Stąd np. nie poświęcono wiele miejsca np. na proces sprężania w obiegach lewobieżnych oraz przekazywania ciepła pomiędzy czynnikiem obiegowym a źródłami ciepła.

7.LITERATURA

- [1] BAEHR, H.D., *Techniczeskaja termodynamika*, Moskwa 1977
- [2] BEJAN, A., *Entropy generation minimization: The new thermodynamics of finite - size devices and finite-time processes*. J.Appl.Physics 1996.
- [3] BRODIANSKIJ, W.M., *Eksergieticieskij metod termodynamicieskiego analiza*, Energija, Moskwa 1973
- [4] BRODOWICZ, K., DYJAKOWSKI, T., *Pompy ciepła*, Państwowe Wydawnictwo Naukowe Warszawa 1990, s.96-97
- [5] BRODOWICZ, K., DYJAKOWSKI, T. *Straty egzergetyczne w sprężarkowych i sorpcyjnych pompach ciepła*, „Chłodnictwo” Nr 5 1983r, s.4
- [6] GELFER, J.M., *Istoria i metodologia termodynamiki i statycznej fizyki*, Moskwa 1969
- [7] GROOT, S.R., MAZUR, P. *Nierównowieszna termodynamika*, Moskwa 1964
- [8] GUCHMAN, A.A., *Ob osnovaniach termodynamiki*, Moskwa 1986
- [9] INTERNATIONAL INSTITUTE OF REFRIGERATION, *Preprints*, Wagenigen 1988
- [10] INTERNATIONAL INSTITUTE OF REFRIGERATION, *CFCs, The Day After*, Padova, 1994
- [11] KOŁODZIEJCZYK, L., RUBIK, M., *Technika chłodnicza w klimatyzacji*, Warszawa 1976
- [12] KOMITET TERMODYNAMIKI I SPALANIA PAN, VII Letnia Szkoła Termodynamiki pn. *Współczesne kierunki w termodynamice*, IMP PAN 1997
- [13] KRICIEWSKIJ, I.R., *Poniatja i osnovy termodynamiki*, Moskwa 1970
- [14] LEONOWA, W.F., *Termodynamika*, Moskwa 1968
- [15] LEONTOWICZ, M.A., *Wwiedenijsze w termodynamiku*, Moskwa 1950
- [16] MARTYNOWSKI, W.S., *Chłodnicze maszyny*, Moskwa 1950, s. 37-38



- [17] MICHAŁOWSKI, S., WAŃKOWICZ, K., *Termodynamika procesowa*, WNT, Warszawa 1993
- [18] M. MIECZYŃSKI „*Istota symetrii termodynamiki klasycznej i współczesnej*” Oficyna Wydawnicza Politechniki Wrocławskiej 2003 (str. 73-74).
- [19] MIECZYŃSKI, M., NANOWSKI, D., *Druga zasada termodynamiki w analizie obiegów lewobieźnych Część 1*. Technika chłodnicza i klimatyzacyjna Nr 04/2005, Gdańsk s.128-131
- [20] MIECZYŃSKI, M., NANOWSKI, D., *Druga zasada termodynamiki w analizie obiegów lewobieźnych Część 2*. Technika chłodnicza i klimatyzacyjna Nr 06-07/2005, Gdańsk, s.214-217
- [21] MOSER, W.E.F., *Die wärmepumpe in der Vedrfahrenstechnik*, Wien, New York 1979
- [22] NANOWSKI, D., *Druga zasada termodynamiki w analizie obiegów lewobieźnych Część 3*. Technika chłodnicza i klimatyzacyjna Nr 10/2005, Gdańsk, s.370-373
- [23] NANOWSKI, D., *Druga zasada termodynamiki w analizie obiegów lewobieźnych Część 4*. Technika chłodnicza i klimatyzacyjna Nr 05/2006, Gdańsk, s.190-193
- [24] PRIGOGINE, I., KONDEPUDI, D., *Modern thermodynamics. From Heat Engines to Dissipative Structures*, Wiley
- [25] STANISZEWSKI, B., *Termodynamika*, PWN 1982
- [26] SZARGUT, J., *Analiza termodynamiczna i ekonomiczna w energetyce przemysłowej*, WNT, Warszawa 1983
- [27] SZARGUT, J., *Termodynamika*, PWN, Warszawa 2000
- [28] SZARGUT, J., *Termodynamika techniczna*, Gliwice 2005
- [29] SZARGUT, J., ZIEBIK, A., *Podstawy energetyki cieplnej*, PWN, 1998
- [30] SZOLC, T., *Chłodnictwo*, Warszawa 1989
- [31] TRAJBUS, M., *Termostatika i termodinamika*, Moskwa 1970
- [32] WARCZAK, W. *Sprężarki i agregaty ziębnicze*, Warszawa 1978,
- [33] WARCZAK, W., *Sprawność obiegów ziębienia z przegrzaniem i wewnętrzną wymianą ciepła*, Chłodnictwo, nr7 1979r str. 1-5
- [34] WIEJNIK, A.I., *Termodinamika*, Mińsk 1965,
- [35] WIŚNIEWSKI, S.: *Termodynamika techniczna*, Wydawnictwa Naukowo-Techniczne Warszawa wyd.5 1999r, s.253-256
- [36] WIŚNIEWSKI, S., *Termodynamika procesów nierównowagowych*, Seminarium
- [37] WIŚNIEWSKI, S., STANISZEWSKI, B., SZYMANIK, R., *Termodynamika procesów nierównowagowych*, PWN, Warszawa 1973
- [38] ZAKRZEWSKI, B., *Wpływ szronienia i efektów szronienia powierzchni oziębiaczy powietrza lewobieźnych obiegów termodynamicznych na degradację środowiska*, Prace naukowe Politechniki Szczecińskiej Nr 568, Zakład chłodnictwa nr1, Szczecin 2002



- [39] ZAKRZEWSKI, B., *Regeneracja ciepła w jednostopniowym obiegu chłodniczym na czynniki chlorowcopochodne*, Chłodnictwo nr 4 1981r, str. 3-7
- [40] ZAKRZEWSKI, B., *Badania urządzenia chłodniczego w obiegu z regeneracją ciepła*, Chłodnictwo nr 6 1981r, s. 7-9
- [41] ZALEWSKI, K., *Wykłady z termodynamiki fenomenologicznej i statystycznej*, PWN, Warszawa 1976