

*Witold Około-Kulak*

Katedra Teorii Maszyn Ciepłych

## **Regeneracja ciepła w siłowniach parowych**

Autor wykazuje w pracy niniejszej, iż sprawność obiegu parowego z regeneracją ciepła jest tym większa, im więcej pary zaczepowej odprowadzi się z turbiny dla podgrzewania kondensatu zasilającego kocioł. Największa ilość pary grzejnej odpowiada nieskończenie wielkiej ilości zaczepów, działających odwracalnie. Uzasadnia teoretycznie, że nieskończenie wielka ilość zaczepów parowych i podgrzewaczy regeneracyjnych kondensatu pozwala osiągnąć sprawność Carnota dla przypadku, gdy obieg zachodzi w obszarze pary mokrej. Specjalnym zagadnieniem jest kwestia doboru parametrów pary czerpanej z poszczególnych zaczepów. Zagadnienie to zostało rozwiązane (przy pewnych założeniach upraszczających) dla następujących układów:

a) z centralnym zbiornikiem kondensatu,

b) układu o stopniowo narastającym natężeniu przepływu kondensatu (3 wersje: bocznik „w przód“, bocznik „wstecz“, układ o podgrzewaczach mieszkankowych).

Autor przeprowadza porównanie poszczególnych układów, podaje ocenę metod obierania parametrów pary zaczepowej oraz przytacza przykłady obliczenia oszczędności paliwa, wynikającej z zastosowania regeneracji ciepła.

### **Wstęp**

Regeneracja ciepła przez podgrzewanie kondensatu za pomocą pary czerpanej z zaczepów<sup>1)</sup> turbiny parowej jest jednym z najprostszych i zarazem najbardziej skutecznych sposobów zwiększenia sprawności siłowni parowej. Ze względu na swą tanią i niezawodność ruchową sposób ten znalazł szerokie zastosowanie.

Regeneracja ciepła na drodze podgrzewania kondensatu może w przeciętnych warunkach poprawić sprawność obiegu o  $5 \div 11\%$  [7]. Rzecz prosta, jeśli wziąć pod uwagę dużą siłownię, np. o mocy 100 MW, to

---

<sup>1)</sup> Obok terminów „para zaczepowa“, „turbina zaczepowa“ używane są terminy „para upustowa“, „turbina upustowa“. W Katedrze Teorii Maszyn Ciepłych Politechniki Śląskiej terminy „para zaczepowa“, „turbina zaczepowa“ używane są w przypadku pobierania pary do regeneracyjnego podgrzewania wody zasilającej, terminów „para upustowa“, „turbina upustowa“ używa się natomiast w przypadku pobierania pary do celów ciepłowniczych.

oszczędność wynikająca z zastosowania regeneracji osiąga wartość rzędu tysiąca wagonów węgla rocznie.

Wynika stąd wniosek, iż regenerację ciepła przez podgrzewanie kondensatu parą zaczepową należy nie tylko stosować jak najszerszej, ale i dbać o to, aby stan urządzeń służących do regeneracji ciepła był jak najlepszy.

Powstaje jednak kwestia, jak należy dobierać parametry pary zaczepowej, aby korzyść z zastosowania regeneracji była możliwie jak największa. Znane są następujące metody doboru parametrów pary zaczepowej:

- 1)  $\Delta i_p = \text{idem}$ ,      3)  $\Delta t = \text{idem}$ ,
- 2)  $\Delta i_w = \text{idem}$ ,      4)  $\sum \Delta S_{i \rightarrow \pi_m}$ .

Metoda 1) spotykana w literaturze niemieckiej, polega na dobraniu parametrów pary w ten sposób, aby różnice entalpii pary pomiędzy dwoma sąsiednimi zaczepami były jednakowe [1].

Metoda 2) wymaga podgrzewania kondensatu głównego o równe przyrosty entalpii w obrębie poszczególnych podgrzewaczy [7].

Metoda 3) opiera się na podgrzewaniu kondensatu głównego w ten sposób, aby przyrosty temperatur w każdym z podgrzewaczy były jednakowe. Sposób ten, wyprowadzony na drodze ścisłych rozważań teoretycznych, jest zalecany przez uczonych radzieckich [2].

Metoda 4) polega na dobraniu parametrów pary zaczepowej tak, aby przyrost entropii towarzyszący obiegowi termodynamicznemu był możliwie najmniejszy [5].

Wywód, który podamy w pracy niniejszej, jest oparty na założeniu, że ekspansja pary w turbinie przebiega w sposób nieodwracalny.

Poczuwam się do obowiązku złożenia podziękowania prof. dr inż. Stanisławowi Ochęduszcze za niezwykle cenne wskazówki, które umożliwiły mi pokonanie poważnych trudności związanych z tą pracą.

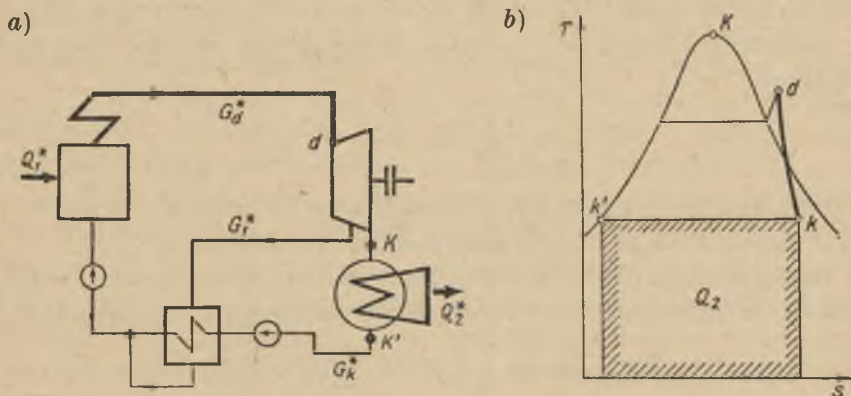
#### Ważniejsze oznaczenia

$G_d^*$	kg/h	— natężenie przepływu pary na dolocie do turbiny,
$G_k^*$	„	— natężenie przepływu pary na dolocie do kondensatora,
$G_1^*$	„	— natężenie przepływu pary płynącej z pierwszego zaczepu turbiny,
$G_2^*, G_3^*$	„	— natężenie przepływu pary z drugiego i trzeciego zaczepu turbiny,
$t_1, t_2, t_3$	°C	— temperatury pary z pierwszego, drugiego i trzeciego zaczepu,

- $t_I, t_{II}, t_{III}$  °C — temperatury kondensatu głównego u wylotu z pierwszego, drugiego i trzeciego podgrzewacza,  
 $t_n$  °C — temperatura końcowa regeneracyjnego podgrzewania kondensatu,  
 $t_k$  °C — temperatura kondensatu u wylotu ze skraplacza,  
 $i_d$  kcal/kg — entalpia pary na dolocie do turbiny,  
 $i_k$  „ — entalpia pary na dolocie do skraplacza,  
 $i'_k$  „ — entalpia kondensatu opuszczającego skraplacz,  
 $x_1, x_2, x_3$  — stopień suchości pary czerpanej z pierwszego, drugiego i trzeciego zaczeptu turbiny,  
 $r$  kcal/kg — ciepło parowania.

### I. Poprawienie sprawności obiegu parowego przez zastosowanie regeneracyjnego podgrzewania kondensatu

Jak już wspomnieliśmy, regeneracja ciepła na drodze podgrzewania kondensatu za pomocą pary zaczeptowej — powoduje zwiększenie spraw-



Rys. 1. a) Schemat układu o jednym zaczeptu, b) przedstawienie ciepła oddanego do skraplacza na wykresie  $T, s$

ności ekonomicznej siłowni dzięki wzrostowi sprawności obiegu parowego. Najłatwiej to można wykazać opierając się na podstawowym wzorze na sprawność obiegu [3, cz. I, str. 130]:

$$\eta_{ob} = 1 - \frac{Q_2}{Q_1} \quad (1)$$

Z powyższego wzoru wynika, że sprawność obiegu jest tym większa, im mniejszą wartość osiągnie  $Q_2$  (rys. 1b), tj. im mniej ciepła odejdzie do skraplacza. Należy więc zająć się wielkością  $Q_2$ . Z wykresu  $T, s$  (rys. 1b) wynika

$$Q_2^* = G_k^* \cdot (i_k - i'_k) \quad (2)$$

Parametry  $i_k, i'_k$  są prawie niezmiennie, jeżeli obciążenie turbiny jest stałe. Parametry te zależą jedynie od konstrukcji turbiny, działania skraplacza i pomp wody chłodzącej oraz smoczków. Wielkość  $Q_2^*$  jest więc wprost proporcjonalna do  $G_k^*$ . Stąd wypływa wniosek, iż należy dążyć do tego, aby do kondensatora płynęło możliwie najmniej pary. Innymi słowy, należy pobierać jak najwięcej pary z zaczepów i ogrzewać nią kondensat powracający do kotła.

Inne rozumowanie prowadzi do tego samego wniosku: w ostatnim stopniu części niskoprężnej turbiny kondensacyjnej spadek entalpii jest stosunkowo mały, bo rzędu  $5 \div 20$  kcal/kg, tzn. praca wewnętrzna  $Al_i$  tego stopnia jest także mała. Natomiast nadwyżka entalpii pary dopływającej do tego stopnia ponad entalpię wody zasilającej wynosi około 500 kcal/kg. Gdyby zatem zrezygnować z małej stosunkowo pracy wewnętrznej, a wykorzystać niewątpliwie dużą nadwyżkę entalpii do ogrzewania kondensatu — korzyść będzie oczywista. Kocioł „podbije“ ciepło zregenerowane na wyższy poziom temperatur, co umożliwi wykorzystanie całego użytecznego spadku entalpii w całej turbinie ( $180 \div 250$  kcal/kg). Stąd wniosek, że do ogrzewania kondensatu należy używać możliwie jak najwięcej pary czerpanej z zaczepów turbiny. Wniosek ten można sformułować następująco

$$\sum_{i=1}^{i=z} G_i^* \rightarrow G_m^*. \quad (3)$$

We wzorze powyższym  $G_i^*$  oznacza natężenie przepływu pary czerpanej z zaczepu  $i$ -tego;  $G_m^*$  — maksymalną wartość sumy  $\sum G_i^*$ .

W dalszym ciągu należy wykazać, że warunek (3) prowadzi do osiągnięcia także i największej sprawności obiegu parowego z regeneracją ciepła

$$\lim \eta_{ob} = \eta_{ob \cdot max} \quad \left( \text{dla } \sum G_i^* = G_m^* \right). \quad (4)$$

Załóżmy, że podgrzewanie regeneracyjne kondensatu prowadzi do osiągnięcia stanu  $n$  (rys. 2). Stan pary na dolocie do turbiny oznaczamy przez  $d$ . W oparciu o wykres  $T, s$  określamy wartości ciepła  $Q_1$  i  $Q_2$

$$Q_1 = G_d(i_d - i'_n), \quad (5)$$

$$Q_2 = G_k(i_k - i'_k). \quad (2)$$

Po wprowadzeniu zależności (2) oraz (5) do równania (1) otrzymamy

$$\eta_{ob} = 1 - \frac{G_k(i_k - i'_k)}{G_d(i_d - i'_n)}. \quad (6)$$

Biorąc pod uwagę bilans masowy

$$G_k = G_d - \sum_{i=1}^{i=z} G_i \quad (7)$$

otrzymamy w dalszym ciągu

$$\eta_{ob} = 1 - \frac{G_d - \sum G_i}{G_d} \cdot \frac{i_k - i'_k}{i_d - i'_n}$$

Wprowadzając oznaczenia:

$$i_k - i'_k = q_2,$$

$$i_d - i'_n = q_1$$

stwierdzamy, że wielkość  $q_2/q_1$  dla ustalonych wartości parametrów  $i_k, i'_k, i_d, i'_n$  jest także stała.

Ostatecznie zatem sprawność obiegu z regeneracją da się wyrazić wzorem

$$\eta_{ob} = 1 - \frac{q_2}{q_1} + \frac{q_2}{q_1} \sum_{i=1}^{i=z} \frac{G_i}{G_d} \quad (8)$$

Z ostatniego równania wynika, że sprawność obiegu osiągnie maksimum, gdy wyrażenie  $\sum_{i=1}^{i=z} \frac{G_i}{G_d}$  będzie możliwie największe.

W dalszym ciągu wyłania się kwestia, w jaki sposób należy przeprowadzać podgrzewanie kondensatu, by ilość użytej do tego celu pary zaczepowej była jak największa. Zagadnienie powyższe wiąże się bezpośrednio z kwestią ilości zaczepów parowych w turbinie. Wynika to z następującego rozumowania: jeśli czerpać parę tylko z jednego zaczepu i z jej pomocą ogrzewać kondensat aż do stanu krańcowego  $n$ , to ilość pary nie będzie największa, bowiem entalpia pary zaczepowej musi być w tym przypadku duża, aby temperatura tej pary przewyższała nieco temperaturę kondensatu w stanie  $n$ . Przy stosowaniu dwu zaczepów ilość pary może być nieco większa, gdyż entalpia pary z zaczepu o niższej temperaturze jest mniejsza niż w poprzednim przypadku, co pociąga za sobą zużycie większej ilości pary. W efekcie im większa jest ilość zaczepów, tym większą sprawność ma obieg.

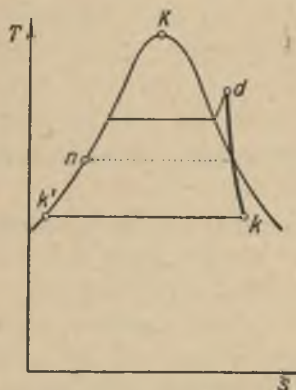
Ilość zaczepów nie przekracza zwykle 5–6, ponieważ przyrost sprawności spowodowany instalacją dalszych podgrzewaczy jest zbyt mały, aby wyrównać koszt budowy dalszych podgrzewaczy.

Ujmując zagadnienie teoretycznie, najwyższą sprawność otrzymamy przy nieskończeniu wielkiej ilości zaczepów i podgrzewaczy.

## II. Sprawność obiegu regeneracyjnego o nieskończeniu wielkiej ilości zaczepów [4], [8]

Sprawność obiegu regeneracyjnego o nieskończeniu wielkiej ilości zaczepów (rys. 3a) stanowi kres możliwości, jakich dostarcza regeneracyjne podgrzewanie kondensatu. Z tego powodu sprawność powyższa powinna

być dokładnie określona. Zadanie to rozwiążemy alternatywnie: 1. dla przypadku odwracalnej adiabatycznej (izentropowej) ekspansji pary w turbinie i 2. dla nieodwracalnej, założonej według pewnego prawa, adiabatycznej ekspansji.



Rys. 2. Określenie ciepła pobranego w kotle i oddanego w skraplaczu za pomocą wykresu  $T, s$

1. W celu określenia sprawności obiegu w przypadku izentropowej ekspansji, przyjmujemy następujące założenia upraszczające:

a) obieg odbywa się wyłącznie w obrębie pary mokrej,

b) różnice temperatur w wymienniku pomiędzy parą grzejną i kondensatem są znikome,

c) ilość zaczepów jest nieskończenie duża,

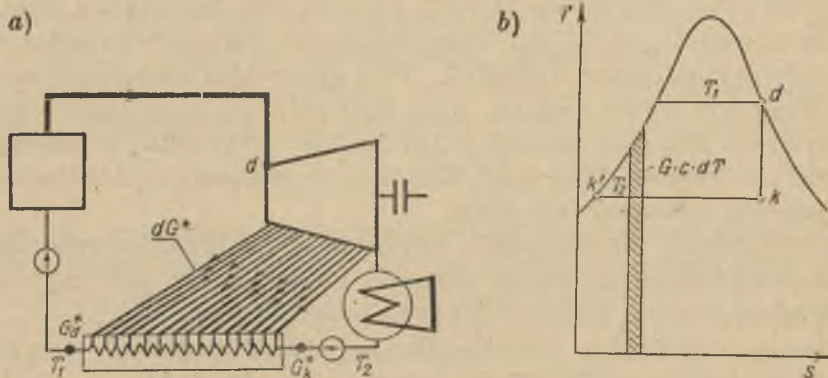
d) ekspansja pary w turbinie odbywa się izentropowo,

e) kondensat jest podgrzewany regeneracyjnie aż do temperatury wrzenia, odpowiadającej ciśnieniu pary w parowniku,

f) ciepło właściwe wody jest stałe i wynosi:  $c=1 \text{ kcal/kg} \cdot 1^\circ$ .

Z rysunku (3b) wynika

$$dG \cdot x \cdot r = G \cdot dT; \quad \frac{dG}{G} = \frac{dT}{x \cdot r} \quad (a)$$



Rys. 3. Regeneracja ciepła w przypadku nieskończenie wielkiej ilości zaczepów; a) schemat układu, b) wykres  $T, s$

Wartość  $xr$  dla dowolnego punktu ekspansji izentropowej ustalamy za pomocą wykresu  $T, s$  (rys. 3b)

$$x \cdot r = (s_d - \ln T) \cdot T. \quad (b)$$

Po wstawieniu równania (b) w równanie (a) otrzymamy

$$\frac{dG}{G} = \frac{dT}{(s_d - \ln T) \cdot T}; \quad \int_{G_k}^{G_d} \frac{dG}{G} = \int_{T_2}^{T_1} \frac{dT}{(s_d - \ln T) \cdot T}. \quad (c)$$

Wprowadzając oznaczenia:  $z = \ln T$ ,  $dz = dT/T$ ,  $dT = T \cdot dz$  nie trudno obliczyć całkę

$$\int \frac{dT}{(s_d - \ln T)T} = \int \frac{Tdz}{(s_d - z)T} = -\ln(s_d - z) + c = -\ln(s_d - \ln T).$$

Po scałkowaniu równania (c) w granicach od  $G_k^*$  do  $G_d^*$  oraz od  $T_2$  do  $T_1$  otrzymamy

$$\ln \frac{G_d^*}{G_k^*} = -\ln \frac{s_d - \ln T_1}{s_d - \ln T_2}; \quad \frac{G_d^*}{G_k^*} = \frac{s_d - \ln T_2}{s_d - \ln T_1}. \quad (d)$$

W celu obliczenia sprawności obiegu należy określić natężenia przepływu ciepła dostarczonego  $Q_1^*$  i  $Q_2^*$ . Z rysunku 3b wynika:

$$Q_1^* = G_d^* \cdot x_1 \cdot r_1 \quad Q_2^* = G_k^* \cdot x_2 \cdot r_2. \quad (e)$$

Wstawiając zależności (d) oraz (e) w równanie (1):

$$\eta_{ob} = 1 - \frac{Q_2^*}{Q_1^*} = 1 - \frac{G_k^* \cdot x_2 \cdot r_2}{G_d^* \cdot x_1 \cdot r_1} = 1 - \frac{s_d - \ln T_1}{s_d - \ln T_2} \cdot \frac{(s_d - \ln T_2) \cdot T_2}{(s_d - \ln T_1) \cdot T_1} = 1 - \frac{T_2}{T_1}.$$

Otrzymaliśmy wzór identyczny ze wzorem na sprawność obiegu Carnota. Wysnuwamy stąd wniosek, że dla nieskończonej wielkości ilości zacierpów sprawność obiegu z regeneracją będzie możliwie największa, bo równa sprawności obiegu Carnota.

2. W przypadku nieodwracalnej ekspansji pary w turbinie sprawność obiegu będzie oczywiście mniejsza. Odrębne określenie sprawności w tym przypadku jest niezbędne dla celów porównania ze sprawnością obiegów o skończonej ilości zacierpów parowych i podgrzewaczy, tj. takich, które zachodzą w rzeczywistości. Straty w turbinie zachodzą zupełnie niezależnie od procesu regeneracji ciepła w podgrzewaczach i aby można było ocenić ich wpływ na sprawność obiegu — należy początkowo założyć regenerację doskonałą, tj. o nieskończonej wielkości ilości zacierpów działających odwracalnie.

Założenia a), b), c) oraz f) pozostają w mocy jak dla przypadku 1. Ponadto przyjmujemy dalsze założenia:

d) obieg ma miejsce w obszarach pary przegrzanej i mokrej,

e) kondensat jest podgrzewany za pomocą pary zacierpowej do temperatury  $t_n$  odpowiadającej stanowi przecięcia się krzywej ekspansji pary z krzywą graniczną  $x=1$ ,

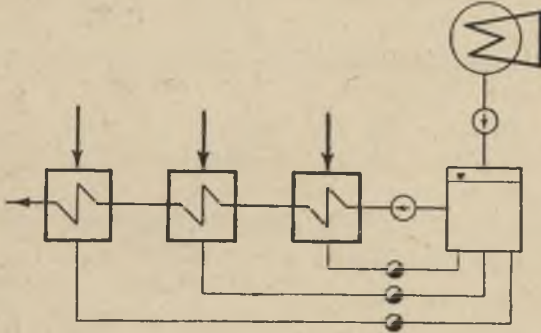
g) ekspansja pary w turbinie pary mokrej przebiega w ten sposób, że jest spełniona zależność

$$x_i \cdot r_i = a + b \cdot t_i, \quad (a)$$

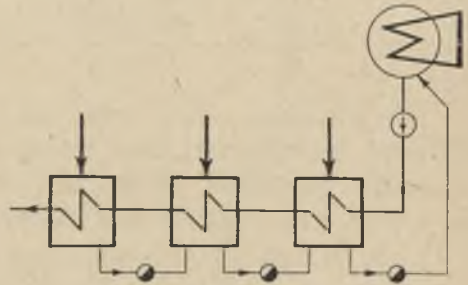
gdzie  $a$  i  $b$  są stałe.

Biorąc pod uwagę równania (a) oraz (a) znajdujemy zależność

$$\frac{dG^*}{G^*} = \frac{dt}{a + b \cdot t}.$$



Rys. 4a. Schemat układu z centralnym zbiornikiem kondensatu



Rys. 4b. Schemat układu kaskadowego

Po scałkowaniu w granicach od  $G_k^*$  do  $G_d^*$  oraz od  $t_k$  do  $t_n$  dochodzimy do równania

$$\ln \frac{G_d^*}{G_k^*} = \frac{1}{b} \ln \frac{a + b \cdot t_n}{a + b \cdot t_k}.$$

Równanie powyższe można sprowadzić do postaci

$$\frac{G_k^*}{G_d^*} = \left( \frac{a + b \cdot t_k}{a + b \cdot t_n} \right)^{1/b},$$

która wstawiona w zależność (6) prowadzi do wzoru

$$\eta_{ob} = 1 - \left( \frac{a + b \cdot t_k}{a + b \cdot t_n} \right)^{1/b} \cdot \frac{i_k - i_k^*}{i_d - i_n^*}.$$



Po zastosowaniu zależności

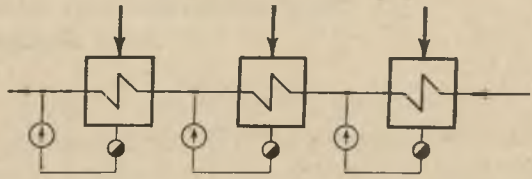
$$a + b \cdot t_k = x_k \cdot r_k,$$

$$a + b \cdot t_n = x_n \cdot r_n$$

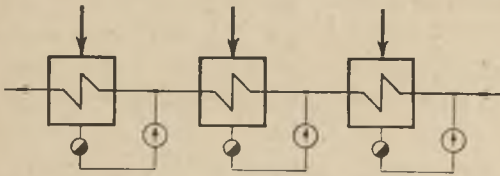
wynikających z założenia (a) otrzymujemy ostateczny wzór

$$\eta_{ob} = 1 - \left( \frac{x_k \cdot r_k}{x_n \cdot r_n} \right)^{\frac{1}{b}} \cdot \frac{i_k - i_k'}{i_d - i_d'} \quad (9)$$

śluszny dla nieodwracalnej ekspansji pary w turbinie.



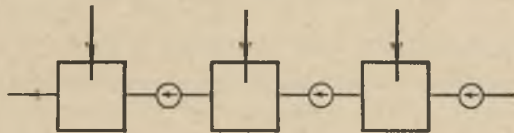
Rys. 5a. Schemat układu bocznikowego „w przód”



Rys. 5b. Schemat układu bocznikowego „wstecz”

Układy regeneracyjne spotykane w silownikach parowych można podzielić na dwie zasadnicze grupy:

A. Natężenie przepływu kropli głównych jest jednakowe w każdym podgrzewaczu, co występuje, gdy kondensat powstały z pary zaczepowej



Rys. 6. Schemat układu o podgrzewaczach mieszkankowych

odprowadzamy do wspólnego zbiornika (rys. 4a) albo prowadzimy go kolejno przez podgrzewacze, jednak w kierunku przeciwnym do przepływu kondensatu głównego, dzięki czemu powstaje układ zwany „kaskadą” (rys. 4b).

B. Natężenie przepływu kropli głównych nie jest jednakowe w poszczególnych podgrzewaczach, lecz narasta stopniowo w kierunku przepływu kondensatu dzięki temu, że kondensat powstały z pary zaczepowej kierujemy do rurociągu, którym płyną kropliny główne. W grupie tej możliwe są trzy odmiany:

- $B_1$  – bocznik „w przód“ (rys. 5a), gdy skropliny z odwodnień podgrzewaczy są wtłaczane za pomocą pomp przewałowych do rurociągu kondensatu głównego u wylotu z podgrzewaczy,  
 $B_2$  – bocznik „wstecz“ (rys. 5b), gdy skropliny uboczne łączą się z głównymi na dolocie do podgrzewaczy,  
 M – układ o podgrzewaczach mieszkankowych (rys. 6), w którym skropliny uboczne mieszają się w chwili powstania z kondensatem głównym.

### III. Dobór parametrów pary zaczepowej dla skończonej ilości zaczepów

1. Początkowo rozpatrzmy układ o centralnym zbiorniku kondensatu. Układ ten (rys. 4a) odznacza się tym, że natężenie przepływu skroplin głównych jest jednakowe w każdym z podgrzewaczy.

Zagadnienie ogniskuje się na kwestii doboru parametrów pary czerpanej z zaczepów turbiny. Parametry te należy obrać tak, aby sprawność obiegu przy skończonej ilości zaczepów była możliwie jak największa.

Wywód przeprowadzimy po przyjęciu następujących założeń upraszczających:

- 1) ciepło właściwe kondensatu jest stałe i wynosi  $c=1$  kcal/(kg·1°),
- 2) w podgrzewaczach para zaczepowa skrapla się całkowicie, lecz skropliny powstałe z tej pary nie ochładzają się dalej,
- 3) ciepło oddane przez parę zaczepową w każdym podgrzewaczu da się wyrazić wzorem

$$Q_i^* = G_i^* \cdot x_i \cdot r_i = G_i^* \cdot (a + b \cdot t_i),$$

- 4) temperatura zaczepu I jest określona z góry [7],
- 5) natężenie przepływu kondensatu głównego w każdym podgrzewaczu jest stałe i wynosi  $G_d^* = \text{const}$ ,
- 6) w każdym podgrzewaczu różnica temperatur między parą zaczepową a kondensatem głównym u wylotu jest taka sama

$$\Delta t_{pw} = \text{idem.}$$

Założenie 3) pozwala uwzględnić nieodwracalność ekspansji pary w turbinie. Jest ono równoznaczne z przyjęciem, które już poprzednio uczyniliśmy w części II. 2:

$$x_i \cdot r_i = a + b \cdot t_i. \quad (a)$$

Stałe  $a$  oraz  $b$  dobieramy tak, że w stanach pary na dolocie do turbiny (punkt  $d$ ) i przed skraplaczem (punkt  $k$ ) linia ekspansji rzeczywistej przecina się z linią ekspansji aproksymowanej równaniem (a). Na ry-

sunku 7 ekspansję rzeczywistą oznaczono linią pełną, natomiast ekspansję aproksymowaną równaniem (a) przedstawia linia kreskowana.

Jak wykażemy w dalszym ciągu, odchylenia spowodowane tego rodzaju aproksymacją nie powodują zmiany wyniku obliczeń.

Obliczenia rozpoczynamy od ułożenia bilansów energetycznych dla poszczególnych podgrzewaczy według schematu 8a i rys. 8b.

Bilans pierwszego podgrzewacza

$$G_d^* \cdot [(t_1 - \Delta t_{pw}) - (t_2 - \Delta t_{pw})] = G_1^* \cdot (a + b \cdot t_1)$$

lub

$$G_d^* \cdot (t_1 - t_2) = G_1^* \cdot (a + b \cdot t_1)$$

oraz

$$\frac{G_1^*}{G_d^*} = \frac{t_1 - t_2}{a + b \cdot t_1} \quad (10)$$

Bilans drugiego podgrzewacza

$$\frac{G_2^*}{G_d^*} = \frac{t_2 - t_3}{a + b \cdot t_3} \quad (11)$$

Bilans *i*-tego podgrzewacza

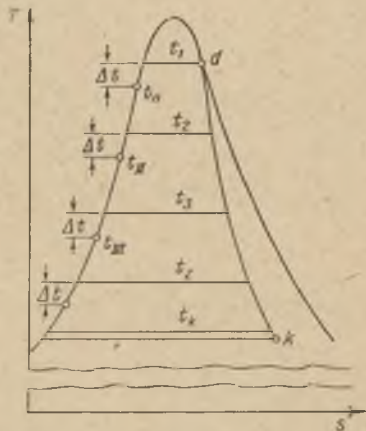
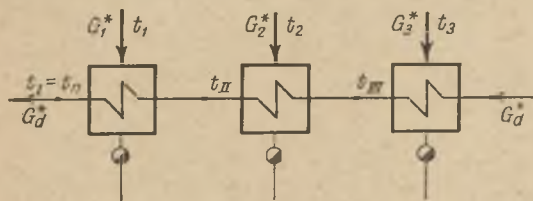
$$\frac{G_i^*}{G_d^*} = \frac{t_i - t_{i+1}}{a + b \cdot t_i}$$

Bilans ostatniego podgrzewacza

$$\frac{G_z^*}{G_d^*} = \frac{t_z - \Delta t_{pw} - t_x}{a + b \cdot t_z} \quad (12)$$

W równaniu powyższym  $t_x$  oznacza temperaturę kondensatu w centralnym zbiorniku. Temperatura ta ustala się w wyniku zmieszania kroplin opuszczających skraplacz z kondensatem ubocznym pochodzącym z pary zaczepowej.

a)



Rys. 8. Regeneracja wielozaczepowa w układzie z centralnym zbiornikiem kondensatu; a) schemat podgrzewawczy, b) wykres  $T, s$

W części II wykazaliśmy, że sprawność obiegu określona równaniem (8) osiąga największą wartość, gdy suma stosunków  $\frac{G_i^*}{G_d^*}$  przyjmie wartość maksymalną. Należy więc w dalszym ciągu dążyć do określenia warunków, dla których wspomniana suma osiąga maksimum. Przed tym jednak staramy się doprowadzić wyrażenia

$$\frac{t_1 - t_2}{a + bt_1}; \quad \frac{t_2 - t_3}{a + bt_2}; \quad \frac{t_i - t_{i+1}}{a + bt_i},$$

do postaci wygodniejszej do różniczkowania. W tym celu przekształcamy początkowo mianowniki

$$a\left(1 + \frac{b}{a} \cdot t_1\right); \quad a\left(1 + \frac{b}{a} \cdot t_2\right); \quad a\left(1 + \frac{b}{a} \cdot t_i\right).$$

Ponieważ wyraz  $\frac{b}{a}$  jest bardzo mały (wartość jego dla trzech przykładów przytoczonych w dalszym ciągu nie przekracza  $5 \cdot 10^{-4}$ ) można z dużą dokładnością zastosować przekształcenie wynikające z rozwinięcia w szereg i pominięcia wyrazów dalszych

$$\frac{1}{a\left(1 + \frac{b}{a} \cdot t_i\right)} = \frac{1}{a}\left(1 + \frac{b}{a} \cdot t_i\right)^{-1} \cong \frac{1}{a}\left(1 - \frac{b}{a} \cdot t_i\right).$$

Ostatecznie wartości stosunków  $\frac{G_1^*}{G_d^*}$ ,  $\frac{G_2^*}{G_d^*}$ ,  $\frac{G_i^*}{G_d^*}$  można określić następująco

$$\frac{G_1^*}{G_d^*} \cong \frac{1}{a}(t_1 - t_2) \cdot \left(1 - \frac{b}{a} \cdot t_1\right) \quad (10a)$$

$$\frac{G_2^*}{G_d^*} \cong \frac{1}{a}(t_2 - t_3) \cdot \left(1 - \frac{b}{a} \cdot t_2\right) \quad (11a)$$

$$\frac{G_i^*}{G_d^*} \cong \frac{1}{a}(t_i - t_{i+1}) \cdot \left(1 - \frac{b}{a} \cdot t_i\right)$$

$$\frac{G_z^*}{G_d^*} \cong \frac{1}{a}(t_z - t_x - \Delta t_{pw}) \cdot \left(1 - \frac{b}{a} \cdot t_z\right). \quad (12a)$$

W dalszym ciągu tworzymy sumę

$$\sum_{i=1}^{i=z} \frac{G_i^*}{G_d^*} = \frac{G_1^*}{G_d^*} + \frac{G_2^*}{G_d^*} + \dots + \frac{G_z^*}{G_d^*} \cong \frac{1}{a}(t_1 - t_2) \left(1 - \frac{b}{a} \cdot t_1\right) + \frac{1}{a} \cdot (t_2 - t_3) \left(1 - \frac{b}{a} \cdot t_2\right) + \dots + \frac{1}{a} \cdot (t_z - t_x - \Delta t_{pw}) \left(1 - \frac{b}{a} \cdot t_z\right). \quad (13)$$

W powyższym równaniu nie jest jeszcze znana temperatura  $t_x$  panująca w centralnym zbiorniku kondensatu. Temperatura ta jest funkcją temperatur  $t_1, t_2, \dots, t_z$ . Z tego powodu musimy ją określić. Wartość  $t_x$  wynika z bilansu energetycznego centralnego zbiornika kondensatu

$$G_1^* \cdot t_1 + G_2^* \cdot t_2 + G_3^* \cdot t_3 + \dots + G_z^* \cdot t_z + G_k^* \cdot t_k = G_d^* \cdot t_x.$$

Po wprowadzeniu oznaczeń

$$g_1 = \frac{G_1^*}{G_d^*}, \quad g_2 = \frac{G_2^*}{G_d^*}, \quad g_3 = \frac{G_3^*}{G_d^*}, \dots, g_k = \frac{G_k^*}{G_d^*}$$

temperatura  $t_x$  będzie określona równaniem

$$t_x = g_1 \cdot t_1 + g_2 \cdot t_2 + g_3 \cdot t_3 + \dots + g_z \cdot t_z + g_k \cdot t_k.$$

Biorąc pod uwagę równanie bilansu masowego dla centralnego zbiornika kondensatu

$$G_k^* = G_d^* - \sum_{i=1}^{i=z} G_i^*$$

dzieląc je stronami przez  $G_d^*$  otrzymamy

$$g_k = 1 - \sum_{i=1}^{i=z} g_i.$$

Ostatecznie temperatura kondensatu w centralnym zbiorniku będzie określona następująco

$$t_x = \sum_{i=1}^{i=z} g_i \cdot t_i + \left(1 - \sum_{i=1}^{i=z} g_i\right) \cdot t_k. \quad (14)$$

W dalszym ciągu przechodzimy do określenia maksimum sumy  $\sum_{i=1}^{i=z} \frac{G_i^*}{G_d^*}$  na podstawie równania (13) oraz zależności (14).

Z podanych związków wynika, że wspomniana suma jest funkcją wielu zmiennych

$$\sum_{i=1}^{i=z} \frac{G_i^*}{G_d^*} = \sum_{i=1}^{i=z} g_i = f(t_2, t_3, t_4, \dots, t_z).$$

W celu określenia warunków, dla których powyższa funkcja osiąga maksimum, należy obliczyć pochodne cząstkowe pierwszego rzędu i przyrównać je do zera:

$$\frac{\partial f}{\partial t_2} = 0; \quad \frac{\partial f}{\partial t_3} = 0; \dots, \frac{\partial f}{\partial t_z} = 0. \quad (15)$$

Pochodna cząstkowa względem temperatury  $t_2$  przyrównana do zera, po bardzo długich przekształceniach, prowadzi do następującej zależności

$$(t_1 + t_3 - 2t_2) \left[ 1 + \frac{b}{1 - \frac{b}{a} \cdot t_2} - \frac{b}{a} (t_1 - t_k + 2 \cdot t_2) \right] = \frac{b}{a} \cdot (t_2^2 - t_1 \cdot t_3). \quad (16)$$

Z powyższego równania wynika, że temperatura  $t_2$  pary w drugim zaczeple jest zależna od następujących parametrów:  $t_1, t_3, t_z, t_k$ . Biorąc jednak pod uwagę, że wyraz  $\frac{b}{a}$  jest bardzo mały, bo nie przekracza zwykle  $5 \cdot 10^{-4}$ , łatwo zauważyć, że prawa strona równania bardzo mało różni się od zera.

Jeśli zaniedbać ją całkowicie, to otrzymamy bardzo proste równanie

$$t_1 + t_3 - 2t_2 = 0$$

lub

$$t_2 = \frac{1}{2} (t_1 + t_3). \quad (17)$$

Dalsza pochodna cząstkowa, przyrównana do zera, w wyniku analogicznych przekształceń prowadzi do równania

$$t_3 = \frac{1}{2} \cdot (t_2 + t_4). \quad (18)$$

Podobnie postępujemy z następnymi kolejnymi pochodnymi, otrzymując zależności w następującej postaci ogólnej

$$t_i = \frac{1}{2} \cdot (t_{i-1} + t_{i+1}). \quad (19)$$

Ostatnia wreszcie pochodna cząstkowa przyrównana do zera dostarcza równania

$$t_z = \frac{1}{2} \cdot (t_{z-1} + t_x) + \frac{\Delta t_{pw}}{2}. \quad (20)$$

Po przyjęciu oznaczenia

$$t_y = t_x + \Delta t_{pw}$$

ostatnia zależność przyjmie formę

$$t_z = \frac{1}{2} \cdot (t_{z-1} + t_y). \quad (20a)$$

Należy jeszcze wykazać, że równania od (17) do (20a) określają warunki, przy których suma  $\sum_{i=1}^{i=z} \frac{G_i^*}{G_a^*}$  osiąga maksimum. Ponieważ droga ma-

tematyczna jest w tym przypadku niezmiernie skomplikowana (hesjany!), posłużymy się następującym rozumowaniem: w przypadku gdy kondensat uboczny traci ciepło na rzecz otoczenia, można przyjąć dla uproszczenia taką wartość tych strat, dla których temperatura skroplin w centralnym zbiorniku kondensatu jest stała i równa temperaturze  $t_k$  panującej w skraplaczu. Po takim założeniu obliczenia ogromnie się upraszczają, przestaje bowiem obowiązywać równanie (14) z powodu niezmienności temperatury  $t_x$ . Załóżmy dalej, że temperatura pary we wszystkich zaczepach z wyjątkiem  $i$ -tego jest stała. Przy tych założeniach nie trudno jest obliczyć pochodne  $\frac{df}{dt_i}$  i  $\frac{d^2f}{dt_i^2}$  na podstawie równania (13)

$$\frac{df}{dt_i} = t_{i+1} + t_{i-1} - 2t_i$$

$$\frac{d^2f}{dt_i^2} = -2.$$

Ujemna wartość drugiej pochodnej świadczy o istnieniu maksimum funkcji

$$f(t_i) = \sum_{i=1}^{i=z} \frac{G_i^*}{G_d^*},$$

w przypadku gdy  $\frac{df}{dt_i} = 0$ , co ma miejsce dla  $t_i = \frac{1}{2}(t_{i-1} + t_{i+1})$ .

Podobne rozumowanie można przeprowadzić w stosunku do każdej z temperatur począwszy od  $t_2$  aż do  $t_z$ .

Przytoczone wywody wskazują na istnienie maksimum rozpatrywanej funkcji

$$\sum_{i=1}^{i=z} \frac{G_i^*}{G_d^*} = f(t_2, t_3, \dots, t_z).$$

Nie jest jednak jeszcze uzasadnione, że mamy tu do czynienia z tzw. maksimum bezwzględny, ponieważ wchodzi tu w grę jeszcze możliwość istnienia tzw. maksimum lokalnego. Ponadto należy również wziąć pod uwagę ewentualność istnienia minimum rozpatrywanej funkcji.

Rozważania termodynamiczne skłaniają jednak do przypuszczenia, że otrzymany wynik dotyczy istotnie bezwzględnego maksimum wspomnianej funkcji. Rozważania te streszczają się w następujących punktach:

a) bezwzględne maksimum funkcji  $\sum_{i=1}^{i=z} \frac{G_i^*}{G_d^*}$  na pewno istnieje, bowiem

istotą regeneracji ciepła jest zbliżanie sprawności obiegu regeneracyjnego do sprawności obiegu Carnota.

b) otrzymane warunki nie mogą w żadnym wypadku dotyczyć minimum wspomnianej funkcji, ponieważ minimum zachodzi wówczas, gdy używamy pary zaczepowej o możliwie największej entalpii, co zgodnie z założeniem ( $\alpha$ ) występuje wtedy, gdy do ogrzewania kondensatu użyta jest jedynie para z zaczepu pierwszego, o temperaturze  $t_1$ . Wówczas będzie

$$G_1^* \neq 0 \quad \text{ale} \quad G_2^* = 0, \quad G_3^* = 0, \dots, G_z^* = 0.$$

Podsumowując otrzymane wyniki stwierdzamy, że temperatura w poszczególnych zaczepach parowych turbiny rośnie od  $z$ -go do I zaczepu według postępu *arytmetycznego*, bowiem jedynie taki postęp charakteryzuje się tą właściwością, że dowolny jego wyraz jest równy średniej arytmetycznej wyrazów poprzedniego i następnego zgodnie z równaniem (19).

Oznaczając przyrost temperatury pary mierzony pomiędzy zaczepem  $i$ -tym i  $i+1$ -ym przez  $\Delta t$ , możemy podać w formie ogólnej wynik określony równaniami od (17) do (20a)

$$\Delta t = \text{idem.} \quad (21)$$

Pozostają jeszcze do wyjaśnienia następujące sprawy:

1) Czy sztucznie przyjęta zależność ( $\alpha$ )

$$x_i \cdot r_i = a + b \cdot t_i,$$

określająca przebieg nieodwracalnej ekspansji pary w turbinie nie ma zasadniczego znaczenia dla przebiegu obliczeń? Otóż z obliczeń wynikało, że założone w wyniku aproksymacji liniowej wartości współczynników  $a$  i  $b$  zostały wyeliminowane. Oznacza to, że nie mają one żadnego poważniejszego wpływu na ostateczne wyniki naszych rozważań, pod warunkiem jednak, że wartość stosunku  $\frac{b}{a}$  jest należyście mała. Stosunek ten zależy od następujących wielkości: ciśnienia pary  $p_1$  w pierwszym zaczepie, sprawności wewnętrznej części niskoprężnej turbiny i wreszcie od ciśnienia  $p_k$  panującego w skraplaczu. Dla orientacji podajemy trzy przykłady ilustrujące rząd wielkości  $a$ ,  $b$ ,  $\frac{b}{a}$ , przeliczone po przyjęciu sprawności wewnętrznej  $\eta_i = 0,8$  oraz ciśnienia w skraplaczu  $p_k = 0,05$  ata:

Lp.	$p_1$ ata	$a$ kcal/kg	$b$ kcal/kg $1^\circ$	$\frac{b}{a} \frac{1}{1^\circ}$
1	2,0	507,07	0,1616	0,00032
2	1,5	510,7	0,1935	0,00037
3	1,0	516,22	0,2359	0,00045

2) Jak należy rozumieć fakt, że przebieg ekspansji w turbinie nie ma żadnego poważniejszego wpływu na dobór parametrów pary zaczepowej?



Jedno z założeń upraszczających, uczynionych na początku, brzmiało, że w podgrzewaczach para zaczepowa skrapla się całkowicie, lecz skropliny powstałe z tej pary nie ochładzają się poniżej temperatury nasycenia. Otóż łatwo jest wykazać, że zawartość wilgoci w parze zaczepowej nie ma żadnego, poważniejszego wpływu na wymianę ciepła w podgrzewaczach. Wilgoć zawarta w parze zaczepowej jest ciałem obojętnym dla wymiany ciepła, nie zmienia bowiem swej temperatury. Nic dziwnego zatem, że mniejsza lub większa zawartość tej wilgoci nie ma wpływu na dobór temperatur pary zaczepowej. W wymianie ciepła bierze zatem udział tylko para, która oddaje ciepło parowania w podgrzewaczach kondensatu. Kondensat uboczny natomiast, przelatując tylko przez podgrzewacze oddaje część swej energii mieszając się ze skroplinami głównymi w zbiorniku kondensatu. W ten sposób wilgoć zawarta w parze zaczepowej ma wpływ na ustalenie poziomu temperatury  $t_x$ , przy tym powoduje nieznaczne zmiany obciążenia pomp zaznaczonych na rys. 4a.

3) Czy wspomniana zależność ( $\alpha$ ) przyjęta jako jedno z głównych założeń upraszczających nie prowadzi do sprzeczności z zasadami termodynamiki? Chodzi tu oczywiście o możliwość kolizji z drugą zasadą termodynamiki w przypadku, gdyby ekspansja określona zależnością ( $\alpha$ ) na którymkolwiek, choćby najkrótszym odcinku nawet, przebiegała w kierunku ubytków entropii czynnika. Wspomniana kolizja nie jest możliwa dopóki temperatura ekspandującej pary mokrej nie przekracza  $180^\circ\text{C}$ . Wynika to z następującego rozumowania: temperatura ekspandującej pary maleje, zatem spadkowi temperatury powinien odpowiadać dodatni przyrost entropii czynnika

$$dt < 0; \quad ds > 0; \quad \frac{ds}{dt} < 0.$$

Przyrost entropii pary mokrej w przypadku założonego ciepła właściwego wody jako wartości stałej określony jest następująco

$$ds = \frac{dT}{T} + d\left(\frac{xr}{T}\right).$$

Biorąc pod uwagę zależności  $T = t + 237$ ,  $dT = dt$ ,  $xr = a + bt$ , dochodzimy do związku

$$ds = \frac{dT}{T} + d\left(\frac{a + b \cdot t}{T}\right) = \left(\frac{1}{T} + \frac{b \cdot 237 - a}{T^2}\right) dt.$$

Łącząc wszystkie powyższe zależności i podstawiając  $a = 510$ ,  $b = 0,2$  dochodzimy do zastrzeżenia

$$T + b \cdot 273 - a < 0; \quad T < 455,4^\circ\text{K}$$

lub

$$t < 182^\circ\text{C}.$$

Temperaturze  $182^{\circ}\text{C}$  odpowiada ciśnienie pary nasyconej około  $10,7\text{ ata}$ . Ciśnienia tego rzędu nie wchodzi w rachubę, bowiem przy założonej sprawności wewnętrznej turbiny  $\eta_i = 0,8$  otrzymalibyśmy niedopuszczalnie niski stopień suchości pary na wylocie z turbiny ( $x_2 = 0,836$ ).

2. Drugim z kolei układem, któremu poświęcimy nieco uwagi jest układ kaskadowy (rys. 4b). Układ ten również charakteryzuje się jednako-

wym natężeniem przepływu skroplin głównych w każdym z podgrzewaczy. Dokładniejsza analiza działania układu kaskadowego wychodzi poza ramy pracy niniejszej, ponieważ układ ten jest zazwyczaj stosowany w obszarze pary przegrzanej.

Ograniczmy się jedynie do wyprowadzenia wzoru na sprawność obiegu parowego wyposażonego w dwa podgrzewacze kondensatu w układzie kaskadowym (rys. 9). Założenia poczynione na wstępie pozostają w mocy z wyjątkiem ostatniego 6), w którego miejsce przyjmujemy, że różnica temperatur między parą zaczepową a kondensatem głównym u wylotu jest znikoma:  $\Delta t_{pw} = 0$ .

Układamy bilanse energetyczne obu podgrzewaczy

$$G_1^* \cdot x_1 \cdot r_1 = G_d^* \cdot (t_1 - t_{II}),$$

$$G_2^* \cdot x_2 \cdot r_2 + G_1^* \cdot (t_1 - t_{II}) = G_d^* \cdot (t_{II} - t_K).$$

Po przekształceniu powyższych równań dochodzimy do zależności

$$\frac{G_1^*}{G_d^*} = \frac{t_1 - t_{II}}{x \cdot r_2},$$

$$\frac{G_2^*}{G_d^*} = \frac{t_{II} - t_K}{x_2 \cdot r_2} - \frac{(t_1 - t_{II})^2}{x_1 \cdot r_1 \cdot x_2 \cdot r_2}.$$

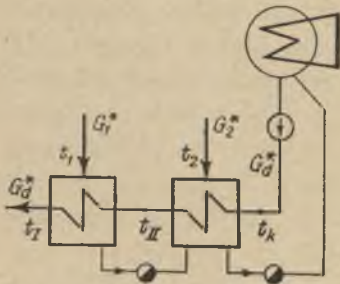
Sumując powyższe wartości i wprowadzając oznaczenia

$$t_1 - t_{II} = \Delta_1; \quad t_{II} - t_K = \Delta_2$$

dochodzimy do wzoru

$$\sum_{i=1}^{i=2} \frac{G_i^*}{G_d^*} = \frac{\Delta_1}{x_1 \cdot r_1} + \frac{\Delta_2}{x_2 \cdot r_2} - \frac{\Delta_1^2}{x_1 \cdot r_1 \cdot x_2 \cdot r_2}. \quad (22)$$

W celu określenia sprawności obiegu regeneracyjnego wyposażonego w podgrzewacze kaskadowe bierzemy pod uwagę wzór (1), w którym



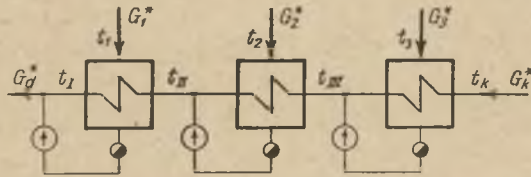
Rys. 9. Schemat układu kaskadowego z odprowadzeniem skroplin ubocznych do skraplacza

określamy wartości ciepła  $q_1$  i  $q_2$  w odniesieniu do 1 kg pary dolotowej

$$q_1 = i_d - i_n$$

$$q_2 = \left(1 - \sum_{i=1}^{i=2} \frac{G_i^*}{G_d^*}\right) (i_k - i_k') + \Delta_2 \sum_{i=1}^{i=2} \frac{G_i^*}{G_d^*}$$

Ostatni wyraz po prawej stronie powyższego równania pochodzi stąd, że kondensat uboczny powstały z pary zaczepowej jest kierowany do skraplacza, przy tym różnica temperatur wynosi  $\Delta_2$ .



Rys. 10. Schemat układu bocznikowego „w przód“

Po wstawieniu we wzór (1) otrzymanych wyrażen, sprawność obiegu regeneracyjnego o dwu podgrzewaczach w układzie kaskadowym będzie określona następująco

$$\eta_{ob} = 1 - \frac{\left(1 - \sum_{i=1}^{i=2} \frac{G_i^*}{G_d^*}\right) (i_k - i_k') + \Delta_2 \sum_{i=1}^{i=2} \frac{G_i^*}{G_d^*}}{i_d - i_n} \quad (23)$$

3. W dalszym ciągu przystępujemy do rozpatrzenia układów o zmiennym, stopniowo narastającym natężeniu przepływu kondensatu w podgrzewaczach.

Na początek zajmijmy się układem przedstawionym na rys. 10. Układ ten będziemy nazywali w dalszym ciągu „bocznikiem w przód“.

Założenia od 1) do 4) poczynione w części I pozostają w mocy, ponadto zakłada się: 5)  $\Delta t_{pw} = 0$ .

Podobnie jak poprzednio obliczenia rozpoczynamy od ustalenia bilansów cieplnych poszczególnych podgrzewaczy.

Bilans podgrzewacza I

$$G_1^* \cdot x_1 r_1 = (G_d^* - G_1^*) (t_1 - t_{II})$$

Ponieważ

$$\Delta t_{pw} = t_1 - t_I = t_2 - t_{II} = \dots = 0,$$

zatem

$$t_I = t_1; \quad t_{II} = t_2; \quad t_{III} = t_3; \quad \dots$$

Wprowadzając powyższe zależności do równania bilansu podgrzewacza I otrzymamy związek

$$\frac{G_1^*}{G_d^* - G_1^*} = \frac{t_1 - t_2}{x_1 r_1}. \quad (a)$$

Postępując podobnie dochodzimy do bilansu podgrzewacza II

$$\frac{G_2^*}{G_d^* - G_1^* - G_2^*} = \frac{t_2 - t_3}{x_2 \cdot r_2}. \quad (b)$$

Bilans podgrzewacza III przedstawia się następująco

$$\frac{G_3^*}{G_d^* - G_1^* - G_2^* - G_3^*} = \frac{t_3 - t_k}{x_3 \cdot r_3}. \quad (c)$$

Podobnie jak poprzednio wprowadzamy oznaczenia

$$t_1 - t_2 = \Delta_1, \quad t_2 - t_3 = \Delta_2, \quad t_3 - t_k = \Delta_3.$$

Po szeregu przekształceń dochodzimy do równania

$$\sum_{i=1}^{i=3} \frac{G_i^*}{G_d^*} = 1 - \frac{1}{\left(1 + \frac{\Delta_1}{x_1 \cdot r_1}\right) \cdot \left(1 + \frac{\Delta_2}{x_2 \cdot r_2}\right) \cdot \left(1 + \frac{\Delta_3}{x_3 \cdot r_3}\right)}. \quad (24)$$

Maksimum powyższego wyrażenia jest jednoznaczne z maksimum iloczynu

$$\left(1 + \frac{\Delta_1}{x_1 r_1}\right) \cdot \left(1 + \frac{\Delta_2}{x_2 r_2}\right) \cdot \left(1 + \frac{\Delta_3}{x_3 r_3}\right).$$

W celu określenia warunków koniecznych do istnienia maksimum wspomnianego iloczynu wprowadzamy do niego zależność, będącą uproszczeniem wynikającym z równania (a)

$$\frac{1}{x_i \cdot r_i} = \frac{1}{a + b \cdot t_i} = \frac{1}{a} \cdot \frac{1}{1 + \frac{b}{a} \cdot t_i} \cong \frac{1}{a} \cdot \left(1 - \frac{b}{a} \cdot t_i\right).$$

Wspomniany iloczyn jest w rozpatrywanym przypadku funkcją dwu zmiennych:  $t_2, t_3$

$$f(t_2, t_3) = \left[1 + (t_1 - t_2) \cdot \frac{1}{a} \left(1 - \frac{b}{a} \cdot t_1\right)\right] \cdot \left[1 + (t_2 - t_3) \frac{1}{a} \left(1 - \frac{b}{a} \cdot t_2\right)\right] \cdot \left[1 + (t_3 - t_k) \frac{1}{a} \left(1 - \frac{b}{a} \cdot t_3\right)\right] = A_1 \cdot A_2 \cdot A_3.$$

W powyższym równaniu wyrazy  $A_1, A_2, A_3$  oznaczają wyrażenia stojące odpowiednio w nawiasach: pierwszym, drugim i trzecim.

Warunkiem istnienia ekstremum rozpatrywanej funkcji jest

$$\frac{\partial f}{\partial t_2} = 0; \quad \frac{\partial f}{\partial t_3} = 0.$$

Obliczamy początkowo pochodną cząstkową  $\frac{\partial f}{\partial t_2}$  i przyrównujemy ją do zera

$$\frac{\partial f}{\partial t_2} = - \frac{\left(1 - \frac{b}{a} \cdot t_1\right)}{a} A_2 \cdot A_3 + \frac{1 - 2 \frac{b}{a} \cdot t_2 + \frac{b}{a} \cdot t_3}{a} \cdot A_1 \cdot A_3 = 0.$$

Wartość tej pochodnej cząstkowej stanie się równa zeru, gdy

$$-\left(1 - \frac{b}{a} \cdot t_1\right) A_2 + \left(1 - 2 \frac{b}{a} \cdot t_2 + \frac{b}{a} \cdot t_3\right) A_1 = 0.$$

Po przekształceniu powyższego równania dochodzimy do następującej postaci

$$(t_1 - 2t_2 + t_3) - \frac{b}{a} [(t_1 - t_2)(t_1 + t_2) - t_2(t_1 - t_3)] + \frac{b}{a} (t_1 \cdot A_2 - 2t_2 \cdot A_1 + t_3 \cdot A_1) = 0.$$

Łatwo zauważyć, że wyrażenia  $A_1, A_2, A_3$  stosunkowo mało różnią się od jedności, np.

$$A_1 = 1 + (t_1 - t_2) \cdot \frac{1}{a} \cdot \left(1 - \frac{b}{a} \cdot t_1\right) \cong 1 + \frac{t_1 - t_2}{a} \approx 1.$$

Kładąc  $A_1 = A_2 = A_3$  nie popełniamy dużego błędu, bowiem wartość  $a$  jest nie mniejsza od 500, a wyraz  $\frac{b}{a}$  jest mniejszy od  $5 \cdot 10^{-4}$ . Z tego samego powodu można z całym spokojem pominąć wyrażenia zaopatrzone współczynnikiem  $\frac{b}{a}$  jako znikome. Ostatecznie wartość pochodnej cząstkowej  $\frac{\partial f}{\partial t_2}$  staje się równa zeru, gdy

$$t_1 - 2t_2 + t_3 = 0$$

lub

$$t_2 = \frac{1}{2} (t_1 + t_3).$$

Postępując analogicznie w stosunku do pochodnej  $\frac{\partial f}{\partial t_3}$  dochodzimy do następnej zależności

$$t_3 = \frac{1}{2} (t_2 + t_1).$$

Jak widzimy wynik, który otrzymaliśmy, jest identyczny jak dla układu z centralnym zbiornikiem kondensatu. Prawo postępu arytmetycznego

tycznego przy doborze temperatur pary zaczepowej obowiązuje również i dla układu „bocznika w przód“

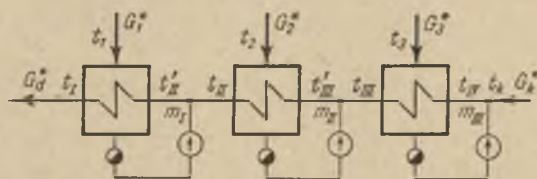
$$\Delta t = \text{idem.}$$

4. Dla układu, którego schemat przedstawia rys. 11 (bocznik „wstecz“), bilans energetyczny poszczególnych podgrzewaczy przedstawia się następująco:

$$G_1^* \cdot x_1 \cdot r_1 = (t_1 - t'_{II}) \cdot G_d^*, \quad (d)$$

$$G_2^* \cdot x_2 \cdot r_2 = (G_d^* - G_1^*) \cdot (t_{II} - t'_{III}), \quad (e)$$

$$G_3^* \cdot x_3 \cdot r_3 = (G_d^* - G_1^* - G_2^*) \cdot (t_{III} - t'_{IV}). \quad (f)$$



Rys. 11. Schemat układu bocznikowego „wstecz“

Ponieważ założenia uczynione dla poprzedniego przypadku pozostają nadal w mocy, obowiązuje zależność:  $t_I = t_1$ ,  $t_{II} = t_2$ ,  $t_{III} = t_3$ . W celu wyeliminowania z obliczeń temperatur  $t'_{II}$ ,  $t'_{III}$ ,  $t'_{IV}$ , wynikających ze zmieszania kondensatu głównego z ubocznym, przystępujemy do ułożenia bilansów energetycznych mieszalników  $m_I$ ,  $m_{II}$ ,  $m_{III}$

$$G_1^* \cdot t_1 + (G_d^* - G_1^*) \cdot t_{II} = G_d^* \cdot t'_{II},$$

$$G_2^* \cdot t_2 + (G_d^* - G_1^* - G_2^*) \cdot t_{III} = (G_d^* - G_1^*) t'_{III},$$

$$G_3^* \cdot t_3 + (G_d^* - G_1^* - G_2^* - G_3^*) \cdot t_{IV} = (G_d^* - G_1^* - G_2^*) t'_{IV}.$$

W wyniku dość żmudnych przeróbek algebraicznych dochodzimy do określenia sumy

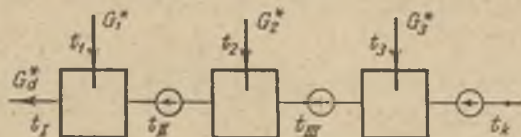
$$\sum_{i=1}^{i=3} \frac{G_i^*}{G_d^*} = 1 - \frac{1}{\left(1 + \frac{\Delta_1}{x_1 \cdot r_1}\right) \cdot \left(1 + \frac{\Delta_2}{x_2 \cdot r_2}\right) \cdot \left(1 + \frac{\Delta_3}{x_3 \cdot r_3}\right)}.$$

Otrzymany rezultat niczym się nie różni od otrzymanego w poprzednim przypadku, tj. dla układu bocznikowego w przód. Dalsze operacje zmierzające do określenia maksimum powyższego wyrażenia są identyczne jak dla przypadku 3 i prowadzą ostatecznie do identycznego końcowego wyniku

$$\Delta t = \text{idem.}$$

Należy podkreślić, że przyjęcie znikomej różnicy temperatur pomiędzy parą grzejącą i kondensatem głównym na wylocie nie powoduje żadnych istotnych zmian w obliczeniach. Można bowiem cały wywód powtórzyć przy założeniu, że wspomniana różnica temperatur jest stała i jednakowa w każdym podgrzewaczu. Wynik będzie identyczny z otrzymanym powyżej.

5. Najpoważniejsze zalety termodynamiczne posiada układ o podgrzewaczach mieszankowych (rys. 12). Z punktu widzenia termodynamiki



Rys. 12. Schemat układu o podgrzewaczach mieszankowych

podgrzewacz mieszankowy jest dobrym przybliżeniem wymiennika doskonałego (tzn. wymiennika o powierzchni nieskończenie dużej), ze względu bowiem na bardzo dużą ilość drobnych kropelek kondensatu głównego powierzchnia wymiany ciepła między parą i kondensatem jest bardzo wielka. Ten fakt umożliwia zmniejszenie różnicy temperatur pomiędzy parą grzejącą i kondensatem na wylocie z podgrzewacza do minimum (np. w większości przypadków różnicę tę można ocenić na około  $0,5^\circ$  [2, str. 121]. W rezultacie jasne jest, że wymiennik o tak małej różnicy temperatur pomiędzy czynnikami na wylocie jest wysokosprawnym aparatem, co ma decydujące znaczenie na wielkość sprawności obiegu regeneracyjnego.

Bilanse energetyczne podgrzewaczy mieszankowych przedstawiają się następująco

$$G_1^* \cdot x_1 \cdot r_1 = (G_d^* - G_1^*) \cdot (t_I - t_{II}),$$

$$G_2^* \cdot x_2 \cdot r_2 = (G_d^* - G_1^* - G_2^*) \cdot (t_{II} - t_{III}),$$

$$G_3^* \cdot x_3 \cdot r_3 = (G_d^* - G_1^* - G_2^* - G_3^*) \cdot (t_{III} - t_k).$$

Równania powyższe po przyjęciu założenia  $\Delta t_{pw} = 0$ , które dla rozważanego przypadku jest całkowicie uzasadnione, stają się identyczne z równaniami (a), (b), (c) podanymi w części 3. Z tego powodu dalsze obliczenia będą identyczne, a wynik końcowy taki sam

$$\Delta t = \text{idem.}$$

#### IV. Porównanie poszczególnych układów regeneracyjnych

Jak już wspomnieliśmy w III. 5 układ regeneracyjny o podgrzewaczach mieszankowych jest najkorzystniejszy ze względu na to, że powierzchnia wymiany ciepła jest tu bardzo duża. Dzięki temu różnica tempera-

tur między parą grzejną i kondensatem jest w tym przypadku mniejsza niż w każdym innym układzie wyposażonym w podgrzewacze powierzchniowe.

Oprócz wielkości powierzchni wymiany ciepła wchodzi w grę jeszcze jeden równie ważny czynnik: opór przenikania, na który napotyka ciepło w czasie przepływu od jednego płynu do drugiego. Opór ten w przypadku przegrody płaskiej można wyrazić wzorem

$$R = \frac{1}{a_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{a_2},$$

gdzie:

- $a_1$  — współczynnik wnikania (przechodzenia) ciepła od płynu cieplejszego do ścianki,
- $\delta$  — grubość przegrody płaskiej,
- $\lambda$  — współczynnik przewodzenia ciepła materiału, z którego jest wykonana przegroda,
- $a_2$  — współczynnik wnikania (przechodzenia) ciepła od ścianki do płynu chłodniejszego.

Otóż w przypadku przepływu ciepła w podgrzewaczach mieszkankowych ze względu na brak ścianki metalowej, rozgraniczającej oba płyny, opór ten w wybitnym stopniu maleje, redukując się do wartości

$$R = \frac{1}{a_{pw}},$$

gdzie  $a_{pw}$  oznacza współczynnik wnikania ciepła od kondensującej się pary zaczepowej do kropelek wody, stanowiących strumień kondensatu głównego. Należy spodziewać się, że współczynnik ten dzięki małej średnicy kropelek oraz ich ruchliwości przewyższa znacznie odpowiedni współczynnik  $a_1$  w przypadku kondensacji pary na ściance przegrody metalowej.

Wspomniane zjawiska tłumaczą niezwykle małą różnicę temperatur pomiędzy parą i kondensatem na wylocie. Mała różnica temperatur pomiędzy czynnikami wymieniającymi ciepło powoduje zgodnie z prawem Gouya-Stodoli małą stratę pracy mechanicznej, spowodowaną nieodwracalnością zjawiska przepływu ciepła przy skończonej różnicy temperatur [3, cz. I, str. 187].

Dalszą zaletą podgrzewaczy mieszkankowych jest możliwość użycia ich w roli odgazowycy. Dzięki podgrzaniu kondensatu do temperatury bardzo bliskiej temperaturze wrzenia ulatują z niego gazy, zwłaszcza tlen, którego obecność w skroplinach jest bardzo szkodliwa ze względu na korozję.



Należy również wspomnieć i o wadach układu w podgrzewaczach mieszkankowych. Najważniejszą z nich jest spora wielkość podgrzewaczy, dzięki czemu zajmują one niemało miejsca. Oprócz tego układ mieszkankowy wymaga tyle pomp przevalowych kondensatu głównego, ile jest podgrzewaczy. Wprawdzie istnieje możliwość łączenia wszystkich pomp w agregaty o wspólnym wale napędowym i jednym silniku [9], jednak komplikuje się wówczas sieć rurociągów kondensatu i rosną straty ciepła na rzecz otoczenia oraz opory.

Wymienione wady są przyczyną tego, że podgrzewacze mieszkankowe są używane zwykle w obszarze ciśnień 1,1–1,2 ata jako tzw. odgazowacze atmosferyczne.

Drugim z kolei będzie układ bocznikowy „w przód” (rys. 5a) z następujących powodów:

- 1) mieszanie kondensatu pochodzącego z zaczepów parowych z kondensatem głównym zachodzi przy jeszcze dość małej różnicy temperatur ( $3^{\circ}$ – $7^{\circ}$ ), co umożliwi lepsze wykorzystanie pary z zaczepów dalszych turbiny, a więc pary o niższej temperaturze. To znów z kolei prowadzi do zwiększenia  $\sum G^*$ , a tym samym i sprawności obiegu z regeneracją;

- 2) pompy zastosowane do wtłaczania skroplin ubocznych do rurociągu skroplin głównych są znacznie mniejsze niż w poprzednim przypadku, choć ich ilość jest taka sama jak w układzie mieszkankowym;

- 3) straty ciepła na rzecz otoczenia są stosunkowo małe dzięki zwartości konstrukcji oraz małej średnicy i długości rurociągu skroplin ubocznych powstałych z kondensacji pary zaczepowej;

- 4) pewność ruchu i prostota obsługi.

Do wad tego układu, jak zresztą i każdego innego o podgrzewaczach powierzchniowych, należy zaliczyć dławienie w garnkach odwadniających. Dławienie to powoduje pewną stratę pracy mechanicznej.

Na trzecim miejscu należy postawić układ bocznikowy „wstecz” (rys. 5b). Układ ten ustępuje pod względem termodynamicznym układowi bocznikowemu „w przód” z powodu mieszania kondensatu pochodzącego z zaczepów z kondensatem głównym przed wejściem tego ostatniego do podgrzewacza. Powoduje to mieszanie obu strumieni kondensatu przy większych niż poprzednio różnicach temperatur i tym samym powoduje większą stratę pracy mechanicznej [3, cz. I, str. 187], co z kolei obniża sprawność całego obiegu.

Bocznik „wstecz” posiada poza tym jeszcze jedną wadę: dzięki podbiciu temperatury kondensatu głównego przed wejściem do podgrzewacza, powierzchnia wymiany ciepła nie jest należycie wykorzystana. W konsekwencji ostateczne podgrzanie kondensatu w podgrzewaczach w tym układzie jest przy tej samej powierzchni nieco niższe niż dla bocznika „w przód”, np. po założeniu jednakowej różnicy temperatur na końcu

wymiennika (podgrzewacza) wynoszącej  $5^\circ$  ostateczne ogrzanie kondensatu głównego jest o  $1,7^\circ$  niższe niż w poprzednim przypadku.

Ponieważ ilość i rodzaj pomp są identyczne jak dla bocznika „w przód“, a pozostałe cechy identyczne — stosowanie tego układu nie jest niczym uzasadnione.

Najmniej korzystne ze względów termodynamicznych są układy o jednakowym natężeniu przepływu kondensatu w każdym z podgrzewaczy, a więc układ z centralnym zbiornikiem kondensatu oraz układ kaskadowy.

Układ o centralnym zbiorniku kondensatu nie jest korzystny ze względu na mieszanie się kondensatów przy znacznych różnicach temperatur, dławienie w odwadniaczach i znaczne straty ciepła na rzecz otoczenia w długich rurociągach. Z tych powodów układ ten w klasycznej postaci jest prawie nie używany.

W układzie kaskadowym zachodzą również w wybitnym stopniu nieodwracalne procesy, jak np. dławienie kondensatu ubocznego, mieszanie kondensatów ubocznych z głównym w skraplaczu lub mieszalniku przy znacznych różnicach temperatur. Tego rodzaju nieodwracalne zjawiska powodują wybitną stratę pracy mechanicznej [3, cz. I, str. 189] otrzymanej w obiegu. W przypadku gdy kondensaty uboczne są odprowadzane do skraplacza zachodzi dodatkowa strata dzięki zwiększeniu ciepła odprowadzonego w skraplaczu  $Q_2^*$ . Prowadzi to bezpośrednio do spadku sprawności obiegu, jak to widać wyraźnie ze wzoru (I, 1).

Układ kaskadowy znalazł jednak szerokie zastosowanie ze względu na małą ilość pomp niezbędnych do ruchu oraz taniść i prostotę w obsłudze.

W praktyce stosuje się układy kombinowane. Kaskada znajduje zastosowanie w obszarze pary przegrzanej, układy bocznikowe i mieszanikowe — w części niskoprężnej, a więc w obszarze pary mokrej. Ponieważ wchodzi tutaj w grę dodatkowe aparaty, np. rozprężacze odmulin, wyparki, ejektory — dlatego układy jeszcze bardziej komplikują się; jednocześnie powstają nowe możliwości oszczędzania ciepła, jak np. wykorzystanie ciepła odpadkowego w rozprężaczach odmulin, użycia pary opuszczającej ejektory do ogrzewania kondensatu itp.

## V. Porównanie metod teoretycznych obierania parametrów pary zaczepowej

W rozdziale III wykazaliśmy, że w każdym z układów z wyjątkiem kaskadowego parametry pary zaczepowej należy obierać tak, aby temperatury pary tworzyły postęp arytmetyczny. Metoda ta jest od dawna zalecana w technicznej literaturze radzieckiej [2], [4]. Nowością jest jedynie założenie nieodwracalności ekspansji pary w turbinie według równa-

nia ( $\alpha$ ). Założenie to pozwala uogólnić wywody oraz ugruntować wyniki otrzymane na innych drogach.

Jedno z podstawowych założeń, przyjętych na początku, polegało na tym, że ciepło właściwe wody (kondensatu) było traktowane jako wartość stała, równa  $1 \text{ kcal/kg} \cdot 1^\circ$ . Uproszczenie powyższe jest słuszne w obszarach niezbyt wysokich temperatur (np. dla  $p=50 \text{ ata}$  i temperatur od  $0^\circ\text{C}$  do  $120^\circ\text{C}$  zmiana ciepła właściwego wody nie przekracza  $2\%$ ). Ponieważ praca niniejsza dotyczy wyłącznie obszaru pary mokrej (jeśli chodzi o ekspansję pary w turbinie) zakres temperatur nie przewyższa  $120^\circ\text{C}$ .

Przypadek, gdy ciepło właściwe wody nie może być traktowane jako stałe (co ma miejsce przy wyższych temperaturach, w szczególności dla  $t =$  od  $120^\circ\text{C}$  do  $200^\circ\text{C}$ ), będzie stanowił przedmiot rozważań w drugiej części pracy o regeneracji ciepła w obszarze pary przegrzanej.

Porównanie metod obierania parametrów pary zaczepowej przeprawdzimy po przyjęciu założeń upraszczających jak w rozdziale III.

1. Początkowo obliczamy entalpię cieczy w punkcie pęcherzyków. Entalpia ta dla przyjętych założeń upraszczających może być z wystarczającą dokładnością określona za pomocą wzoru [3, cz. I, str. 215]

$$i' \cong t.$$

Z powyższego związku wynika dalej przybliżony wzór na entalpię pary mokrej

$$i_p = t + x \cdot r.$$

Po uwzględnieniu zależności ( $\alpha$ ) wzór powyższy przyjmie postać

$$i_p = a + (1 + b) \cdot t$$

lub

$$\Delta i_p = \Delta t \cdot (1 + b).$$

W rezultacie, jak widzimy, równym przyrostom entalpii pary odpowiadają równe przyrosty temperatur pary zaczepowej. Oznacza to, że dla przyjętych założeń obie metody

$$\Delta i_p = \text{idem}, \quad \text{oraz} \quad \Delta t = \text{idem}$$

są równoznaczne.

2. W celu porównania metody obierania równych przyrostów entalpii kondensatu głównego

$$\Delta i_w = \text{idem}$$

obliczamy entalpię cieczy

$$i_w = t + APv.$$

Jeżeli ciśnienie wody jest stałe, jak w układach z centralnym zbiornikiem kondensatu, kaskadowym i bocznikowym, to

$$\Delta i_w = \Delta t.$$

Natomiast w układzie o podgrzewaczach mieszkankowych ciśnienie wzrasta w kierunku przepływu kondensatu głównego. Jednak w obszarze ciśnień poniżej 10 ata wyraz  $APv$  można zaniedbać, jako znikomy [3, cz. I, str. 215]. Oznacza to, że i druga metoda obierania równych wzrostów entalpii kondensatu [2] jest równoznaczna z podaną metodą  $\Delta t = \text{idem}$ .

3. Ostatnia wreszcie metoda polega na dobraniu parametrów pary w ten sposób, aby przyrost entropii towarzyszący obiegowi wyposażonemu w regeneracyjne podgrzewanie kondensatu był możliwie najmniejszy

$$\sum_{i=1}^{i=z} \Delta S_i \rightarrow \pi_m \quad \text{gdzie} \quad \pi_m = \min \sum_{i=1}^{i=z} \Delta S_i.$$

Warunek powyższy zgodnie z prawem Gouya-Stodoli [3, str. 177] zapewnia możliwie najmniejszą stratę pracy mechanicznej, spowodowanej nieodwracalnością zjawiska, a co za tym idzie, gwarantuje najwyższą sprawność obiegu regeneracyjnego.

Nie jest trudno wykazać, że i ta metoda dla przyjętych założeń pokrywa się w zupełności z metodą

$$\Delta t = \text{idem}.$$

Uzasadniając powyższe, należy wziąć pod uwagę wzór na przyrost entropii w obiegu termodynamicznym [3, str. 186]

$$\sum \Delta S_i = -\frac{Q_1}{T_1} + \frac{Q_2}{T_2}.$$

W myśl prawa Gouya-Stodoli strata pracy mechanicznej  $A \cdot \Delta L$  wynosi

$$A \cdot \Delta L = T_0 \sum \Delta S_i.$$

Ponieważ temperatura otoczenia  $T_0$  w naszym przypadku pokrywa się z temperaturą  $T_2$  źródła ciepła o niższej temperaturze, zatem

$$A \cdot \Delta L = T_2 \left( -\frac{Q_1}{T_1} + \frac{Q_2}{T_2} \right).$$

Przekształcając powyższą zależność oraz stosując równanie (1) dojdziemy do postaci

$$A \cdot \Delta L = Q_1 \left( 1 - \frac{T_2}{T_1} - \eta_{\text{ob. reg.}} \right).$$

Ponieważ  $1 - \frac{T_2}{T_1}$  przedstawia sprawność pseudoodwracalnego obiegu Carnota [3, cz. II, str. 51, 52], zatem można sprowadzić powyższy wzór do prostszej formy

$$A \cdot \Delta L = Q_1 (\eta_C - \eta_{\text{ob. reg.}}).$$

Dzieląc stronami przez  $Q_1$  dochodzimy do określenia straty względnej  $\varepsilon$

$$\varepsilon = \frac{A \cdot \Delta L}{Q_1} = \eta_C - \eta_{\text{ob. reg.}}$$

Strata względna  $\varepsilon$  będzie tym mniejsza, im większą wartość osiągnie  $\eta_{\text{ob. reg.}}$ , bowiem sprawność obiegu Carnota ma wartość stałą, zależną jedynie od przyjętych wartości temperatur  $T_1$  i  $T_2$ .

Jak widzimy metoda, polegająca na dobraniu parametrów pary zaczepowej w ten sposób, aby przyrost entropii towarzyszący obiegowi termodynamicznemu był możliwie najmniejszy, jest jednoznaczna z obraniem takich parametrów, dla których sprawność obiegu z regeneracją ciepła osiąga wartość maksymalną.

Rozważania przeprowadzone w rozdziałach I i III prowadzą do wniosku, że sprawność obiegu z regeneracją ciepła osiąga swe maksimum dla warunku

$$\Delta t = \text{idem.}$$

Zestawiając otrzymane wyniki należy stwierdzić, że wszystkie bez wyjątku metody wymienione na wstępie są równoznaczne, pod warunkiem jednak, że para zaczepowa nie jest przegrzana i temperatura jej nie przekracza  $120^\circ\text{C}$ , tzn. gdy ciepło właściwe wody zmienia się bardzo nieznacznie.

Jeśli chodzi jednak o zastosowanie w praktyce, niezaprzeczoną wyższość nad innymi ma metoda  $\Delta t = \text{idem}$  ze względu na łatwość i bezpośredniość pomiaru temperatury pary zaczepowej lub kondensatu głównego.

## VI. Oszczędność paliwa spowodowana wzrostem sprawności obiegu na skutek regeneracji ciepła

W celu określenia zużycia paliwa w siłowni parowej weźmy pod uwagę wzór na sprawność ekonomiczną siłowni parowej [3, cz. II, str. 51, 52]

$$\eta_{\text{ek}} = \eta_k \cdot \eta_r \cdot \eta_{CR} \cdot \eta_i \cdot \eta_m, \quad (a)$$

gdzie:

- $\eta_k$  — sprawność kotła,
- $\eta_r$  — sprawność rurociągu,

$\eta_{CR}$  — sprawność porównawczego obiegu Clausiusa-Rankina,

$\eta_i$  — sprawność wewnętrzna turbin,

$\eta_m$  — sprawność mechaniczna.

W myśl definicji sprawności ekonomicznej siłowni

$$\eta_{ek} = \frac{A''' \cdot N_e}{Q_{ch}^*}, \quad (b)$$

gdzie  $N_e$  oznacza moc efektywną siłowni, natomiast  $Q_{ch}^*$  — natężenie dopływu energii chemicznej w paliwie.

Łącząc ze sobą wzory (a) i (b) oraz biorąc pod uwagę podstawową zależność

$$Q_{ch}^* = B^* \cdot W_d$$

łatwo jest określić godzinowe zużycie paliwa  $B^*$

$$B^* = \frac{A''' \cdot N_e}{W_d} \cdot \frac{1}{\eta_k \cdot \eta_r \cdot \eta_m} \cdot \frac{1}{\eta_i \cdot \eta_{CR}}$$

W przypadku gdy w siłowni znajduje zastosowanie obieg regeneracyjny, iloczyn  $\eta_i \cdot \eta_{CR}$  należy zastąpić przez  $\eta_{ob. reg.}$

$$B^* = \frac{A''' \cdot N_e}{W_d} \cdot \frac{1}{\eta_k \cdot \eta_r \cdot \eta_m} \cdot \frac{1}{\eta_{ob. reg.}}$$

Oszczędność paliwa spowodowana wzrostem sprawności obiegu regeneracyjnego od  $\eta_{ob. reg. 1}$  do  $\eta_{ob. reg. 2}$  wynosi

$$\Delta B_h^* = B_1^* - B_2^* = \frac{A''' \cdot N_e}{W_d} \cdot \frac{1}{\eta_k \cdot \eta_r \cdot \eta_m} \cdot \left( \frac{1}{\eta_{ob. reg. 1}} - \frac{1}{\eta_{ob. reg. 2}} \right). \quad (c)$$

Wzór powyższy określa oszczędność paliwa, wyrażoną w kg/h po założeniu, że sprawność kotła nie zmienia się wraz ze zmianą sprawności obiegu regeneracyjnego. W rzeczywistości jednak istnieje pewien wzajemny wpływ obu tych sprawności. Ze wzrostem bowiem sprawności obiegu regeneracyjnego wzrasta nieco natężenie przepływu pary przez kocioł (jak to będzie wykazane w rozdziale VII) i dzięki temu zmienia się jego sprawność. Biorąc jednak pod uwagę stosunkowo płaski przebieg krzywej sprawności kotła w zależności od obciążenia oraz stosunkowo niedużą zmianę natężenia przepływu pary w kotle spowodowaną zmianą sprawności  $\eta_{ob. reg.}$  można założyć niezmiennosć sprawności kotła, nie popemniając dużego błędu.

W celu określenia rocznej oszczędności paliwa  $\Delta B^*$ , wyrażonej w wagonach na rok, przyjmujemy, że ładunek paliwa w wagonie netto wynosi  $G_w = 30000$  kg. Ponadto w miejsce mocy efektywnej  $N_e$  należy wprowadzić moc nominalną zainstalowanych maszyn  $N_n$  oraz tzw. czas wykorzystania mocy  $\tau$  godz./rok. Czas ten wynosi w bieżącym roku ponad 5500 godz./rok, co jest chlubnym osiągnięciem polskiej energetyki [10].

Na podstawie tych danych określimy roczną oszczędność paliwa w zależności od mocy instalowanej maszyny

$$\Delta B_r^* = \Delta B_h^* \frac{\text{kg}}{\text{h}} \cdot 5500 \frac{\text{h}}{\text{rok}} \cdot \frac{\text{wag}}{30000 \text{ kg}} = \frac{11}{60} \Delta B_h^* \frac{\text{wag}}{\text{rok}}$$

W dalszym ciągu obliczymy oszczędność paliwa spowodowaną wzrostem sprawności obiegu regeneracyjnego o 1 promille. Kładąc we wzrozie (c)

$$\eta_{\text{ob. reg. 2}} - \eta_{\text{ob. reg. 1}} = 0,001$$

otrzymamy

$$\Delta B_h^* = \frac{A''' \cdot N_c}{W_d} \cdot \frac{1}{\eta_k \cdot \eta_r \cdot \eta_m} \cdot \frac{0,001}{\eta_{\text{ob. reg. 1}} \cdot \eta_{\text{ob. reg. 2}}} \text{ kg/h}$$

lub

$$\Delta B_r^* = \frac{A''' \cdot N_n}{W_d} \cdot \frac{1}{\eta_k \cdot \eta_r \cdot \eta_m} \cdot \frac{0,001}{\eta_{\text{ob. reg. 1}} \cdot \eta_{\text{ob. reg. 2}}} \cdot \frac{11 \text{ wag}}{60 \text{ rok}} \quad (\text{d})$$

## VII. Przykłady liczbowe

Jak duże znaczenie ma każde promille nadwyżki sprawności obiegu w skali jednego tylko zakładu – siłowni parowej o mocy instalowanej  $N_n = 30 \text{ MW}$  wskazuje następujący przykład:

Sprawność ruchową kotłów łącznie ze sprawnością sieci rurociągów parowych przyjmujemy  $\eta_k \cdot \eta_r = 85\%$ , sprawność mechaniczna wynosi  $\eta_m = 0,9$ , sprawność porównawczego obiegu Clausiusa-Rankine'a łącznie ze sprawnością wewnętrzną turbin  $\eta_{CR} \cdot \eta_i = 24,4\%$ . Wartość opałową węgla przyjmujemy  $W_d = 6000 \text{ kcal/kg}$ . Kładąc we wzorze (VI. d) w miejsce  $\eta_{\text{ob. reg. 1}}$  wyrażenie  $\eta_{CR} \cdot \eta_i = 0,2443$ , a w miejsce  $\eta_{\text{ob. reg. 2}}$  wartość o 1 promille większą od poprzedniej, czyli  $\eta_{\text{ob. reg. 2}} = 0,2453$  otrzymamy:

$$\Delta B_r^* = \frac{860 \cdot 30000}{6000} \cdot \frac{1}{0,85 \cdot 0,9} \cdot \frac{0,001}{0,2443 \cdot 0,2453} \cdot \frac{11}{60} = 17,19 \frac{\text{wag}}{\text{rok}}$$

Zatem dla powyżej przyjętych wartości każde promille wzrostu sprawności obiegu na skutek zastosowania regeneracji przynosi oszczędność 17,19 wagonów węgla rocznie.

W świetle tych liczb jakże słuszną i celową staje się walka o każdy ułamek promille wzrostu sprawności obiegu pary w siłowniach; np. wzrost sprawności obiegu o jedną tysięczną promille przynosi oszczędność 515,7 kg węgla rocznie w przytoczonym powyżej przypadku.

W celu zilustrowania wywodów przytoczonych w rozdziałach II, III i VI weźmiemy pod uwagę następujący przykład:

Parametry pary na dolicie do turbiny wynoszą:  $p_d = 20 \text{ ata}$ ,  $t_d = 300^\circ\text{C}$ ,  $i_d = 722 \text{ kcal/kg}$ . Pierwszy zaczep wbudowany za kołem Curtis'a dostarcza pary nasyconej suchej o ciśnieniu  $p_1 = 1,8 \text{ ata}$ . Parametry pary przed

wlotem do skraplacza:  $p_k = 0,05$  ata,  $x_k = 0,9$ . Po przyjęciu następujących założeń upraszczających:

1) straty ciepła na rzecz otoczenia w rurociągach pary i kondensatu są znikome,

2) ciepło właściwe wody jest stałe i wynosi  $c_w = 1$  kcal/kg  $\cdot$  1 $^\circ$ ,

3) różnica temperatur między parą grzejną w podgrzewaczach i kondensatem głównym na wylocie z podgrzewacza wynosi  $\Delta t_{pw} = 5^\circ$  dla układów boczniowych, natomiast dla podgrzewaczy mieszkankowych różnica ta jest znikoma,

należy obliczyć sprawności obiegów o ilości zaczeów: 1, 2, 3, 4,  $\infty$ .

a) Podstawę do obliczenia sprawności obiegów regeneracyjnych w układach boczniowych i układach o podgrzewaczach mieszkankowych stanowi

wzór (8). We wzorze tym wyrażenie  $\sum_{i=1}^{i=z} \frac{G_i^*}{G_d}$  należy obliczać za pomocą

wzoru (24). Wzór ostatni wyprowadziliśmy zakładając różnicę temperatur między parą grzejną i ogrzewanym kondensatem jako znikomą  $\Delta t_{pw} = 0$ . W przypadku skończonej różnicy temperatur między wspomnianymi czynnikami natężenie przepływu pary zaczeowej będzie oczywiście mniejsze, ponieważ końcowa temperatura podgrzewanego kondensatu przyjmie niższą wartość. W tym przypadku we wzorze (24) przyrosty temperatur kondensatu  $\Delta_1, \Delta_2, \Delta_3$  będą mniejsze, jednak wspomniany wzór zachowa nadal swą ważność, jak to było wspomniane w części 3 i 4 rozdziału III.

W celu obliczenia sprawności układu regeneracyjnego o nieskończenie wielkiej ilości zaczeów stosujemy wzór (9) słuszny dla przypadku nieodwracalnej ekspansji pary w turbinie. Sprawność ta stanowi kres możliwości, których dostarcza regeneracja ciepła w przypadku nieodwracalnej ekspansji pary w turbinie.

Wyniki obliczeń podane są w tabeli I.

Tabela I

Sprawności obiegów z regeneracją ciepła (w promille)

Ilość zaczeów	Podgrzewacze mieszkankowe (rys. 12)	Bocznik „w przód“ (rys. 10)	Bocznik „wstecz“ (rys. 11)
1	257,485	251,372	248,898
2	261,897	261,503	257,473
3	263,312	262,894	258,770
4	264,234	263,600	259,439
$\infty$	267,920	265,840	265,840



Porównując powyższe dane widzimy, jak znaczną przewagę, jeśli chodzi o skuteczność działania, posiadają podgrzewacze mieszkankowe, szczególnie przy stosowaniu tylko jednego zacze pu. Przy większej ilości zacze pów skuteczność działania układu bocznikowego „w przód“ ustępuje tylko nieznacznie układowi o podgrzewaczach mieszkankowych. Układ bocznikowy „wstecz“ pozostaje daleko w tyle, nawet przy ilości zacze pów i podgrzewaczy w liczbie czterech. Dla nieskończonej wielkiej ilości zacze pów działanie obu układów bocznikowych jest jednakowe, bowiem przyczyna nieodwracalności – mieszanie kondensatów ubocznych z głównym – przy skończonych różnicach temperatur zanika w układzie bocznikowym „wstecz“.

b) Dla układu kaskadowego należy stosować wzory (22) i (23). Ponieważ określenie teoretycznego maksimum sprawności obiegu w układzie kaskadowym wychodzi poza ramy pracy niniejszej, ograniczymy się jedynie do wyszukania tego maksimum drogą prób dla przypadku zastosowania jedynie dwóch podgrzewaczy. Obliczenia przeprowadzimy po założeniu, że różnica temperatur między parą zacze pową i kondensatem na wylocie z podgrzewaczy jest znikoma:  $\Delta t_{pw} = 0$ .

Tabela II podaje wyniki tych prób.

Tabela II

Sprawności obiegów o dwu zacze pach w układzie kaskadowym

Lp.	Przyrosty temperatur w podgrzewaczu °		$\sum \frac{G_i^*}{G_d}$	Sprawność obiegu promille
	$\Delta_1$	$\Delta_2$		
1	45,075	38,70	0,151 666	260,554
2	42,89	40,89	0,152 454	260,632
3	41,89	41,89	0,153 170	260,946 max.
4	36,89	46,89	0,154 179	260,675
5	31,89	51,89	0,155 396	260,140

Jak widzimy maksimum sprawności obiegu w układzie kaskadowym zachodzi dla

$$\Delta t_1 = \Delta t_2$$

i wynosi 260,946‰. Układ bocznikowy „w przód“ w analogicznym przypadku daje sprawność obiegu 261,312‰, a więc wyższą mimo założenia różnicy temperatur  $\Delta t_{pw} = 5^\circ$ , natomiast drugi układ bocznikowy „wstecz“ dostarcza mniejszej sprawności obiegu, bo tylko 257,473‰, w porównaniu z 260,946‰, tj. z maksymalną sprawnością kaskady o dwu podgrzewaczach.

Zestawienie powyższych liczb jest wymownym dowodem niedoskonałości układu kaskadowego, jak również i bocznikowego „wstecz“.

c) W celu wykazania pełnych zalet regeneracji ciepła obliczymy oszczędność paliwa otrzymaną przez zastosowanie dobrego układu regeneracyjnego w porównaniu z układem bezregeneracyjnym.

Weźmy pod uwagę układ o podgrzewaczach mieszkankowych, zasilany parą z czterech zaczepów turbiny. Sprawność dla tego przypadku odczytujemy z tabeli I. Wynosi ona 264,234<sup>0</sup>/<sub>00</sub>. Sprawność obiegu bezregeneracyjnego jest równoznaczna z iloczynem sprawności porównawczego obiegu Clausiusa-Rankine'a i sprawności wewnętrznej turbin; ma ona wartość 244,3<sup>0</sup>/<sub>00</sub>. Wstawiając powyższe wartości we wzór (VI, c) otrzymujemy

$$\Delta B_h^* = \frac{860 \cdot 30000}{6000} \cdot \frac{1}{0,85 \cdot 0,9} \left( \frac{1}{0,2443} - \frac{1}{0,264234} \right) = 1735,76 \frac{\text{kg}}{\text{h}}$$

lub

$$\Delta B_r^* = \frac{11}{60} \cdot \Delta B_h^* = 318,224 \frac{\text{wag}}{\text{rok}}$$

Przykład powyższy dotyczył siłowni o mocy instalowanej  $N_n = 30$  MW. Widzimy stąd, że rząd wielkości oszczędności paliwa wynoszący około tysiąca wagonów rocznie dla siłowni o mocy 100 MW, który zacytowaliśmy na wstępie, nie jest bynajmniej przesadzony.

W świetle tych liczb korzyść z zastosowania regeneracji jest aż nadto wymowna.

d) Na zakończenie obliczymy jeszcze ilościowy wpływ regeneracji na obciążenie skraplacza. Jak wiemy, dzięki pobieraniu pary z zaczepów turbiny odciąża się skraplacz. Z drugiej jednak strony zwiększa się ilość pary w części wysokoprężnej turbiny [3, cz. II, str. 35] dzięki właśnie odciążeniu części niskoprężnej, założyliśmy bowiem, że moc turbiny pozostaje bez zmiany. Biorąc pod uwagę wzory na sprawność kotła [3, cz. II, str. 51, 52] oraz wzory na sprawność ekonomiczną siłowni [3, cz. II, str. 51, 52] dochodzimy do określenia stosunku

$$\frac{\Delta G_d^*}{G_d^*} = \frac{q_1 \cdot \eta_{ob.}}{q_{1 \text{ reg.}} \cdot \eta_{ob. \text{ reg.}}} - 1.$$

We wzorze powyższym oznaczają:  $q_1 = i_d - i'_k$ ,  $q_{1 \text{ reg.}} = i_d - i'_n$ ,  $\eta_{ob.}$  — sprawność obiegu bezregeneracyjnego.

Dla przytoczonego przypadku regeneracji mieszkankowej o 4 zaczepach stosunek  $\Delta G_d^*/G_d^*$  wynosi

$$\frac{\Delta G_d^*}{G_d^*} = \frac{690 \cdot 0,2443}{606 \cdot 0,2642} - 1 \cong 0,05,$$

zatem we wstępnej części wysokoprężnej turbiny i w kotle natężenie przepływu pary wzrosło o 5<sup>0</sup>/<sub>0</sub> na skutek zastosowania regeneracji. Z dru-

giej strony pobiera się parę z turbiny dla celów regeneracji w ilości 14,4%, a zatem do skraplacza dopłylnie już tylko para w ilości

$$G_k^* = G_1^* \cdot 1,05(1 - 0,144) = 0,899 \cdot G_1^*.$$

Zatem odciążenie skraplacza wyniesie

$$1 - 0,899 = 0,101$$

lub w procentach około 10%.

Należy podkreślić, że w powyższym przykładzie regeneracja ciepła była stosowana wyłącznie w obszarze pary mokrej. Gdyby zasięg regeneracji rozszerzyć także na obszar pary przegrzanej, odciążenie skraplacza byłoby jeszcze skuteczniejsze.

### VIII. Wnioski końcowe

Regeneracja ciepła na drodze podgrzewania kondensatu przynosi olbrzymie korzyści w postaci oszczędności paliwa.

Najsukuteczniejsze w działaniu są regeneratory mieszkankowe, które należy przede wszystkim stosować.

Parametry pary grzejnej trzeba dobierać tak, aby w każdym podgrzewaczu przyrost temperatury kondensatu był taki sam.

Większa ilość pomp niezbędnych do uruchomienia układu mieszkankowego o podgrzewaczach mieszkankowych podraża wprawdzie koszt inwestycji. Trzeba jednak podkreślić, że podgrzewacze mieszkankowe są nieco tańsze od powierzchniowych, bowiem w miejsce rur w podgrzewaczach mieszkankowych stosuje się specjalne urządzenia transformatorowe, które ułatwiają wymianę ciepła między parą i kondensatem.

Koszt dodatkowych pomp szybko amortyzuje się dzięki poważnej oszczędności węgla. Weźmy np. układ mieszkankowy o dwu zaczepach: sprawność obiegu w tym układzie (261,503‰) w porównaniu ze sprawnością obiegu w układzie kaskadowym (251,493‰) jest o 10 promille wyższa, co odpowiada oszczędności 157 wagonów węgla rocznie. Liczba powyższa jest dowodem, że czas amortyzacji dodatkowych pomp kondensatu jest stosunkowo bardzo krótki.

Wchodzą tu w grę jeszcze dalsze względy: pewność ruchu oraz wzmożona obsługa pomp. Otóż pompy wodne należą do maszyn o bardzo wysokiej niezawodności ruchu, szczególnie, gdy w grę wchodzi czysty kondensat. Dlatego pogląd, że podgrzewacze mieszkankowe są mniej pewne w ruchu [7] niż powierzchniowe należałoby poddać rewizji. Brak rur, które często podlegają korozji i na skutek dylatacji cieplnych tracą szczelność, jest poważnym argumentem, przemawiającym na korzyść podgrzewaczy mieszkankowych. Dalszym argumentem jest możliwość użycia pod-

grzewacza mieszkankowego w roli odgazowyczacza. Bowiem czystość kondensatu, a w szczególności brak agresywnych gazów atakujących rury kotłowe stanowi jeden z najpoważniejszych czynników, wpływających na trwałość tych rur, szczególnie dla kotłów nowoczesnych o bardzo wysokich parametrach pary za przegrzewaczem.

Dalszą korzyścią płynącą z zastosowania regeneracji jest odciążenie części niskoprężnej turbiny, a w szczególności ostatniego jej stopnia. Jak wiadomo wirnik ostatniego stopnia pracuje w niezwykle trudnych warunkach z powodu dużej średnicy i silnych naprężeń łopatek tego stopnia. Przelotowość ostatniego stopnia ogranicza moc turbiny. Przez pobranie pary dla celów regeneracji odciąża się jednocześnie ten stopień. Z tego samego powodu maleje także natężenie dopływu pary do skraplacza, natomiast natężenie przepływu pary we wstępnej części wysokoprężnej turbiny wzrasta i w związku z tym maleją tzw. straty tarcia wirnika o gaz i straty wentylacji.

Opisane zjawiska wpływają korzystnie bądź na zmniejszenie kosztów inwestycyjnych turbiny i skraplacza, bądź na wzrost sprawności wewnętrznej silników. Również koszty ruchu ulegają znacznej redukcji dzięki poważnemu wzrostowi sprawności ekonomicznej siłowni.

Otrzymano 3 listopada 1954 r.

#### BIBLIOGRAFIA

- [1] Netz H., *Wärmewirtschaft*, Leipzig-Berlin 1935, str. 29.
- [2] Керцелли А. И., Рыжкин В. Я., *Тепловые электрические станции*, Москва-Ленинград 1949, str. 70, 72.
- [3] Ochęduszek St., *Teoria maszyn cieplnych*, cz. III, Warszawa 1953.
- [4] Рубинштейн Я. М., *Известия ВТИ*, 1929, nr 1 (44).
- [5] Гохштейн Д. П., *К теории регенеративных паросиловых циклов*, *Известия ВТИ*, nr 12 (1947), str. 23.
- [6] Вукалович М. П., *Термодинамические свойства воды и водяного пара*. Машгиз Москва 1951, str. 10.
- [7] Musil L., *Ogólne zasady projektowania elektrowni parowych*, Warszawa 1954, str. 118-124.
- [8] Литвин А. М., *Техническая термодинамика* ГОС. ЭН. ИЗДАТ, М.-Л. 1947, str. 323.
- [9] Łagowski A. A., Pakszwer W. B., *Elektrownie cieplne* (tłum. z ros.), Warszawa 1953.
- [10] *Gospodarka cieplna*, „Energetyka Przemysłowa“ nr 5 (1954) str. 1.