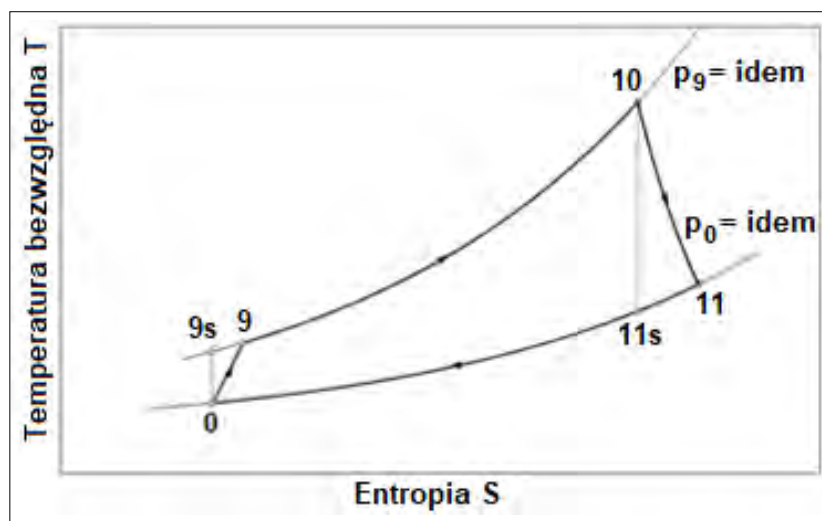


Rys. 2. Obieg Joule'a turboekspandera wysokociśnieniowego z dwustopniowym rozprężaniem i dwustopniowym sprężaniem oraz z regeneracją ciepła (ciepło regeneracji obrazują pola pod izobarami przy czym pole A-3-3R-B równa się polu C-7R-7-D)



Rys. 3. Obieg Joule'a turboekspandera niskociśnieniowego z jednostopniowym rozprężaniem i jednostopniowym sprężaniem

### Analiza termodynamiczna doboru optymalnych parametrów termicznych czynnika obiegowego w poszczególnych punktach obiegu Joule'a z dwustopniowym rozprężaniem i dwustopniowym sprężaniem oraz z regeneracją ciepła

Optymalne termiczne parametry czynnika obiegowego (tj. parametry gwarantujące maksymalną sprawność efektywną  $\eta_{TE_w}$  turbosespołu wysokociśnieniowego) w poszczególnych punktach obiegu Joule'a z regeneracją ciepła (rys. 2) wyznacza się za pomocą wzoru:

$$\eta_{TE_w} = \frac{N_{TE_w}}{\dot{Q}_{dop,TE_w}} = \frac{N_{exp_w} - N_{S_w}}{\dot{Q}_{dop,TE_w}} = \frac{\eta_m^{TE} (T_4 - T_5 + T_6 - T_7) - \frac{1}{\eta_m^S} (T_1 - T_0 + T_3 - T_2)}{T_4 - T_{3R} + T_6 - T_5} \rightarrow \max \quad (1)$$

gdzie  $N_{TE_w}$  oznacza moc efektywną turbosespołu wysokociśnieniowego,  $N_{exp_w}$ ,  $N_{S_w}$  moce efektywne turboekspandera wysokociśnieniowego i sprężarki wysokociśnieniowej,  $\dot{Q}_{dop,TE_w}$  a strumień ciepła doprowadzonego do obiegu. Moce  $N_{TE_w}$  i  $\dot{Q}_{dop,TE_w}$  wyrażają się wzorami:

$$N_{TE_w} = \dot{m}_{TE_w;hel} c_{p,hel} \left[ \eta_m (T_4 - T_5 + T_6 - T_7) - \frac{1}{\eta_m} (T_1 - T_0 + T_3 - T_2) \right] = \dot{Q}_{HTGR1} \left[ \frac{\eta_m (T_4 - T_5 + T_6 - T_7) - \frac{1}{\eta_m} (T_1 - T_0 + T_3 - T_2)}{T_4 - T_{3R}} \right] \quad (2)$$



przy czym:

$$\dot{Q}_{dop,TE_w} = \dot{Q}_{HTGR_1} + \dot{Q}_{HTGR_2} \quad (3)$$

$$\dot{Q}_{HTGR_1} = \dot{m}_{TE_w,hel} c_{p,hel} (T_4 - T_{3R}) \quad (4)$$

$$\dot{Q}_{HTGR_2} = \dot{m}_{TE_w,hel} c_{p,hel} (T_6 - T_5) \quad (5)$$

We wzorze (2) przyjęto, że sprawności mechaniczne sprężarki  $\eta_m^S$  i turboekspandera  $\eta_m^{TE}$  (patrz wzór (1)) są sobie równe:  $\eta_m^S = \eta_m^{TE} = \eta_m$  (w obliczeniach przyjęto, że  $\eta_m^S = \eta_m^{TE} = \eta_m = 0,97$ ). Wykorzystując wzór (1) z warunku:

$$\frac{d\eta_{TE_w}}{dz_1} = 0 \quad (6)$$

wyznacza się optymalny stosunek ciśnień  $z_{1,opt}$ , dla którego turbozespół przyjmuje maksymalną sprawność  $\eta_{TE_w}^{max}$  (identycznie postępuje się przy obliczeniu maksymalnej sprawności efektywnej  $\eta_{TE_n}^{max}$  turboekspandera niskociśnieniowego [3] - rys. 3, wzór (20)).

Po zróżniczkowaniu równania (1) i wykorzystaniu warunku (6) otrzymuje się:

$$a_{ir} (z_{1,opt})^2 + b_{ir} z_{1,opt} + c_{ir} = 0, \quad (7)$$

skąd

$$z_{1,opt} = \frac{-b_{ir} - \sqrt{\Delta_{ir}}}{2a_{ir}}, \quad (8)$$

przy czym:

$$\begin{aligned} a_{ir} &= b_{TE_w} d_{TE_w} - a_{TE_w} e_{TE_w}; \quad b_{ir} = 2(a_{TE_w} f_{TE_w} - c_{TE_w} d_{TE_w}); \quad c_{ir} = c_{TE_w} e_{TE_w} - b_{TE_w} f_{TE_w}; \\ \Delta_{ir} &= b_{ir}^2 - 4a_{ir} c_{ir}; \quad a_{TE_w} = 2 \frac{T_0}{\eta_i^S \eta_m}; \quad b_{TE_w} = 2\eta_m \eta_i^{TE} T_4 + \frac{T_0 + T_2}{\eta_i^S \eta_m}; \quad c_{TE_w} = 2\eta_m \eta_i^{TE} T_4 \sqrt{\frac{T_2}{T_0}} \\ d_{TE_w} &= (1 - \eta_R) \frac{T_0}{\eta_i^S}; \quad e_{TE_w} = T_4 - (1 - \eta_R) T_2 \left(1 - \frac{1}{\eta_i^S}\right) - \eta_R (1 - \eta_i^{TE}) T_4 + \eta_i^{TE} T_4 \\ f_{TE_w} &= (1 + \eta_R) \eta_i^{TE} T_4 \sqrt{\frac{T_2}{T_0}} \end{aligned}$$

gdzie:

$\eta_i^S, \eta_i^{TE}$  - sprawności wewnętrzne sprężarek i turboekspanderów (w obliczeniach przyjęto  $\eta_i^{TE} = 0,87, \eta_i^S = 0,85$ ; temperaturę otoczenia przyjęto równą  $T_0 = 300$  K, temperaturę  $T_2$  za chłodnicą międzystopniową przyjęto równą  $T_2 = T_0 + 20$  K).

Drugi pierwiastek równania (7) jest sprzeczny fizycznie. *Maximum maximorum* (absolutne maksimum) wartości  $\eta_{TE_w}^{max}$  oblicza się z równania (1) po podstawieniu w nim za temperatury ich optymalne wartości. Oblicza się je dla optymalnych wartości  $z_{1,opt}, z_{2,opt}, z_{3,opt}$  (wzory (8), (13), (14)):

$$T_1 = T_0 \left[ 1 + \frac{1}{\eta_i^S} (z_{1,opt} - 1) \right] \quad (9)$$

$$T_3 = T_2 \left[ 1 + \frac{1}{\eta_i^S} (z_{2,opt} - 1) \right] \quad (10)$$

$$T_5 = T_4 \left[ 1 - \eta_i^{TE} \left( 1 - \frac{1}{z_{3,opt}} \right) \right] \quad (11)$$



$$T_7 = T_6 \left[ 1 - \eta_i^{TE} \left( 1 - \frac{1}{z_{3,opt}} \right) \right] \quad (12)$$

W pracy [3] wykazano, że aby obieg Joule'a z dwustopniowym rozprężaniem i dwustopniowym sprężaniem mógł osiągać absolutne maksimum sprawności energetycznej, niezależnie od tego, czy jest to obieg z regeneracją ciepła, czy bez regeneracji - to muszą zachodzić związki:

$$z_{2,opt} = \frac{T_0}{T_2} z_{1,opt} \quad (13)$$

$$z_{3,opt} = \sqrt{\frac{T_0}{T_2}} z_{1,opt} \quad (14)$$

przy czym:

$$z_{1,opt} = \frac{T_{1s}}{T_0} = \left( \frac{p_{1,opt}}{p_0} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \quad (15)$$

$$z_{2,opt} = \frac{T_{3s}}{T_2} = \left( \frac{p_{3,opt}}{p_{1,opt}} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \quad (16)$$

$$z_{3,opt} = \frac{T_4}{T_{5s}} = \left( \frac{p_{4,opt}}{p_{5,opt}} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} = \frac{T_6}{T_{7s}} = \left( \frac{p_{6,opt}}{p_7} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \quad (17)$$

gdzie:

$\kappa$  - wykładnik izentropy helu ( $\kappa = 1,66$ ),

$p$  - ciśnienia ( $p_2 = p_1$ ,  $p_4 = p_3$ ,  $p_6 = p_5$  oraz  $p_7 = p_0$ ; ciśnienie  $p_0$  jest daną wartością wejściową; w obliczeniach przyjęto  $p_7 = p_0 = 1$  bar),  
 $T$  - temperatury bezwzględne (temperatury  $T_0$ ,  $T_2$ ,  $T_4$ ,  $T_6$ , są danymi wartościami wejściowymi, przy czym założono, że  $T_4 = T_6$  (im wyższe są temperatury  $T_4$ ,  $T_6$ , tym oczywiście większa jest sprawność obiegu *Joule'a*).

Związki (13) i (14) gwarantują, że praca sprężania w obiegu wysokotemperaturowym Joule'a jest minimalna, a praca rozprężania maksymalna. Konsekwencją zachodzenia tych związków są równości temperatur:  $T_{1s} = T_{3s}$ ,  $T_{5s} = T_{7s}$  (rys. 2, 11, 19).

Optymalne wartości temperatur  $T_{3R}$ ,  $T_{7R}$  oblicza się za pomocą wzoru na sprawność energetyczną regeneracyjnego wymiennika ciepła  $R$  (rys. 1, 2):

$$\eta_R = \frac{T_{3R} - T_3}{T_7 - T_3} = \frac{T_7 - T_{7R}}{T_7 - T_3} \quad (18)$$

We wzorze tym za  $T_3$  i  $T_7$  należy oczywiście podstawić wartości obliczone za pomocą wzorów (10), (12). W obliczeniach przyjęto, że  $\eta_R = 0,7$  (zwiększanie wartości  $\eta_R$  skutkuje zwiększaniem mocy turboekspandera wysokociśnieniowego i zmniejszaniem mocy turboekspandera niskociśnieniowego).

Istotne jest także znalezienie wartości  $z_{1,N}$  (rys. 5, 13), dla której turbozespół wysokotemperaturowy osiąga maksymalną moc  $N_{TEw}^{\max}$ . Wartość ta wynika z warunku:

$$\frac{dN_{TEw}}{dz_1} = 0. \quad (19)$$

Porównując wzór (2) ze wzorem (1) staje się bowiem oczywiste, że wartość  $z_{1,N}$  jest różna od wartości  $z_{1,opt}$ ,  $z_{1,N} \neq z_{1,opt}$ , tj. wartości dla której turbozespół wysokotemperaturowy przyjmuje maksymalną sprawność  $\eta_{TEw}^{\max}$  (rys. 4, 12). Mianowniki bowiem wzorów (1) i (2) są różne, co wynika z dwóch reaktorów HTGR<sub>1</sub> i HTGR<sub>2</sub>, a więc dwóch strumieni ciepła  $\dot{Q}_{HTGR_1}$ ,  $\dot{Q}_{HTGR_2}$  doprowadzanych do obiegu (wzory (4), (5), rys. 9, 17). W konsekwencji tyle samo jest stopni rozprężania. Strumień masy helu, któ-



ry krąży w obiegu jest natomiast oczywiście tylko jeden (patrz wzory (4) i (5)). W przypadku natomiast obiegu Joule'a z jedno-stopniowym rozprężaniem (rys. 3) zachodzi równość:  $z_{1,N} = z_{1,opt}$ . Mianowniki bowiem wzorów na sprawność  $\eta_{TE_n}$  i moc efektywną  $N_{TE_n}$  mają takie same postacie:

$$\eta_{TE_n} = \frac{N_{TE_n}}{\dot{Q}_{dop,TE_n}} = \frac{N_{exp_n} - N_{S_n}}{\dot{Q}_{dop,TE_n}} = \frac{\eta_m (T_{10} - T_{11}) - \frac{1}{\eta_m} (T_9 - T_0)}{T_{10} - T_9} \quad (20)$$

$$N_{TE_n} = \dot{m}_{TE_n;hel} c_{p,hel} \left[ \eta_m (T_{10} - T_{11}) - \frac{1}{\eta_m} (T_9 - T_0) \right] = \dot{Q}_{dop,TE_n} \left[ \frac{\eta_m (T_{10} - T_{11}) - \frac{1}{\eta_m} (T_9 - T_0)}{T_{10} - T_9} \right] \quad (21)$$

Strumień masy helu w obiegu *Joule'a* turboekspandera wysokotemperaturowego  $\dot{m}_{TE_w;hel}$  jest zdeterminowany mocą cieplną reaktora  $\dot{Q}_{HTGR}$  (wzór (4)). Natomiast strumień masy helu  $\dot{m}_{TE_n;hel}$  w obiegu *Joule'a* turboekspandera niskotemperaturowego wynika z bilansu energii wymiennika ciepła *H* (rys. 1). Po pominięciu strat ciepła do otoczenia bilans ten wyraża się równaniem:

$$\dot{Q}_{dop,TE_n} = \dot{m}_{TE_n;hel} c_{p,hel} (T_{10} - T_9) = \dot{m}_{TE_w;hel} c_{p,hel} (T_{7R} - T_8). \quad (22)$$

Jak wykazano w [2] można przyjąć, że:

$$\dot{m}_{TE_n;hel} = \dot{m}_{TE_w;hel} \quad (23)$$

Całkowita wartość strumienia masy helu w układzie hierarchicznym (rys. 1, 6, 14) wyraża się zatem wzorem:

$$\dot{m}_{hel} = \dot{m}_{TE_w;hel} + \dot{m}_{TE_n;hel} = 2\dot{m}_{TE_w;hel} \quad (24)$$

Po zróżniczkowaniu równania (21) i wykorzystaniu warunku (19) otrzymuje się:

$$z_{1,N} = \frac{-b_{ir,N} - \sqrt{\Delta_{ir,N}}}{2a_{ir,N}}, \quad (25)$$

przy czym:

$$\begin{aligned} a_{ir,N} &= b_{TE_w} d_{TE_w} - a_{TE_w} e_{TE_w,N}; \quad b_{ir,N} = 2(a_{TE_w} f_{TE_w,N} - c_{TE_w} d_{TE_w}); \quad c_{ir,N} = c_{TE_w} e_{TE_w,N} - b_{TE_w} f_{TE_w,N}; \\ \Delta_{ir,N} &= b_{ir,N}^2 - 4a_{ir,N} c_{ir,N}; \quad e_{TE_w,N} = T_4 - (1 - \eta_R) T_2 \left( 1 - \frac{1}{\eta_i^S} \right) - \eta_R (1 - \eta_i^{TE}) T_4, \\ f_{TE_w,N} &= \eta_R \eta_i^{TE} T_4 \sqrt{\frac{T_2}{T_0}}. \end{aligned}$$

Całkowita moc elektryczna układu hierarchicznego  $N_{el}$  wyraża się wzorem:

$$N_{el} = N_{TE_w,el} + N_{TE_n,el} \quad (26)$$

przy czym

$$N_{TE_w,el} = N_{TE_w} \eta_G \quad (27)$$

$$N_{TE_n,el} = N_{TE_n} \eta_G \quad (28)$$



gdzie:

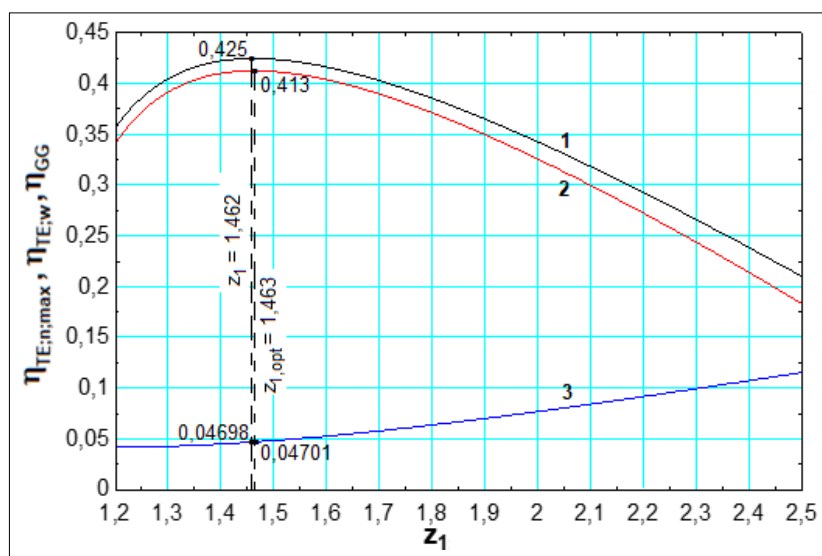
$\eta_G$  - sprawność generatora elektrycznego (w obliczeniach przyjęto  $\eta_G = 0,98$ ).

Sprawność energetyczną  $\eta_{G-G}$  hierarchicznego układu gazowo-gazowego oblicza się z oczywistego wzoru:

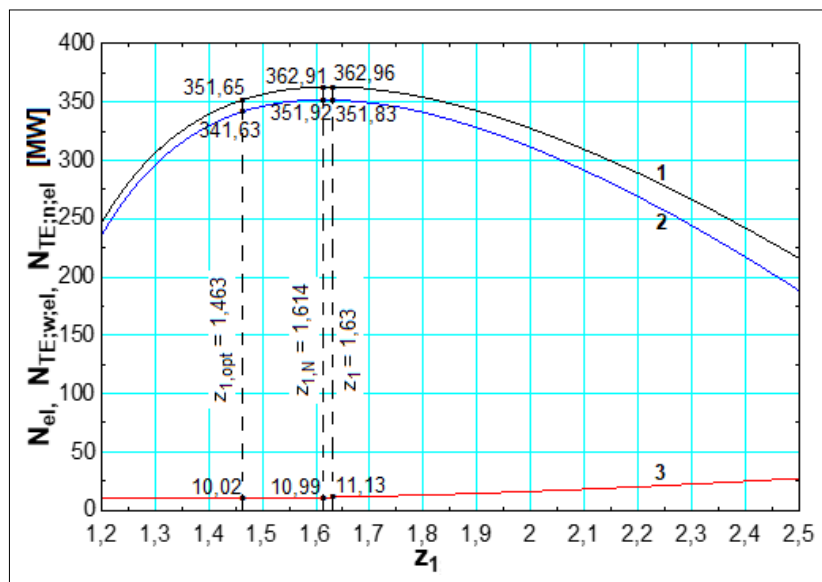
$$\eta_{G-G} = \frac{N_{TE_w} + N_{TE_n}}{\dot{Q}_{HTGR_1} + \dot{Q}_{HTGR_2}} \quad (29)$$

### Wybrane wyniki termodynamicznych obliczeń

Obliczenia przeprowadzono dla mocy cieplnej reaktora  $\dot{Q}_{HTGR_1} = 500$  MW oraz dla temperatur helu doprowadzanego do turboekspanderów wysokociśnieniowych  $HTGR_1$  i  $HTGR_2$  wynoszących  $T_4 = T_6 = 1300$  i  $1800$  K. Przyjęto ponadto, że temperatura  $T_{10}$  helu doprowadzanego do turboekspandera niskociśnieniowego jest mniejsza od temperatury  $T_{7R}$  o wartość  $\Delta T = 30$  K. Wartość ta jest „graniczną” wartością logarytmicznej różnicy temperatur mającą wpływ na wielkość powierzchni wymiennika ciepła  $H$  [6]. Wyniki obliczeń przedstawiono na rys. 4-19. Należy zaznaczyć, że jedynie wszystkie wartości  $\eta_{TE_n}$  (wzór (20)) na rys. 4 i 12 (również wartości  $p_9^{opt}$  na rys. 10 i 18) zostały obliczone z wykorzystaniem warunku  $dn_{TE_n}/dz_{TE_n} = 0$  i stąd na osiach rzędnych występują wielkości  $\eta_{TE_n}^{max}$  i  $p_9^{opt}$ .

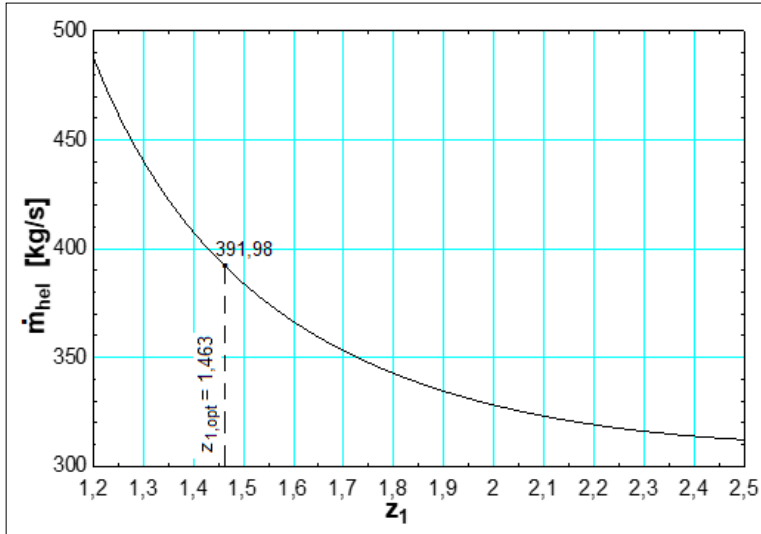


Rys. 4. Sprawności  $\eta_{G-G}, \eta_{TE_n}^{max}, \eta_{TE_w}$  w funkcji parametru dla  $T_4 = T_6 = 1300$  K (1 -  $\eta_{G-G}$ ; 2 -  $\eta_{TE_w}$ ; 3 -  $\eta_{TE_n}^{max}$ )

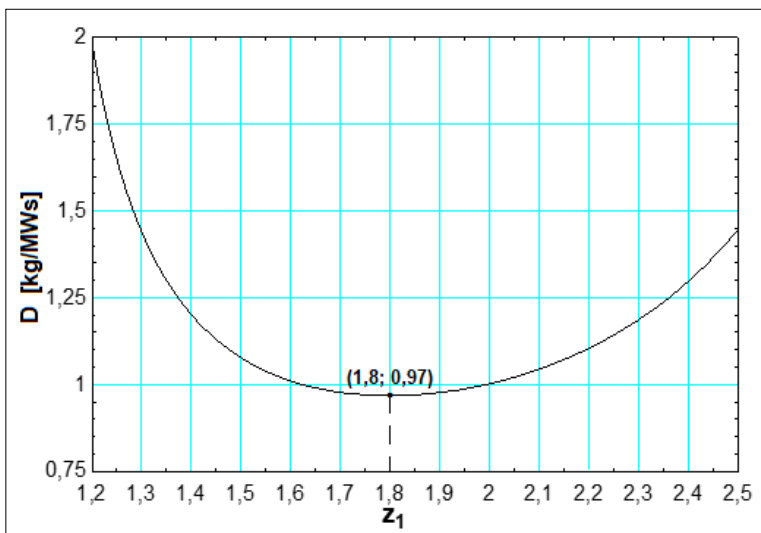


Rys. 5. Moce  $N_{el}, N_{TE_n, el}, N_{TE_w, el}$  w funkcji parametru  $z_1$  dla  $T_4 = T_6 = 1300$  K (1 -  $N_{el}$ ; 2 -  $N_{TE_w, el}$ ; 3 -  $N_{TE_n, el}$ )

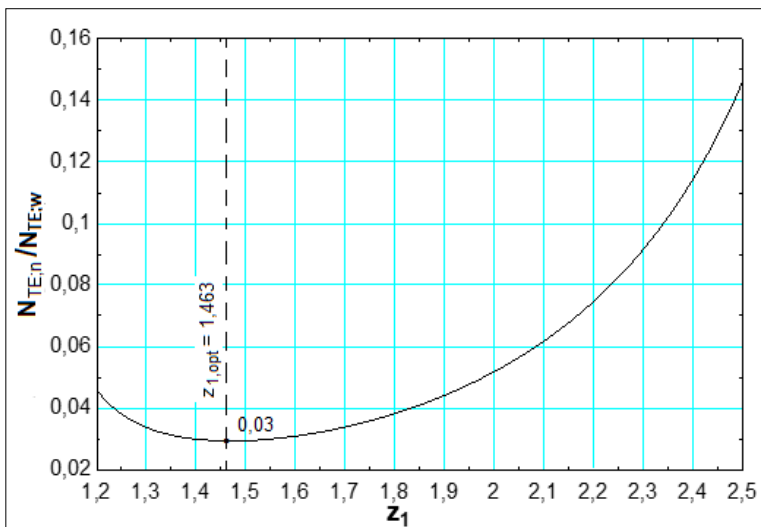




Rys. 6. Strumień masy helu  $\dot{m}_{hel}$  w funkcji parametru  $z_1$  dla  $T_4 = T_6 = 1300K$

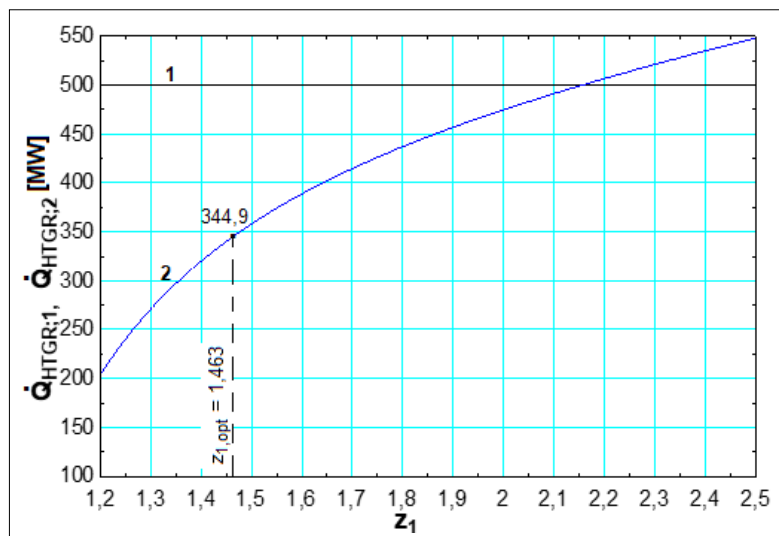


Rys. 7. Jednostkowy strumień masy helu przypadający na jednostkę mocy elektrowni  $D = \dot{m}_{hel} / N_{el}$  w funkcji parametru  $z_1$  dla  $T_4 = T_6 = 1300K$

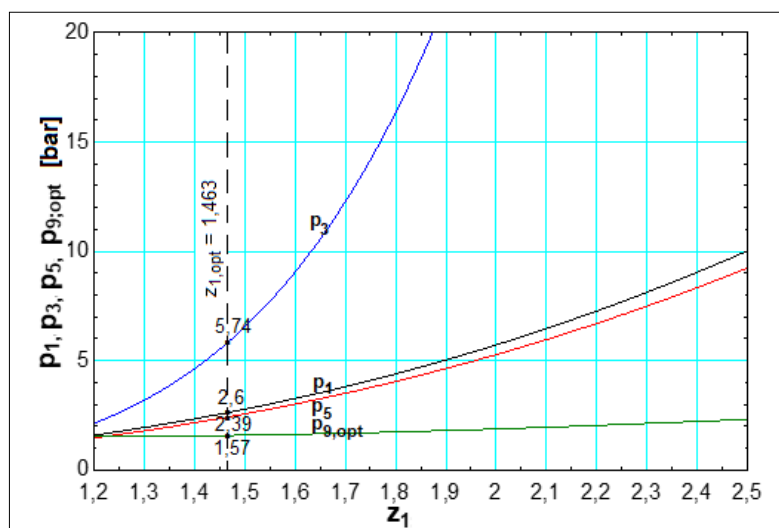


Rys. 8. Stosunek mocy  $N_{TE,n} / N_{TE,w}$  w funkcji parametru  $z_1$  dla  $T_4 = T_6 = 1300K$

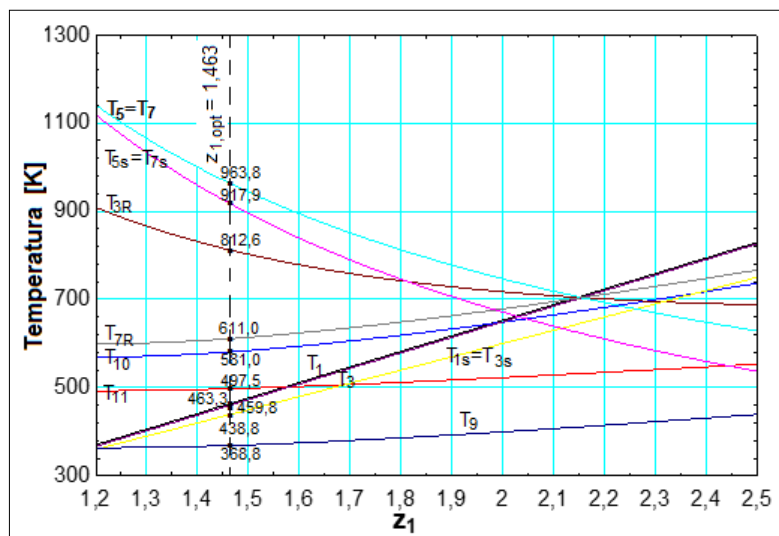




Rys. 9. Moce cieplne reaktorów  $\dot{Q}_{HTGR:1}$ ,  $\dot{Q}_{HTGR:2}$  w funkcji parametru  $z_1$  dla  $T_4 = T_6 = 1300K$  (1 –  $\dot{Q}_{HTGR:1}$ ; 2 –  $\dot{Q}_{HTGR:2}$ )



Rys. 10. Ciśnienia  $p_1$ ,  $p_3$ ,  $p_5$ ,  $p_9^{opt}$  w funkcji parametru  $z_1$  dla  $T_4 = T_6 = 1300K$

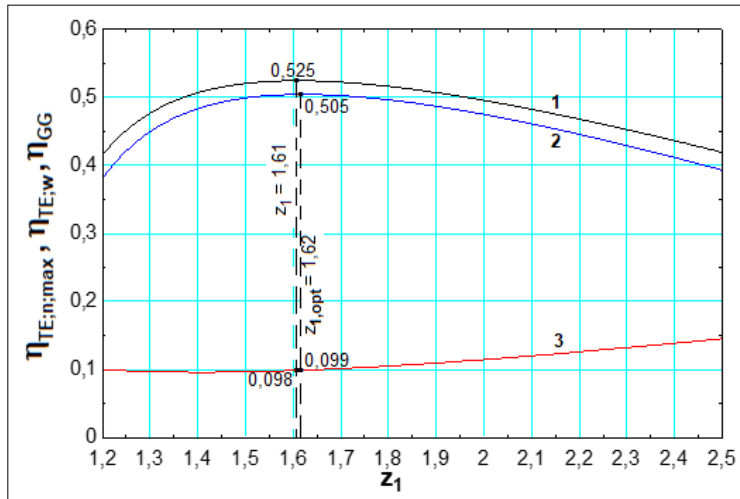


Rys. 11. Temperatury  $T_1, T_{1s}, T_3, T_{3s}, T_{3R}, T_5, T_{5s}, T_7, T_{7s}, T_{7R}, T_9, T_{10}, T_{11}$  w funkcji parametru  $z_1$  dla  $T_4 = T_6 = 1300K$

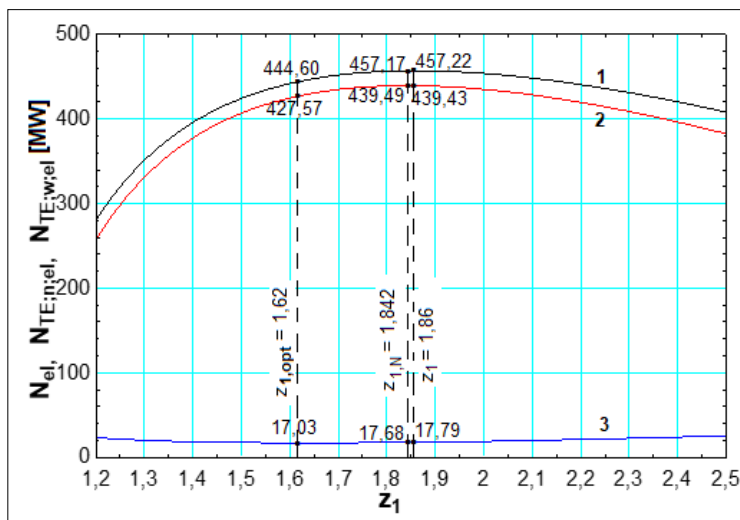




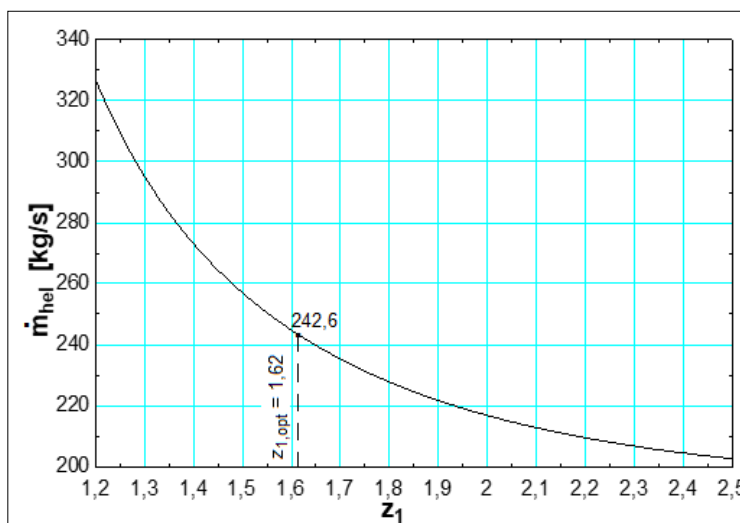
Na rys. 12-19 w celach porównawczych przedstawiono wyniki obliczeń termodynamicznych dla temperatur  $T_4 = T_6 = 1300\text{K}$ .



**Rys. 12.** Sprawności  $\eta_{G-G}$ ,  $\eta_{TE;n}^{max}$ ,  $\eta_{TE;w}$  w funkcji parametru  $z_1$  dla  $T_4 = T_6 = 1800\text{K}$  (1 -  $\eta_{G-G}$ ; 2 -  $\eta_{TE;w}$ ; 3 -  $\eta_{TE;n}^{max}$ )

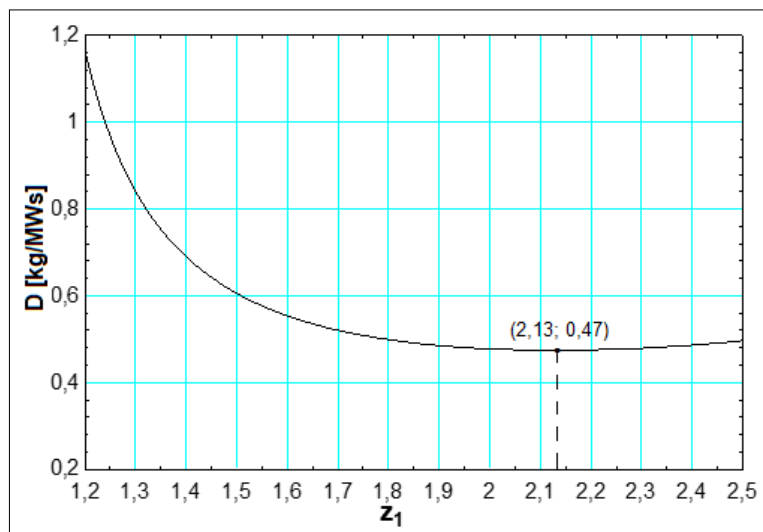


**Rys. 13.** Moce  $N_{el}$ ,  $N_{TE;n,el}$ ,  $N_{TE;w,el}$  w funkcji parametru  $z_1$  dla  $T_4 = T_6 = 1800\text{K}$  (1 -  $N_{el}$ ; 2 -  $N_{TE;w,el}$ ; 3 -  $N_{TE;n,el}$ )

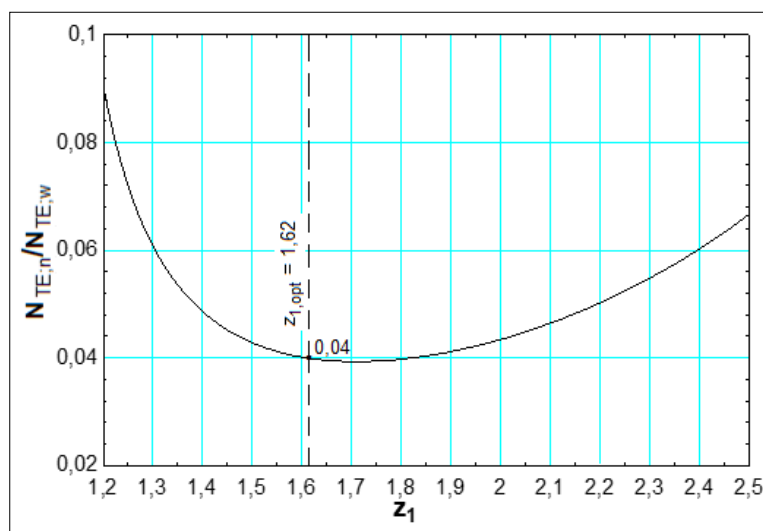


**Rys. 14.** Strumień masy helu  $\dot{m}_{hel}$  w funkcji parametru  $z_1$  dla  $T_4 = T_6 = 1800\text{K}$

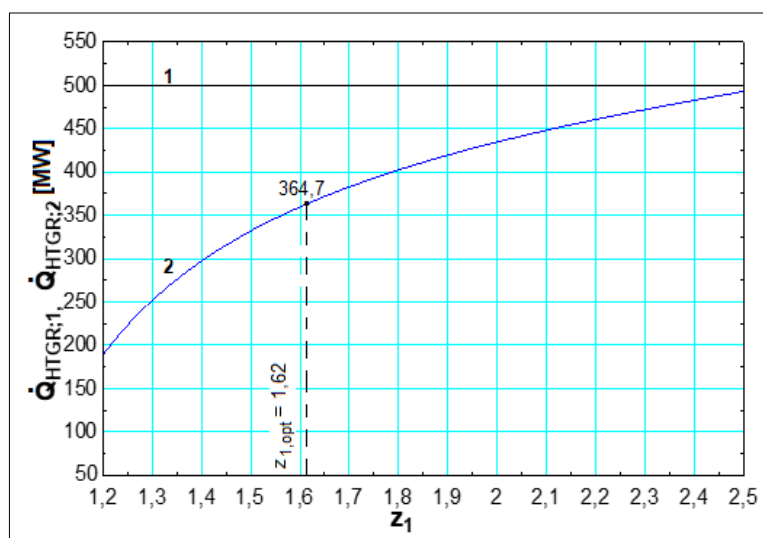




**Rys. 15.** Jednostkowy strumień masy helu przypadający na jednostkę mocy elektrowni  $D = \dot{m}_{hel} / N_{el}$  w funkcji parametru  $z_1$  dla  $T_4 = T_6 = 1800K$

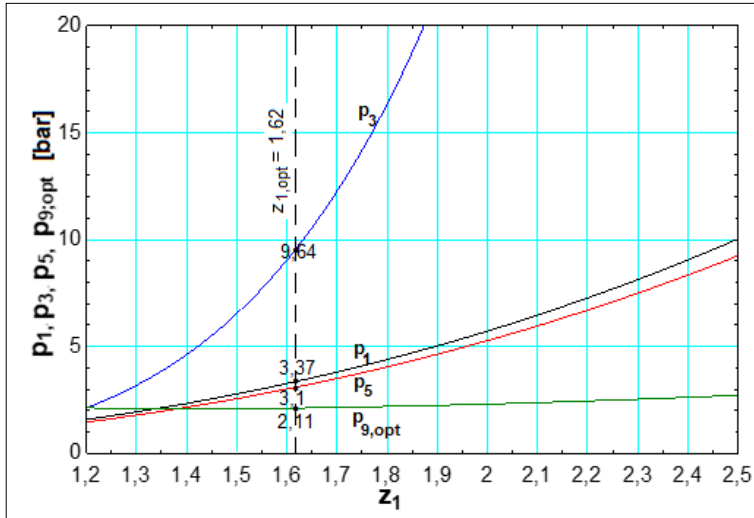


**Rys. 16.** Stosunek mocy  $N_{TE,n} / N_{TE,w}$  w funkcji parametru  $z_1$  dla  $T_4 = T_6 = 1800K$

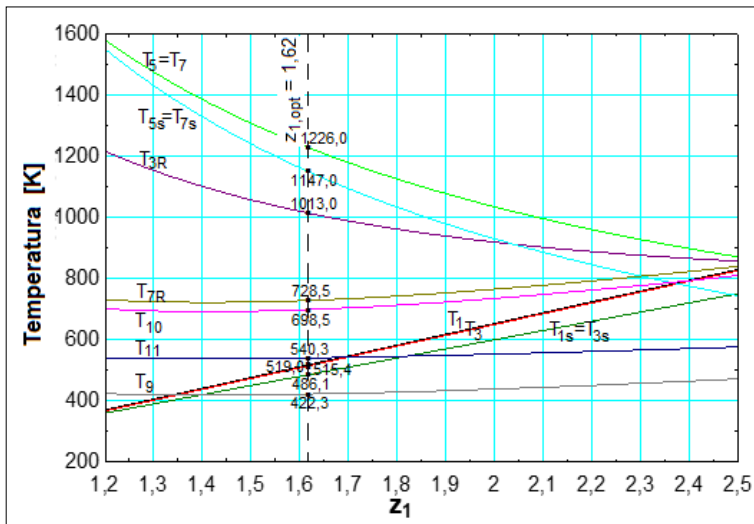


**Rys. 17.** Moce cieplne reaktorów  $\dot{Q}_{HTGR,1}$ ,  $\dot{Q}_{HTGR,2}$  w funkcji parametru  $z_1$  dla  $T_4 = T_6 = 1800K$  (1 -  $\dot{Q}_{HTGR,1}$ ; 2 -  $\dot{Q}_{HTGR,2}$ )





Rys. 18. Ciśnienia  $p_1$ ,  $p_3$ ,  $p_5$ ,  $p_{9,opt}$  w funkcji parametru  $z_1$  dla  $T_4 = T_6 = 1800\text{K}$



Rys. 19. Temperatury  $T_1, T_{1s}, T_3, T_{3s}, T_5, T_{5s}, T_7, T_{7s}, T_9, T_{10}, T_{11}$  w funkcji parametru  $z_1$  dla  $T_4 = T_6 = 1800\text{K}$

## Podsumowanie termodynamicznych i ekonomicznych analiz hierarchicznych, gazowo-gazowych elektrowni jądrowych

W artykule [3] *in gremio* zaprezentowano 4 układy hierarchicznych elektrowni jądrowych gazowo-gazowych (warianty I, II, III i IV). W artykułach [1-3] przedstawiono analizę termodynamiczną i ekonomiczną wariantu IV, w [4] analizę termodynamiczną wariantu II. W niniejszym artykule przedstawiono natomiast analizę termodynamiczną wariantu I oraz w kilku poniższych zdaniach najważniejsze wyniki obliczeń dla wariantu III. Artykuł ten „zamyka” tym samym problematykę hierarchicznych elektrowni gazowo-gazowych zaprezentowanych w [3].

Wariant III różni się od wariantu IV tym, że zastosowano w nim dwustopniowe sprężanie czynnika w wysokotemperaturowym obiegu Joule’a [3]. Po wykonaniu obliczeń można stwierdzić, że stosowanie dwustopniowego sprężania bez dwustopniowego rozprężania jest termodynamicznie i ekonomicznie nieopłacalne. Pomimo bowiem tego, że sprawność energetyczna obiegu wysokotemperaturowego w wariantcie III jest oczywiście większa od sprawności obiegu bez dwustopniowego sprężania (choć zaledwie o ok. dwa promile i maleje do zera ze wzrostem temperatury helu doprowadzanego do turboekspandera do wartości 1800 K), to całkowita sprawność energetyczna układu gazowo-gazowego  $\eta_{G-G,max}$  w wariantcie IV jest istotnie większa od sprawności w wariantcie III i to aż o ok. 5-7 punktów procentowych (tab. 1). Wynika to z istotnie wyższej temperatury helu, o ok. 50-70 K, doprowadzanego do niskotemperaturowego obiegu Joule’a w wariantcie IV w porównaniu z tą temperaturą w wariantcie III. W tab. 1 zaprezentowano ponadto szacunkowe wyniki jednostkowych kosztów produkcji elektryczności we wszystkich wariantach I-IV.

Jak wynika z przedstawionych w tab. 1 wyników szacunkowych ekonomicznych obliczeń najbardziej opłacalny jest wariant II. Najmniejsze są bowiem wówczas jednostkowe koszty produkcji energii elektrycznej przed i po zamortyzowaniu elektrowni  $k_{el}$  i  $k_{el, amort}$ . Obliczenia przeprowadzono przy standardowym założeniu, że nakłady inwestycyjne są funkcją mocy  $N_{el}$  [1]. Najwłaściwszym byłoby jednak ustalenie nakładów w funkcji strumienia masy helu  $\dot{m}_{hel}$ . Im jest on bowiem mniejszy, tym mniejsze są nakłady. Najmniejsze są bowiem wówczas rozmiary maszyn. Najmniejsze nakłady są, gdy jednostkowy strumień masy helu przypadający na jednostkę mocy elektrowni osiąga wartość minimalną  $D_{min} = (\dot{m}_{hel} / N_{el})_{min}$  (tab. 1). Ustalenie nakładów w funkcji  $\dot{m}_{hel}$  jest jednak trudne. Wystarczającym zatem przybliżeniem jest wykonanie szacunkowej analizy efektywności ekonomicznej pracy elektrowni przy założeniu, że nakłady są funkcją mocy  $N_{el}$ .

$Q_{HTGR1} = 500$ [MW]	Wariant I		Wariant II		Wariant III		Wariant IV	
	*T4 = T6 = 1300 K	T4 = T6 = 1800 K	T4 = T6 = 1300 K	T4 = T6 = 1800 K	*T2 = 1300 K	T2 = 1800 K	T2 = 1300 K	T2 = 1800 K
$\eta_{G-G,max}$	0,425	0,525	0,364	0,461	0,323	0,419	0,372	0,487
$D_{min}$ [kg/MW <sub>s</sub> ]	0,97	0,47	0,89	0,44	1,41	0,71	1,53	0,77
$k_{el}$ [PLN/MWh]	176	167	153	144	185	175	174	164
** $k_{el,amort}$ [PLN/MWh]	91	86	79	74	101	95	90	84

**Tab. 1. Wybrane wyniki obliczeń techniczno-ekonomicznych**

\*temperatura helu doprowadzanego do turboekspandera wysokotemperaturowego

\*\*okres amortyzacji elektrowni przyjęto równy 60 lat

Na koniec należy mocno podkreślić, co szalenie ważne, że jednostkowe (na jednostkę zainstalowanej mocy elektrycznej) nakłady inwestycyjne na układy gazowo-gazowe są o kilkadziesiąt procent mniejsze od nakładów na elektrownie jądrowe, w których realizowany jest obieg *Clausiusa-Rankine'a* [3]. Roczne koszty finansowe ich działania są zatem zdecydowanie mniejsze od kosztów dla elektrowni „*Clausiusa-Rankine'a*”. Ponadto w przypadku elektrowni gazowo-gazowych „odpadają” istotne problemy i koszty eksploatacyjne związane z gospodarką wodną obiegu parowego *Clausiusa-Rankine'a*. Elektrownie jądrowe *gazowo-gazowe* mogą zatem powstawać również i tam, gdzie nie ma wody. W konsekwencji, co należy kolejno raz podkreślić, elektrownie atomowe w hierarchicznej technologii *gazowo-gazowej* i koszty ich eksploatacji są dużo mniejsze od kosztów eksploatacji i nakładów finansowych na elektrownie jądrowe „*Clausiusa-Rankine'a*”. Tym samym i jednostkowy koszt produkcji w nich energii elektrycznej (tab. 1) jest również dużo mniejszy od kosztu w elektrowniach jądrowych „*Clausiusa-Rankine'a*” [2]. □

#### Literatura

1. Bartnik R., Kowalczyk T.: Thermodynamic and economic analysis of a hierarchical gas-gas nuclear power plant with a high-temperature reactor and helium as a circulating medium, Nuclear Engineering and Design, 2021, vol. 382.
2. Bartnik R., Kowalczyk T.: Efektywność termodynamiczna i ekonomiczna innowacyjnych hierarchicznych gazowo-gazowych elektrowni jądrowych z wysokotemperaturowym reaktorem i helem jako czynnikiem obiegowym, Nowa Energia, nr 2/2021.
3. Bartnik R.: Hierarchiczne dwuobiegowe gazowo-gazowe i gazowo-parowe elektrownie i elektrociepłownie jądrowe z wysokotemperaturowymi reaktorami i helem oraz wodą i parą jako czynnikami obiegowymi, Nowa Energia, nr 5-6/2021.
4. Bartnik R.: Analiza termodynamiczna i ekonomiczna hierarchicznej dwuobiegowej elektrowni jądrowej z dwustopniowym rozprężaniem i dwustopniowym sprężaniem w obiegu Joule'a w zakresie wysokich temperatur, Nowa Energia, nr 1/2022.
5. Bartnik R., Kowalczyk T.: Hierarchical gas-gas systems. Thermal and Economic Effectiveness. Wydawnictwo Springer, London 2021.
6. Bartnik R.: Elektrownie i elektrociepłownie w hierarchicznej technologii gazowo-gazowej Efektywność energetyczna i ekonomiczna, Wydawnictwo PWN, Warszawa 2022.

