

Dr inż. Krzysztof Urbaniec
Instytut Techniki Ciepłej

TEORETYCZNA ANALIZA SPRAWNOŚCI
TERMIONICZNEGO PRZETWORNIKA ENERGII

1. Wstęp

W poszukiwaniach układów energetycznych o charakterystykach techniczno-ekonomicznych odmiennych od charakterystyk konwencjonalnych siłowni parowych zajęto się m.in. metodami bezpośredniego przetwarzania ciepła w elektryczność, a wśród nich generatorami termionicznymi. Dotychczasowy rozwój badań i zastosowań wykazał korzystne cechy generatorów termionicznych, m.in. interesujące własności termodynamiczne, nieskomplikowaną budowę i działanie oraz dostosowanie powierzchniową gęstością mocy i temperaturami pracy do jądrowych źródeł ciepła [26, 27].

Już w obecnym stanie rozwoju, przetworniki termioniczne mogą stanowić najlepsze rozwiązanie dla układu energetycznego do zastosowań specjalnych, w których istotna jest odpowiednia kombinacja długotrwałości pracy i ciężaru urządzenia. Najbardziej chyba interesująca możliwość zastosowania konwersji termionicznej - układy kombinowane dużej mocy [19] - nie znajduje dotąd warunków realizacji, co wiąże się z problemami niezawodności, okresu trwałości i kosztu przetworników.

Utrudnieniem oceny wartości generatorów termionicznych dla energetyki jest brak dokładnych informacji o ich sprawności. Głównym kierunkiem badań naukowych były dotąd zagadnienia podstawowe, a granice sprawności i najkorzystniejsze warunki pracy przetworników pozostają określone z dużym przybliżeniem.

Niniejsza praca dotyczy teoretycznych metod obliczania rzeczywistej sprawności generatorów termionicznych w bardzo szerokim zakresie warunków ich działania oraz określenia warunków optymalnych, umożliwiających osiągnięcie maksimum sprawności. Podstawą opracowania jest obecny stan wiedzy o procesach zachodzących w przetwornikach, w szczególności wyniki eksperymentalnych badań generatorów, wyniki pomiarów wielkości charakterystycznych oraz doświadczalnie sprawdzone modele teoretyczne zjawisk fizycznych.

2. Sprawność przetwornika termionicznego

Trudności pomiaru sprawności i duża ilość parametrów wpływających na przebieg procesów przemiany energii powodują, że w literaturze przedmiotu używa się sprawności wyliczanych w oparciu o teoretyczną analizę strat energii w generatorze. Najczęściej stosowane są trzy rodzaje sprawności:

- sprawność rzeczywista (ogólna),
- sprawność wewnętrzna,
- sprawność elektronowa.

Dla diody cezowej (uważanej powszechnie za jedyny typ przetwornika mający szansę rozpowszechnienia), zbudowanej w płasko-równoległym układzie elektrod (rys.1), sprawności te można zdefiniować na podstawie bilansu mocy cieplnej dla powierzchni emitera.

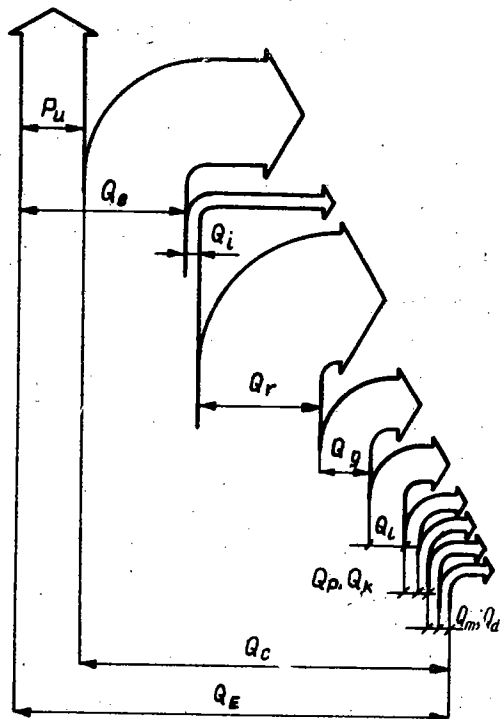
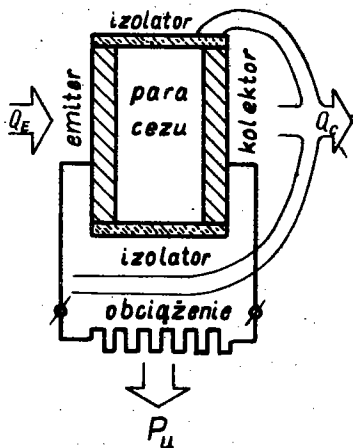
Oznaczenia użyte na wykresie Sankey'a (rys.2), są następujące:

Q_E - całkowita gęstość mocy cieplnej dostarczanej do emitera (jednostka dla wszystkich gęstości mocy: $\frac{W}{cm^2}$),

Q_C - gęstość mocy cieplnej stanowiącej stratę końcową procesu przemiany energii (odbieranej z powierzchni kolektora, obudowy i przewodu emiterskiego - podzielonej przez pole powierzchni emitera),

Q_e - gęstość mocy unoszonej do kolektora przez emitowane z powierzchni emitera elektrony (chłodzenie elektronowe),

Q_i - chłodzenie jonowe (analogia do Q_e - dla emisji jonowej),



Rys.1. Schemat działania przetwornika termionicznego - diody cezowej

Rys.2. Bilans gęstości mocy ciepłej na powierzchni emitera

Q_T - gęstość mocy promieniowania ciepłego (strata przez promieniowanie),

Q_g - gęstość mocy odprowadzonej do kolektora i obudowy przez przewodzenie ciepła w plazmie cezowej (strata przez przewodzenie ciepłe plazmy),

Q_p - gęstość mocy traconej do kolektora i obudowy przez promieniowanie pochodzące z procesów radiacyjnych w plazmie i dyfuzję atomów wzbudzonych (strata przez promieniowanie plazmy i dyfuzję atomów wzbudzonych),

Q_i - gęstość mocy traconej przez przewodzenie ciepła w przewodzie łączącym emiter z resztą obwodu elektrycznego (strata wskutek przewodzenia ciepła przez przewód elektryczny),

Q_k - gęstość mocy traconej przez przewodzenie ciepła w konstrukcji nośnej emitera,

Q_m - gęstość mocy traconej przez odparowanie metalu z powierzchni emitera,

Q_d - gęstość mocy traconej w zjawiskach związanych z obecnością zanieczyszczeń materiałów elektrod lub cezu,

I - gęstość prądu na powierzchni emitera, $\frac{A}{cm^2}$,

V - napięcie użyteczne (mierzone na obciążeniu),

P_u - $I V$ - gęstość mocy użytecznej.

Moc użyteczna stanowi tę część mocy uniesionej przez elektrony, którą można wykorzystać w obciążeniu po "kondensacji" gazu elektronowego wewnątrz kolektora i pokonaniu oporu przewodu elektrycznego.

Sprawność rzeczywista wynosi

$$\eta = \frac{P_u}{Q_E} = \frac{Q_E - Q_C}{Q_E}, \quad (1)$$

$$\text{przy czym } Q_E = Q_e + Q_i + Q_r + Q_g + Q_l + Q_p + Q_k + Q_m + Q_d. \quad (2)$$

Uwzględnienie straty Q_l w obliczeniu gęstości mocy dostarczonej do emitera wymaga ustalenia umownych warunków pomiaru napięcia użytecznego, tzn. rozgraniczenia obciążenia i przewodu stanowiącego część przetwornika. Jednolita definicja "przewodów wewnętrznych" dla wszystkich możliwych rozwiązań układów przetwornik - obciążenie jest praktycznie niemożliwa.

Stąd też używane jest w literaturze pojęcie sprawności wewnętrznej

$$\eta_w = \frac{I V_w}{Q_w}, \quad (3)$$

gdzie V_w jest napięciem mierzonym na elektrodach generatora, podczas gdy

$$Q_w = Q_e + Q_i + Q_r + Q_g + Q_p + Q_m + Q_d. \quad (4)$$

Strata wskutek przewodzenia ciepła przez przewód elektryczny jest tu pominięta, a ciepło Joule'a, wydzielające się w przewodach łączących generator z obciążeniem, tzn. gęstość mocy $I(V_w - V)$, zaliczane jest do efektu użytecznego przemiany energii.

Ponieważ moc elektryczna generatora jest częścią mocy chłodzenia elektronowego, niekiedy wygodnie jest opisywać zasadę działania przetwornika za pomocą sprawności elektronowej

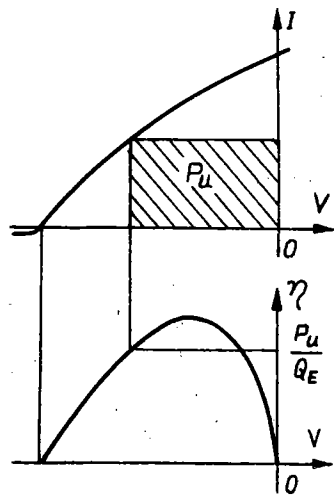
$$\eta_e = \frac{I V_w}{Q_e} \quad (5)$$

Wartość η_e odzwierciedla wyłącznie wykorzystanie energii emisji cieplnej elektronów. Sprawność ogólna może być bardzo mała nawet przy dużych wartościach sprawności elektronowej.

Podstawowe informacje o przemianie energii w generatorze termionicznym uzyskuje się przez zbadanie jego charakterystyki prądowo-napięciowej. Rys.3 przedstawia charakterystykę w konwencji stosowanej dla lamp elektronowych, tzn. obszar ujemnych napięć oznacza możliwość oddawania mocy do obwodu zewnętrznego, a przy dodatnim napięciu dioda zachowuje się jak zwykła lampka elektronowa.

Moc użyteczna i suma strat cieplnych z powierzchni emitera (przy założeniu stałej jego temperatury) są funkcjami napięcia dającymi zależność sprawności od napięcia, przedstawioną na rys.3. Napięcie i gęstość prądu, odpowiadające maksimum sprawności, nazywane będą dalej optymalnymi.

Przedmiotem niniejszej pracy jest określenie maksymalnej sprawności przetwornika, gdyż decyduje ona o możliwości jego zastosowań energetycznych. Analiza sprawności w ujęciu teoretycznym polega zatem na znalezieniu funkcji, wiążącej sprawność w optymalnym punkcie charakterystyki ze zmiennymi określającymi warunki pracy przetwornika i zbadaniu wpływu tych zmiennych na maksymalną sprawność.



Rys.3. Charakterystyka prądowo-napięciowa i związek sprawności z parametrami elektrycznymi

3. Podstawowe elementy modelu teoretycznego przetwornika

Emisja cieplna elektronów z powierzchni metalowej elektrody opisywana jest równaniem Richardsona - Dushmana na gęstość prądu nasycenia termoemisji:

$$I_R = 120,1 \cdot T^2 \exp\left(-\frac{\varphi}{8,62 \cdot 10^{-5} \cdot T}\right), \quad (6)$$

gdzie: T - temperatura powierzchni elektrody,
 φ - efektywny potencjał wyjścia [8] materiału elektrody.

Gęstość prądu jonowego, emitowanego z powierzchni elektrody stykającej się z parą cezu, obliczyć można na podstawie równania Saha-Langmuira

$$I_{SL} = 4,532 \frac{P_R}{\theta^{\frac{1}{2}}} \cdot \frac{1}{1+2 \exp\left(\frac{V_1 - \varphi}{\theta}\right)}, \quad (7)$$

gdzie: P_R - ciśnienie cezu w mm Hg (jedyne odstępstwo od układu SI w podanych w niniejszej pracy równaniach),

$V_1 = 3,89$ V - potencjał jonizacji cezu,

$\theta = 8,62 \cdot 10^{-5} \cdot T$.

W pewnych warunkach pracy przetwornika wygodnie jest posługiwać się pojęciem powierzchniowego parametru kompensacji

$$\beta = \frac{I_{SL}}{I_R} \left(\frac{M}{m}\right)^{\frac{1}{2}}, \quad (8)$$

gdzie: M - masa atomu cezu,

m - masa elektronu.

Parametr ten wyraża jakość kompensacji ładunku przestrzennego elektronów, wynikającą wyłącznie z jonizacji atomów cezu na powierzchni emitera. Idealna kompensacja ma miejsce przy $\beta = 1$, przy $\beta < 1$ kompensacja jest niepełna, a przy $\beta > 1$ zachodzi nadkompensacja.

W niniejszej pracy zakłada się, że para cezu w przestrzeni międzyelektrodowej znajduje się w stanie nasycenia. Jest to zgodne z najbardziej rozpowszechnioną metodą doprowadzenia ce-

zu ze zbiornika o regulowanej temperaturze do przestrzeni międzyelektrodowej, w której uprzednio wytworzono wysoką próżnię.

Ciśnienie nasycenia cezu jest funkcją temperatury zbiornika wg zależności

$$P_R = \exp\left(-\frac{8910}{T_R}\right) \frac{2,45 \cdot 10^8}{T_R^{\frac{1}{2}}} \text{ [mm Hg]}. \quad (9)$$

Równanie stanu gazu doskonałego w postaci używanej w teorii kinetyczno - molekularnej pozwala obliczyć gęstość liczbową cezu (ilość cząstek w 1 cm^3)

$$n_R = 9,657 \cdot 10^{18} \cdot \frac{P_R}{T_R}. \quad (10)$$

Średnią długość drogi swobodnej elektronu na zderzenia z atomami obojętnymi w plazmie obliczyć można z równania

$$l_e = \frac{1}{n_R \sigma_a}, \quad (11)$$

gdzie σ_a - przekrój czynny cezu na rozpraszanie elektronów.

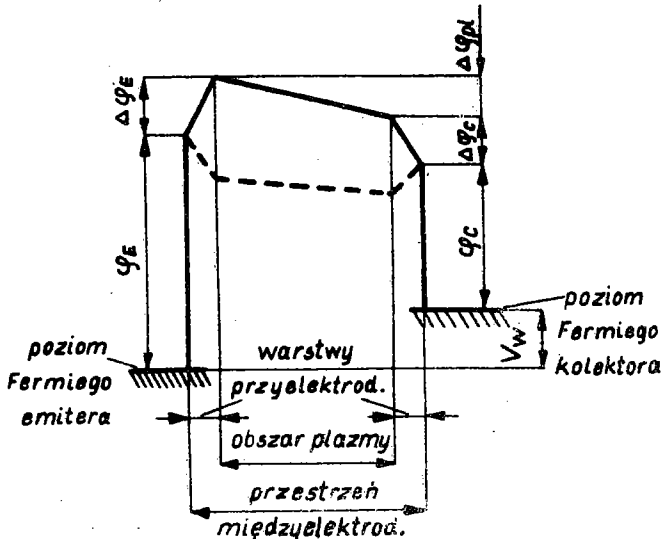
Dla przetworników o odległości międzyelektrodowej porównywalnej z długością drogi swobodnej elektronu zakłada się, że gaz w przestrzeni między elektrodami ma ciśnienie P_R - wynikające z temperatury T_R panującej w zbiorniku cezu - lecz temperaturę równą temperaturze emitera T_E . Równanie (10) ma wtedy postać

$$n_R = 9,657 \cdot 10^{18} \frac{P_R}{T_E}. \quad (12)$$

Zmiany energii elektronów i jonów wewnątrz przetwornika, tzn. zasadniczy proces przemiany energii, prześledzić można na wykresie potencjału wg konwencji stosowanej dla lamp elektrowyściskowych. Wykres zbudować można dla znanych potencjałów wyjścia elektrod i znanego rozkładu potencjału w przestrzeni międzyelektrodowej (rys.4). Za zero potencjału przyjmuje się poziom Fermiego emitera. Z wykresu wynika wartość napięcia na elek-

trodach generatora, która z kolei musi być równa sumie spadków potencjału w przewodach i na obciążeniu.

Zaznaczony na rys.4 podział przestrzeni międzyelektrodowej stosowany jest powszechnie w badaniach przetworników i wynika ze zróżnicowań przebiegu zjawisk w plazmie. Obszary efektów przyelektrodowych noszą nazwę warstw: przyemiterowej i przykolektorowej, pozostała część przestrzeni międzyelektrodowej nazywana jest obszarem plazmy.



Rys.4. Typowe rozkłady potencjału elektrochemicznego elektronów w przetworniku (w uproszczeniu): φ_E , φ_C - potencjał wyjścia emitera i kolektora; $\Delta\varphi_E$, $\Delta\varphi_C$, $\Delta\varphi_{pl}$ - spadki potencjału w warstwie przyemiterowej, warstwie przykolektorowej i obszarze plazmy; V_W - napięcie na elektrodach przetwornika

Badanie przemiany energii wymaga uwzględnienia, obok energii potencjalnej, energii ruchu cieplnego cząstek - przede wszystkim elektronów. Występują tutaj dwa zasadniczo różne przypadki:

- 1) rozkład potencjału w przestrzeni międzyelektrodowej powoduje przyspieszanie emitowanych elektronów. Lokalna temperatura elektronów, a nawet temperatura średnia, może wtedy przewyższać temperaturę emitera.
- 2) warunki przyspieszenia elektronów nie występują.

Temperatura elektronów w całej przestrzeni międzyelektrodowej równa jest w przybliżeniu temperaturze emitera.

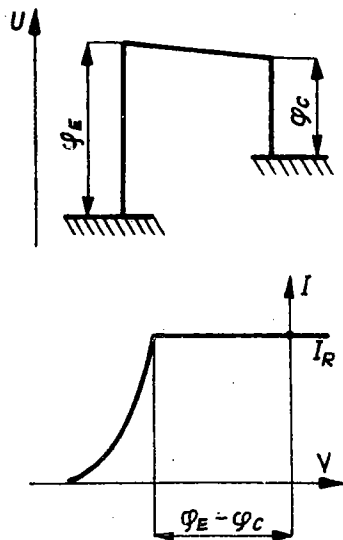
4. Dotychczasowy przebieg badań nad sprawnością generatorów termionicznych

Pierwsze próby wieloparametrowej analizy sprawności dotyczyły przetworników próżniowych, dostrzeżono w nich jednak zależności występujące także w przetwornikach cezowych, jak np. istnienie optymalnej wartości potencjału wyjścia emitera lub możliwość optymalnego ukształtowania przewodu emiterowego. Równoległe z pracami teoretycznymi [9, 10, 23] rozpoznawano problem na drodze doświadczalnej, z uwzględnieniem specyfiki diody cezowej [24].

Dalszym krokiem naprzód było stworzenie przez Rasora [15] modelu idealnego diody cezowej. Model ten odpowiada idealnej kompensacji ładunku przestrzennego elektronów i małej gęstości prądu emisji kolektora; charakteryzuje się rozkładem potencjału i charakterystyką prądowo-napięciową, jak na rys.5. Analiza jego właściwości pozwala na pewne uogólnienia, zbadane po raz pierwszy przez Ingolda [11] i Schocka [18]. Obaj autorzy analizowali sprawność ogólną przetwornika idealnego, pomijając wszystkie straty poza chłodzeniem elektronowym, stratą przez promieniowanie i stratą przez przewodzenie ciepłe przewodu elektrycznego.

Uzyskawszy wyrażenie na sprawność o postaci

$$\eta = f(T_E, \varphi_C, \varphi_E, V_1) \quad (13)$$



Rys.5. Rozkład potencjału (U) i charakterystyka prądowo-napięciowa dla przetwornika idealnego

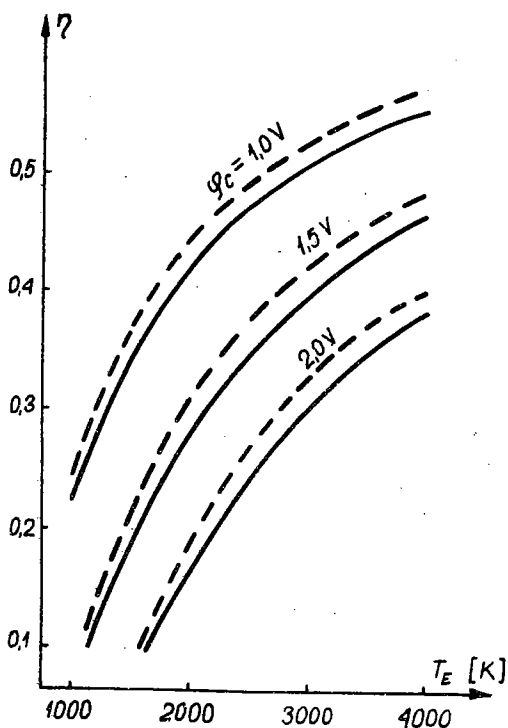
znajdowali postać analityczną pochodnych:

$$\frac{\partial \eta}{\partial \varphi_E} \quad \text{oraz} \quad \frac{\partial \eta}{\partial V_1}$$

i rozwiązywali układ równań:

$$\frac{\partial \eta}{\partial \varphi_E} (T_E, \varphi_C, \varphi_E, V_1) = 0, \quad (14)$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial V_1} (T_E, \varphi_C, \varphi_E, V_1) = 0, \quad (15)$$



Rys.6. Ocena największej osiągalnej sprawności przetwornika idealnego wg Schocka (linia przerywana) i Ingolda (linia ciągła)

stratę przez promieniowanie według modelu dwu ciał szarych, podczas gdy Ingold zakładał, że emiter jest ciałem szarym, a kolektor - doskonale czarnym.

traktując φ_E i V_1 jako niewiadome, a T_E i φ_C jako parametry. Znalezione w ten sposób wartości potencjału wyjścia emitera i spadku napięcia na przewodzie emiterowym maksymalizują sprawność przy narzuconych wartościach temperatury emitera i potencjału wyjścia kolektora. Wyniki numeryczne obu prac przedstawione są na rys.6. Wykres zapożyczony jest z pracy M. Zgorzelskiego i autora [20], w której skorygowano popełniony w oryginalnej pracy Ingolda błąd obliczeniowy. Różnice wartości wynikają z faktu, że Schock obliczał

W typowych zastosowaniach generatory termioniczne pracować muszą z podwyższoną temperaturą kolektora. Dla takich warunków pracy rozszerzono model idealny przez opis zjawiska emisji wstecznej (emisja elektronów z powierzchni kolektora). Pierwszej próby dokonał Rasor [16], a pełne rozwiązanie zagadnienia oraz wyniki obliczeń numerycznych dla szeregowej baterii jednakowych przetworników podano w pracy M. Zgorzelskiego i autora [21].

Rys.7. przedstawia rozkład potencjału i charakterystykę prądowo-napięciową uogólnionego modelu idealnego. Sprawność wyrażono analitycznie jako funkcję o postaci

$$\eta = F(T_E, \varphi_C, V_1, V, \Delta V, T_C), \quad (16)$$

przy czym obowiązuje warunek $\Delta V \geq 0$. Temperaturę emitera i potencjał wyjścia kolektora traktowano w obliczeniach maksymalnej sprawności jako parametry.

Z rozwiązania układu równań o postaci:

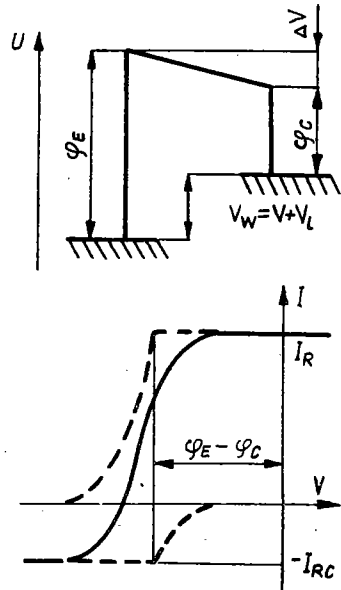
$$\frac{\partial \eta}{\partial V_1}(T_E, \varphi_C, V_1, V, \Delta V, T_C) = 0, \quad (17)$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial V}(T_E, \varphi_C, V_1, V, \Delta V, T_C) = 0, \quad (18)$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial (\Delta V)}(T_E, \varphi_C, V_1, V, \Delta V, T_C) = 0, \quad (19)$$

w którym równanie (19), przy braku nieujemnego rozwiązania na ΔV , zastępowano równaniem

$$\Delta V = 0, \quad (19a)$$

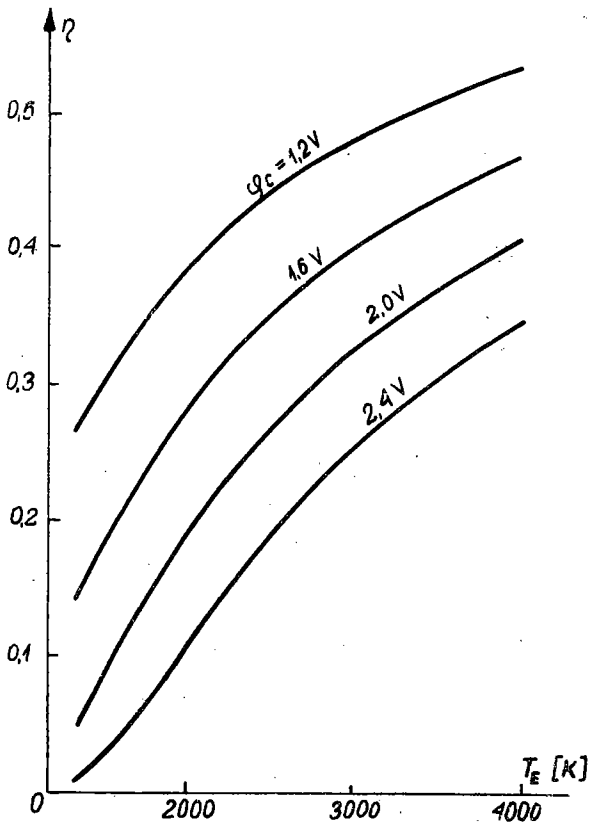


Rys.7. Rozkład potencjału (U) i charakterystyka prądowo - napięciowa przetwornika idealnego z emisją wsteczną: I_{RC} - gęstość nasycenia prądu termioemisji kolektora; V_1 - spadek napięcia w przewodach

wynikło istnienie optimum temperatury kolektora. Układ uzupełniono zatem równaniem

$$\frac{\partial \eta}{\partial T_C} = 0. \quad (20)$$

Znalezioną w ten sposób zależność największej osiągalnej sprawności od temperatury emitera przedstawiono na rys.8.



Rys.8. Największa osiągalna sprawność przetwornika idealnego w szeregowej baterii

W niniejszej pracy przedstawiono próbę wyznaczenia dla osiągalnej sprawności przybliżenia lepszego, niż uzyskane w dotychczasowych badaniach. W tym celu wprowadzono modele teoretyczne przetwornika, które nie są już świadomymi idealizacjami, lecz uwzględniają praktycznie wszystkie istotne czynniki wpływające na sprawność. Trudność zadania polega na tym, że do chwili obecnej nie istnieje ogólna teoria działania przetwornika cezowego, a materiały doświadczalne nie dają pełnego opisu zagadnienia.

5. Modele teoretyczne i opisy matematyczne pracy przetwornika

Cechą charakterystyczną sposobu pracy diody cezowej jest podstawowy mechanizm jonizacji atomów cezu. Może to być albo

jonizacja powierzchniowa, tj. tworzenie jonów w wyniku zetknięcia atomów cezu z gorącą powierzchnią elektrody, albo też jonizacja objętościowa, polegająca na powstawaniu jonów we wzajemnych oddziaływaniach cząstek składających się na plazmę cezową.

Znaczenie jonizacji powierzchniowej w działaniu przetwornika uznać można za opanowane teoretycznie, natomiast procesy jonizacji objętościowej nie mają jeszcze w pełni zadawalającego opisu. Ten stan rzeczy rzutuje na możliwości teoretycznego opisu optymalnego punktu charakterystyki prądowo-napięciowej przetwornika.

Z istniejących informacji wynika, że dla obu możliwych sposobów pracy istnieją pewne warunki optymalne ze względu na sprawność. Przetworniki pracujące w warunkach pośrednich, w których część charakterystyki powstaje przy przewodze jednego, a pozostała część drugiego mechanizmu jonizacyjnego - nie osiągają nigdy sprawności porównywalnych z optymalnymi.

5.1. Opisy matematyczne pracy bez jonizacji objętościowej

Jonizacja objętościowa praktycznie nie występuje w przetworniku, jeśli odległość międzyelektrodowa jest rzędu średniej długości drogi swobodnej elektronu w plazmie lub mniejsza. Dla takiego przypadku istnieje opis opracowany przez Majewa i in. [13], wynikający z całkowania równania transportu Boltzmanna metodą Grada. W swej najbardziej ogólnej postaci stanowi on układ równań, w którym ilość niewiadomych (wielkości definiujące rozkład potencjału i gęstość prądu) przewyższa liczbę równań. Warunki wprowadzenia dodatkowych założeń zostały omówione przez twórców teorii, a jedna z możliwości została wykorzystana do wyprowadzenia uproszczonych równań charakterystyki prądowo-napięciowej.

Poniżej omówiono inną interpretację opisu, w której podstawowe równania wykorzystuje się bez uproszczeń, wprowadzając równocześnie założenia odnośnie rozkładu temperatury cząstek i stosując metodę kolejnych przybliżeń dla wyznaczenia poszczególnych punktów charakterystyki.

W obliczeniach gęstości prądu podstawową wielkością jest gęstość prądu związanego z chaotycznymi ruchami elektronów w plazmie będącej w stanie równowagi termodynamicznej z emiterym (gęstość chaotycznego prądu równowagi)

$$I_{er}^0 = \left[\left(\frac{M}{m} \right)^{\frac{1}{2}} I_R I_{SL} \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (21)$$

W opisie transportu cząstek stosowane są tzw. współczynniki transportu - elektronowy b_e i jonowy b_i . Wyrazić je można przez odległość międzyelektrodową L , długość średniej drogi swobodnej elektronu l_e oraz stosunki średnich temperatur

elektronów i jonów do temperatury emitery, $\tau_e = \frac{T_e}{T_E}$ i $\tau_i = \frac{T_i}{T_E}$:

$$b_e = 0,84 \frac{L}{l_e} \frac{\tau_e}{\tau_i (\tau_e + \tau_i)}, \quad (22)$$

$$b_i = 1,612 b_e \frac{\tau_i}{\tau_e}. \quad (23)$$

Współczynnik transportu jonów oblicza się też oddzielnie dla warstwy przykolektorowej, gdzie średnia temperatura jonów równa jest $T_i'' = \tau_i' T_E$

$$\bar{b}_i = b_i \left(\frac{\tau_i'}{\tau_i} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (24)$$

Odnosnie temperatury jonów dane doświadczalne pozwalają przyjąć następujące założenia dla przypadku jonizacji powierzchniowej (τ_i' odnosi się do warstwy przyemiterowej, gdzie temperatura jonów $T_i' = \tau_i' T_E$):

$$\tau_i' = \tau_i = 1, \quad (25)$$

$$\tau_i'' = \frac{T_C}{T_E}. \quad (26)$$

Rozkład temperatury elektronów zależy od rozkładu potencjału. Przy niepełnej kompensacji ładunku przestrzennego, tem-

peratura elektronów w całym obszarze międzyelektrodowym jest w przybliżeniu równa temperaturze emitera. Dla stosunków temperatury elektronów do temperatury emitera można więc napisać

$$\tau'_e = \tau_e = \tau''_e = 1, \quad (27)$$

gdzie: indeks ' oznacza warstwę przyemiterową,
indeks '' - warstwę przykolektorową.

Rozkład ten może także posłużyć za pierwsze przybliżenie w obliczeniu dla przypadku nadkompensacji, a obowiązujące wtedy dokładniejsze zależności podane są niżej w miejscu określonym przez przebieg obliczeń.

Za zmienną niezależną można przyjąć przykolektorowy spadek potencjału $\Delta\varphi_C$, tzn. wynikiem obliczenia charakterystyki dla założonej wartości $\Delta\varphi_C$ winny być wartości napięcia i gęstości prądu. Spadki potencjału - ogólnie $\Delta\varphi$ - wygodnie jest zapisać w postaci bezwymiarowej

$$u = \frac{\Delta\varphi}{\Theta_E}. \quad (28)$$

Dla obu przyelektrodowych spadków potencjału w obliczeniu powtarzają się często tzw. funkcje wpływu

$$G = \frac{1}{1 - 0,5 \cdot \exp(-|u|)}. \quad (29)$$

Obliczenie gęstości prądu i napięcia rozpoczyna się od założenia spadku potencjału w warstwie przyemiterowej. Pierwszym przybliżeniem może być wartość dla stanu równowagi termodynamicznej

$$u_E^0 = \ln \left(\frac{I_{er}^0}{I_R} \right). \quad (30)$$

Następnie wyznacza się tzw. obliczeniową gęstość elektronowego prądu nasycenia, która przy nadkompensacji jest równa

$$I_{es} = \frac{4 G_E I_R I_{er}^0}{I_{er}^0 + \left[(I_{er}^0)^2 + 16 G_E^2 I_R^2 (b_e + \frac{1}{2})^2 \right]^{\frac{1}{2}}} \quad (31)$$

a przy niepełnej kompensacji

$$I_{es} = \frac{I_{er}^0}{\left(b_e^2 + \frac{3}{4} b_e + \frac{1}{2}\right)^{\frac{1}{2}}}. \quad (32)$$

Stosunek gęstości prądu chaotycznego na przyemiterowej granicy plazmy do gęstości chaotycznego prądu równowagi wyznacza się z równania kwadratowego

$$a \left(\frac{I'_{er}}{I_{er}^0}\right)^2 + b \frac{I'_{er}}{I_{er}^0} - 1 = 0, \quad (33)$$

przy czym współczynniki a i b zależą od wprowadzonych wyżej wielkości, a postać pominiętych tutaj zależności jest określona przez znaki obu przyelektrodowych skoków potencjału. Równanie (33) ma dwa pierwiastki, z których jeden jest zawsze ujemny i nie może stanowić rozwiązania.

Wyznaczenie wartości ilorazu $\frac{I'_{er}}{I_{er}^0}$ pozwala dalej obliczyć pierwsze przybliżenie rzeczywistej gęstości prądu elektronów z zależności, których postać zdefiniowana jest znowu przez znaki obu skoków potencjału. Z kolei można obliczyć gęstość prądu jonowego I_j oraz gęstość chaotycznego prądu jonów na granicy obszaru przyemiterowego, I_{ir} . Pozwala to obliczyć przyemiterowy spadek potencjału przy niepełnej kompensacji

$$u_E = \ln\left(\frac{I_{er}^0}{I_R}\right) + \ln\left(\frac{I'_{er}}{I_{er}^0}\right) + \ln\left(1 + \frac{I_e}{2I'_{er}}\right) \quad (34)$$

lub przy nadkompensacji

$$u_E = \ln\left(\frac{I_{er}^0}{I_R}\right) + \ln\left(\frac{I'_{er}}{I_{er}^0}\right) - \ln\left(1 + \frac{I_j}{2I_{ir}}\right). \quad (35)$$

Warto zaznaczyć, że w obu zależnościach przyemiterowy spadek potencjału jest sumą spadku potencjału w stanie równowagi termodynamicznej, wg równania (30) oraz dodatkowej różnicy

potencjałów, związanej z odchyleniem od tego stanu w badanym punkcie charakterystyki $I(V)$.

Dla przypadku nadkompensacji można teraz obliczyć średnią temperaturę w całym obszarze międzyelektrodowym, wynikającą z przyspieszania elektronów w warstwie przyemiterowej

$$\tau'_e = \tau_e = \tau''_e = 1 + u_E \frac{I_e}{2 G_E I_R} . \quad (36)$$

Równanie to zamyka pętlę iteracyjną rozpoczynającą się równaniem (30). Powrót do (31) i powtórzenie całego ciągu obliczeń daje następne przybliżenia dla u_E i (przy nadkompensacji) τ_e . Proces obliczeniowy jest z reguły szybko zbieżny.

Znajomość u_E i τ_e pozwala obliczyć spadek potencjału w obszarze plazmy, $\Delta\varphi_{p1}$, a następnie napięcie na elektrodach przetwornika w badanym punkcie charakterystyki

$$V_W = \varphi_E - \varphi_C - \Delta\varphi_E - \Delta\varphi_C - \Delta\varphi_{p1} . \quad (37)$$

Użyteczna gęstość prądu jest różnicą gęstości prądu elektronów i jonów

$$I = I_e - I_i . \quad (38)$$

Równania powyższe stosować można tylko przy:

- 1) małym stopniu zjonizowania plazmy,
- 2) pomijalnym wpływem oddziaływań Coulombowskich w plazmie,
- 3) niewielkim przyemiterowym spadku potencjału w warunkach nadkompensacji.

Przyjąć można zasadę, że stopień zjonizowania plazmy (definiowanego jako stosunek gęstości jonów do gęstości pary cezowej) nie powinien przekraczać $10^{-4} \div 10^{-3}$, a parametr kompensacji może wynosić najwyżej $5 \div 20$.

Przy przekroczeniu granicy zjonizowania plazmy, dla działania przetwornika o odległości międzyelektrodowej rzędu średniej długości drogi swobodnej elektronu nie istnieje właściwie żaden teoretyczny opis charakterystyki, ujmujący także warunki optymalne znane z doświadczeń, tzn. stan bliski idealnej

kompensacji ($\beta = 1$). Istnieje jednak próba przybliżonej analizy pracy przy nadkompensacji nawet dla silnie zjonizowanej plazmy, przedstawiona przez Warnera i Hansena [7, 22]. Na tej podstawie można obliczyć napięcie i gęstość prądu w pewnym punkcie charakterystyki prądowo - napięciowej, który w typowych warunkach pracy przetwornika jest bliski punktowi optymalnemu.

Podstawowa zależność modelu Warnera wyraża stosunek gęstości prądu elektronów w dowolnym punkcie charakterystyki do gęstości Richardsonowskiej jako funkcję prawdopodobieństw przejścia elektronu z przyemiterowej granicy plazmy do plazm (P_1) i do warstwy przyemiterowej (P_2) oraz prawdopodobieństwa przejścia z przykolektorowej granicy plazmy do wnętrza obszaru przykolektorowego (P_3)

$$\frac{I_e}{I_R} = \frac{1}{1 + \frac{P_2}{P_1} - 2P_2 + \frac{P_2}{P_3}} \quad (39)$$

Wartości prawdopodobieństw wyznaczono tylko dla pewnych części charakterystyki, np. dla pracy przy prądzie nasycenia:

$$P_1 = \frac{1}{1 + \frac{3}{8} \frac{L}{l_e}} \quad (40)$$

$$P_2 = \frac{2}{2 + \ln \beta} \quad (41)$$

$$P_3 = 1.$$

Prąd nasycenia wynosi zatem

$$I_{es} = \frac{I_R}{1 + \frac{3}{4} \frac{L}{l_e (2 + \ln \beta)}} \quad (43)$$

Prąd jonowy w nasyceniu jest pomijalnie mały, tak więc dla tej części charakterystyki przyjąć można

$$I = I_{es} . \quad (44)$$

Teoria Warnera nie zawiera pełnego opisu rozkładu potencjału w przestrzeni międzyelektrodowej. Dla granicznego punktu nasycenia (który powinien zazwyczaj znajdować się blisko optymalnego punktu charakterystyki) i małych odległości międzyelektrodowych wystarczająco dokładne są zależności:

$$\Delta \varphi_E = \Theta_E \ln \beta , \quad (45)$$

$$\Delta \varphi_C = 0 , \quad (46)$$

$$\Delta \varphi_{pl} \approx 0 . \quad (47)$$

Napięcie na elektrodach przetwornika określone jest równaniem (37). Przydatność modelu Warnera do obliczeń wielkości elektrycznych i sprawności w spodziewanych warunkach optymalnych ($\beta \approx 1$) wynika z faktu, że za granicę jego stosowalności przyjąć można $\beta = 2 \div 5$, tzn. warunki bardzo nieznacznie odbiegające od najbardziej interesujących.

5.2. Opisy matematyczne pracy z jonizacją objętościową

Zagadnienia związane z pracą przetwornika w warunkach przewagi jonizacji objętościowej stanowiły w ostatnich latach główny kierunek badań z zakresu termionicznej konwersji energii.

Dla obszaru parametrów określonego następującymi granicami: $T_E = 1400 \div 2400$ K, $T_C = 800 \div 1100$ K,

$T_R = 500 \div 800$ K, $L = 0,005 \div 0,110$ cm, $\varphi_E < 3,4$ V, $\varphi_C > 1,2$ V

istnieje opracowanie dużej liczby wyników eksperymentalnych, opublikowane przez Rasora i Kitrilakisa [17]. Umożliwia ono przybliżoną ocenę kształtu charakterystyki przetwornika w oparciu o charakterystykę idealną, która różni się od charakterystyki rzeczywistej brakiem spadku napięcia w przestrzeni międzyelektrodowej V_d (suma spadków potencjału w warst-

wach przyelektrodowych i w plazmie). W pracy podano zależno-
 ści V_d od parametrów przetwornika, a szczególnie ważnym wy-
 nikiem jest określenie optymalnych ze względu na V_d warun-
 ków pracy: przy iloczynie $P_{RL} = 5,06 \cdot 10^{-2}$ [cm · torr], V_d
 osiąga minimum i wynosi w zbadanym obszarze pozostałych pa-
 rametrów około 0,4 [volt]. Wynik ten zgadza się z ustaleniami
 badaczy radzieckich, podających optimum ilorazu $\frac{L}{l_e} = 5 \div 25$,
 [25].

Rasor i Kitrilakis ustalili także, iż optimum sprawno-
 ści występuje w pobliżu punktu charakterystyki, w którym gę-
 stość prądu równa jest połowie gęstości nasycenia prądu ter-
 moemisji. Pracę przetwornika można wtedy opisać następującymi
 równaniami:

$$I = \frac{I_R}{2}, \quad (48)$$

$$V_w = \varphi_E - \varphi_C - V_d, \quad (49)$$

$$V_d = 0,4 \text{ [volt]}. \quad (50)$$

Zależności powyższe są słuszne przy optymalnych parame-
 trach powierzchni kolektora, wynikających z warunku na gę-
 stość prądu nasycenia termoemisji

$$I_{RC} = AT_C^2 \exp\left(-\frac{\varphi_C}{\Theta_C}\right) = 0,03 I_R. \quad (51)$$

Dla temperatur emitera ponad 2400 ÷ 2500 K informacje o
 działaniu przetwornika w warunkach jonizacji objętościowej są
 zaledwie wrywkowe. Można jednak posłużyć się modelem teore-
 tycznym, opracowanym przez Bakszta i in. najpierw dla niższych
 temperatur emitera i niewielkiego stopnia zjonizowania plazmy
 [3,4,14], a następnie rozszerzonym na inne warunki przez u-
 ogólnienie opisu teoretycznego i wykorzystanie danych doświad-
 czalnych [1]. Podstawą wykorzystania opisu dla $T_E > 2400$ K
 może być stwierdzone eksperymentalnie istnienie stanu równo-
 wagi termodynamicznej w plazmie w pobliżu granicy warstwy przy-
 emiterowej, w części charakterystyki prądowo - napięciowej
 przetwornika [2]. Dla takiej modyfikacji teorii Bakszta i in.
 proponuje się nazwę "model równowagowy".

Gęstość cząstek naładowanych na granicy warstwy przyemiterowej wynika z równania Sahy

$$n_E = \left(\frac{N_e(T_{eE}) n_R}{2} \right)^{\frac{1}{2}} \exp \left(- \frac{V_i}{2 \Theta_{eE}} \right), \quad (52)$$

gdzie: T_{eE} - temperatura elektronów na granicy warstwy przyemiterowej,

$$\Theta_{eE} = 8,62 \cdot 10^{-5} \cdot T_{eE},$$

N_e - funkcja rozdziału (partition function) dla elektronów swobodnych w plazmie, wyrażająca się równaniem:

$$N_e(T) = 2 \left(\frac{2 \pi m k T}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}}, \quad (53)$$

gdzie: k - stała Boltzmanna,

h - stała Plancka.

Równocześnie gęstości prądów elektronów i jonów oraz gęstości strumieni energii elektronów na granicach obszarów przyelektronowych opisać można równaniami: (dla $u_E > 0$, $u_C < 0$):

$$J_{eE} = J_R - \frac{3}{4} \frac{L}{l_e} \nu_E \exp \left(- \frac{u_E}{\tau_{eE}} \right), \quad (54)$$

$$J_{iE} = J_{SL} \exp(-u_E) - \frac{3}{4} \frac{L}{l_i} \nu_E, \quad (55)$$

$$S_{eE} = 2 J_R - 2 \tau_{eE} (J_R - J_{eE}), \quad (56)$$

$$J_{eC} = \frac{3}{4} \frac{L}{l_{eC}} \nu_C \exp \left(\frac{u_C}{\tau_{eC}} \right) - J_B, \quad (57)$$

$$J_{iC} = \frac{3}{4} \frac{L}{l_i} \nu_C, \quad (58)$$

$$S_{eC} = \left(J_{eC} + J_B \right) \left(2 \tau_{eC} - u_E - u_{pI} + u_C \right) - J_B \left(2 \frac{\tau_C}{\tau_E} - u_E - u_{pI} + u_C \right), \quad (59)$$

gdzie symbol J oznacza zredukowaną gęstość prądu elektronów lub jonów:

$$J_e = \frac{I_e L}{e D_e (T_E) n(T_E)}, \quad (60)$$

$$J_i = \frac{I_i L}{e D_i (T_E) n(T_E)}, \quad (61)$$

e - ładunek elektronu,

D_i, D_E - współczynniki dyfuzji elektronów i jonów.

Symbol S_e oznacza zredukowaną gęstość strumienia energii elektronów

$$S_e = \frac{Q_e L}{k T_E D_e (T_E) n(T_E)}, \quad (62)$$

a ν - zredukowaną gęstość cząstek

$$\nu = \frac{n}{n(T_E)}. \quad (63)$$

Indeksy "E" i "C" w równaniach (54) + (59) oznaczają granicę warstwy przyemiterowej i warstwy przykolektorowej.

Symbol J_B oznacza zredukowany prąd elektronowy przenikający z emitującego kolektora do przykolektorowej granicy plazmy:

$$J_B = J_{RC} \exp\left(-\frac{u_C}{\tau C}\right) \quad \text{dla} \quad u_C > 0, \quad (64)$$

$$J_B = J_{RC} \quad \text{dla} \quad u_C < 0. \quad (65)$$

Należy podkreślić, że równania (54) + (59) muszą ulec zmianom dla innych znaków przyelektrodowych skoków potencjału (inny mechanizm przejścia cząstek przez warstwy przyelektrodowe), podobnie jak równanie (65) zmienia się w (64) przy zmianie znaku u_C . Dalszy ciąg opisu działania przetwornika składa się z bilansów prądów na granicach obszaru plazmy, rów-

nań wyrażających w nieco inny sposób gęstości strumienia energii elektronów, a także bilansu energii elektronów w obszarze plazmy, uwzględniającego jonizację objętościową:

$$J_{eE} - \frac{D_i}{D_e} J_{iE} = J_{eC} - \frac{D_i}{D_e} J_{iC}, \quad (66)$$

$$S_{eE} = J_{eE} (\sigma_E \tau_{eE} - u_E) - 2 \nu_E \left(\frac{d \tau_e}{d \xi} \right)_E, \quad (67)$$

$$S_{eC} = J_{eC} (\sigma_C \tau_{eC} - u_E - u_{p1}) - 2 \nu_C \left(\frac{d \tau_e}{d \xi} \right)_C, \quad (68)$$

$$S_{eE} - S_{eC} = - \frac{D_i}{D_e} (J_{iE} - J_{iC}) \phi_i, \quad (69)$$

przy czym wprowadzono tutaj zredukowaną współrzędną w kierunku prostopadłym do powierzchni elektrod

$$\xi = \frac{x}{L} \quad (70)$$

oraz zredukowany potencjał jonizacji cezu

$$\phi_i = \frac{V_i}{\Theta_E}. \quad (71)$$

σ jest funkcją, której wartość związana jest z mechanizmem rozproszenia elektronów i zależy od stopnia zjonizowania plazmy [1].

Dla pochodnej temperatury elektronów przyjęto

$$\left(\frac{d \tau_e}{d \xi} \right)_E = \left(\frac{d \tau_e}{d \xi} \right)_C = \frac{\tau_{eE} - \tau_{eC}}{\xi_E - \xi_C} \approx \tau_{eC} - \tau_{eE}. \quad (72)$$

Założenie to ma niewielki wpływ na wyniki obliczeń, ponieważ zawierające pochodną człony równań (67) i (68) są z reguły o 2 rzędy wielkości mniejsze od głównych członów.

W obliczeniu charakterystyki przyjęto, że zmienną niezależną jest gęstość prądu oddawanego przez przetwornik I. Dla zmiennej tej uzyskuje się dodatkowe równanie

$$I_{eE} - I_{iE} = I. \quad (73)$$

Opis działania przetwornika, złożony z 13 równań (52), (54) ÷ (59), (65), (66) ÷ (69) i (73), zawiera 14 niewiadomych.

Konieczne jest wprowadzenie dodatkowego założenia, np. odnośnie temperatury elektronów na przykolektorowej granicy plazmy, zgodnego z wieloma wynikami doświadczalnymi

$$\tau_{eC} = 1. \quad (74)$$

Rozwiązanie układu równań jest pod względem numerycznym dość trudne. Najwygodniej jest rozwiązać najpierw, przez sprowadzenie do jednego równania przestępnego na τ_{eE} , układ złożony z równań (52), (54), (55), (56), (67) i (73) i zawierający także niewiadome: ν_E , J_{eE} , J_{iE} , u_E , S_{eE} .

Równania (66), (57), (58) i (65) można wtedy sprowadzić do jednego równania przestępnego na u_C , a następnie wyznaczyć z nich ν_C , J_{eC} , J_{iC} . Z pozostałych równań oblicza się u_{p1} i S_{eC} . W ten sposób dla założonej gęstości prądu I można obliczyć napięcie na elektrodach

$$V_W = \varphi_E - \varphi_C - (u_E + u_C + u_{p1}) \Theta_E. \quad (75)$$

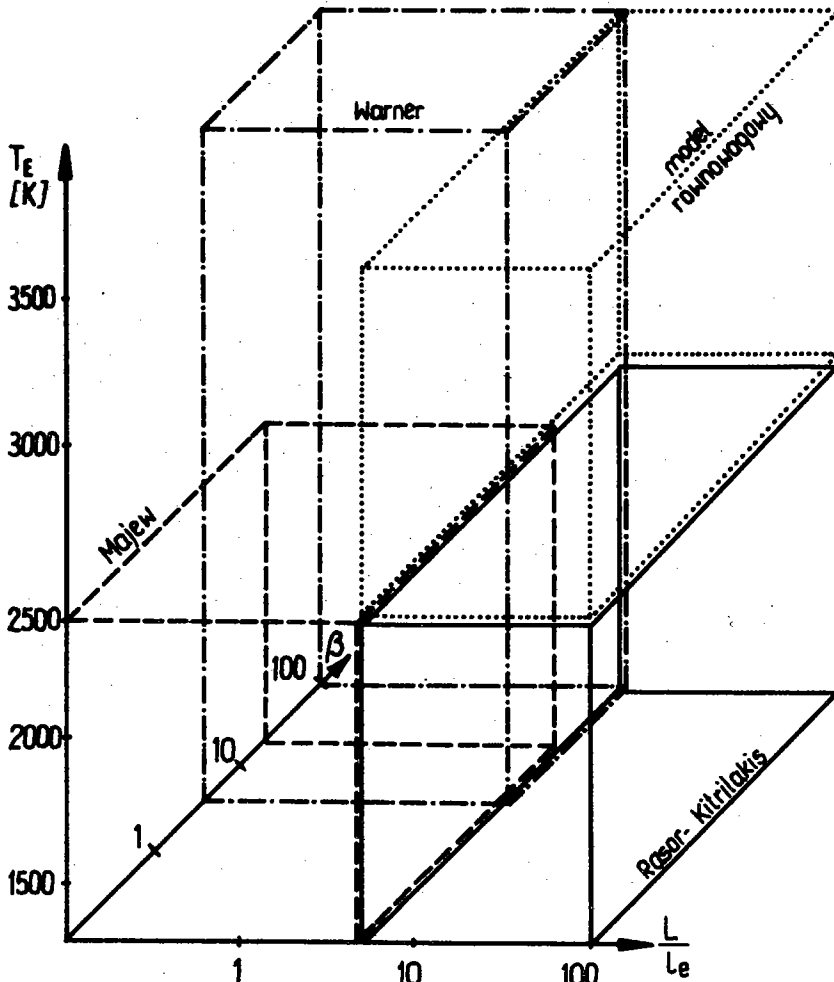
Powyższy opis pracy przetwornika można uzupełnić w prosty sposób obliczeniem wpływu pola elektrycznego na gęstość prądu emisji emitera (efekt Schottky'ego) według teorii opracowanej przez Hansena [6]. Po wyznaczeniu u_E z pierwszej grupy równań, oblicza się zmodyfikowany potencjał wyjścia emitera, a następnie znów u_E itd. kończąc proces iteracyjny po stwierdzeniu zbieżności u_E do pewnej wartości. Rozwiązanie dalszych równań ((66), (57) itd.) odbywa się bez zmian.

5.3. Zestawienie możliwości matematycznego ujęcia działania przetwornika

Rys.9 przedstawia obszary stosowalności omówionych opisów pracy przetwornika w trójwymiarowej przestrzeni parametrów T_E , β i $\frac{I}{I_e}$. Górna granica temperatury emitera dla modelu Majewa

wynika z dużego stopnia zjonizowania plazmy przy $T_E > 2500$ K, a dolna granica powierzchniowego parametru kompensacji dla modelu Warnera wynika z narzuconego w założeniach teorii warunku nadkompensacji.

Z danych doświadczalnych wiadomo, że największą sprawność w warunkach jonizacji powierzchniowej uzyskuje się dla $\frac{L}{l_e} \approx 1$ i $\beta \approx 1$, a więc wyznaczenie optimum jest możliwe dla $T_E < 2500$ K, natomiast dla $T_E > 2500$ K można uzyskać tylko przybliżone oceny.



Rys.9. Przybliżone granice stosowalności metod obliczeniowych w praktycznie interesującym wycinku przestrzeni parametrów pracy: $T_E = 1400 \div 3600$ K, $\frac{L}{l_e} = 0,1 \div 100$, $\beta = 0,1 \div 100$

W warunkach jonizacji objętościowej największa sprawność występuje przy $\frac{I}{I_e} = 5 \div 25$, a wartość β ma drugorzędne znaczenie. Zarówno model równowagowy, jak i korelacja Razora - Kitrilakisa, posłużyć mogą do wyznaczenia optymalnych warunków pracy i największej osiągalnej sprawności.

6. Obliczenia gęstości strumienia cieplnego i sprawności

Oprócz znajomości gęstości prądu i napięcia na elektrodach przetwornika, do wyznaczenia sprawności ogólnej potrzebne jest określenie spadku napięcia na przewodach i obliczenie całkowitej gęstości strumienia cieplnego powierzchni emitera.

Dla zależności podanych w niniejszym rozdziale przyjęto, że spadek napięcia na przewodzie emiterowym wynosi V_1 i wynika z gęstości prądu, wymiarów przewodu i własności jego materiału. Możliwość optymalnego ukształtowania przewodu emiterowego jest omówiona w rozdziale 7.

Przewód kolektorowy można z tych rozważań wyłączyć, ponieważ przez zastosowanie dużej powierzchni jego przekroju poprzecznego można w dowolny sposób ograniczyć spadek napięcia.

Na podstawie wyników obliczeń Bakszta, Moizesa i Niemczyńskiego [5] można w sumie strat pominąć gęstość mocy Q_p traconej przez promieniowanie plazmy i dyfuzję atomów wzbudzonych. Dla przetworników o optymalnych warunkach pracy naturalne jest także wyłączenie z rozważań strat odparowania materiału emitera Q_m i zanieczyszczeń wnętrza generatora Q_d . Podobnie, właściwa konstrukcja przetwornika może praktycznie wyeliminować stratę przewodzenia ciepła przez obudowę Q_k .

6.1. Chłodzenie elektronowe

Bilans strumieni energii elektronów dla powierzchni emitera daje następujące wyniki:

dla $\Delta \varphi_E < 0$

$$Q_e = I_{eE}(\varphi_E + \Delta \varphi_E + 2 k T_e) + I_{erE} 2 k(T_E - T_{eE}); \quad (76)$$

dla $\Delta\varphi_E > 0$

$$Q_e = I_{eE} (\varphi_E + 2 k T_{eE}) + I_R 2 k (T_E - T_{eE}); \quad (77)$$

gdzie: I_{eE} - prąd elektronowy,

I_{erE} - chaotyczny prąd elektronowy (obie wielkości dla granicy warstwy przyemiterowej).

Dla $\Delta\varphi_E < 0$, $T_{eE} = T_E$; w związku z czym drugi człon równania (76) znika.

Należy podkreślić, że model Warnera i korelacja Rasora - Kitrilakisa nie dają możliwości dokładnego obliczenia chłodzenia elektronowego, ponieważ niemożliwe jest obliczenie temperatury elektronów, a z korelacji Rasora - Kitrilakisa nie da się nawet wyznaczyć $\Delta\varphi_E$. Obliczenia oparte na danych doświadczalnych wykazują jednak, że wynikający stąd błąd jest niewielki.

6.2. Strata przez chłodzenie jonowe

Stratę tę obliczyć można ze wzoru

$$Q_i = I_{iE} (V_i - \varphi_E - \Delta\varphi_E). \quad (78)$$

Warto zauważyć, że jeśli różnica potencjałów ($\varphi_E + \Delta\varphi_E$) jest większa od V_i , tj. 3,89 V, to emisja jonów z emitera powoduje ogrzewanie tej elektrody. Ten sam efekt występuje przy $\varphi_E + \Delta\varphi_E < V_i$ i prądzie jonowym skierowanym do emitera, co jest możliwe przy odpowiednio silnej jonizacji objętościowej.

Korelacja Rasora - Kitrilakisa nie dostarcza informacji o prądzie jonowym i wyznaczenie Q_i jest dlatego niemożliwe. Przybliżone obliczenia sprawdzające wykazują jednak, że dla temperatur emitera 1400 ÷ 2400 K, wynikający stąd błąd wartości całkowitego natężenia strumienia cieplnego jest pomijalnie mały.

6.3. Strata przez przewodzenie ciepłe cezu

Gęstość strumienia ciepła, przewodzonego przez parę cezu, obliczyć można z empirycznej zależności

$$Q_{\text{G}} = \frac{\lambda_m (T_E - T_C)}{L + 1,15 \cdot 10^{-5} \cdot (T_E + T_C) \cdot \frac{1}{P_R}} \quad (79)$$

Wielkość λ_m określona jest z zależności:

$$\lambda_m = a(T_m) \cdot T_m^{\frac{1}{2}}, \quad (80)$$

$$T_m = \frac{2}{3} \frac{\left(T_E^{\frac{3}{2}} - T_C^{\frac{3}{2}}\right)^2}{T_E - T_C}, \quad (81)$$

przy czym funkcja "a", wyznaczona doświadczalnie, podana jest w formie wykresu w pracy Kitrilakisa i Meekera [12].

6.4. Strata wskutek przewodzenia ciepła przez przewód elektryczny

Obliczenie tej straty podane jest w pracy M. Zgorzelskiego i autora [21]. Końcowa zależność ma postać

$$Q_1 = \frac{\pi^2}{6} \frac{\Theta_E^2 - \Theta_Z^2}{v_1} I - \frac{I v_1}{2}, \quad (82)$$

gdzie: $\Theta_Z = 8,62 \cdot 10^{-5} T_Z$, przy czym T_Z jest pewną temperaturą wynikającą z warunków chłodzenia przewodu.

6.5. Strata przez promieniowanie

Stratę przez promieniowanie można dla płaskorównoległego układu elektrod obliczyć ze wzoru Christiansena, zaniedbując efekty brzegowe związane ze skończonymi wymiarami przetwornika

$$Q_T = \sigma \epsilon_{\text{ef}} \left[\left(\frac{T_E}{100}\right)^4 - \left(\frac{T_C}{100}\right)^4 \right], \quad (83)$$

gdzie: $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-4} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2 \text{K}^4}$,

$$\epsilon_{\text{ef}} = \frac{1}{\frac{1}{\epsilon_E} + \frac{1}{\epsilon_C} - 1}, \quad (84)$$

oraz: ϵ_E , ϵ_C - emisyjności materiałów emitera i kolektora.

6.6. Gęstość strumienia ciepłego i sprawność

Gęstość strumienia ciepłego na powierzchni emitera można w praktycznym przybliżeniu obliczyć z równania

$$Q_E = Q_e + Q_i + Q_g + Q_l + Q_r . \quad (85)$$

Dla sprawności ogólnej uzyskuje się zależność

$$\eta = \frac{I (V_w - V_l)}{Q_e + Q_i + Q_g + Q_l + Q_r} . \quad (86)$$

7. Optymalizacja sprawności

Stosując opisy przedstawione w poprzednich rozdziałach, działanie przetwornika określić można przez podanie następujących wielkości:

- temperatury emitera T_E ,
- temperatury kolektora T_C ,
- temperatury nasycenia cezu T_R ,
- potencjału wyjścia emitera φ_E ,
- potencjału wyjścia kolektora φ_C ,
- spadku napięcia na przewodzie emiterowym V_l ,
- odległości międzyelektrodowej L ,
- emisyjności materiału emitera ϵ_E ,
- emisyjności materiału kolektora ϵ_C ,
- temperatury zewnętrznej T_z .

Między niektórymi z tych wielkości istnieją w praktyce wzajemne powiązania. Przykładowo: dla konkretnego materiału w określonej temperaturze znana jest emisyjność cieplna, a dodatkowo znana temperatura pary cezu stykającej się z powierzchnią materiału określa jego potencjał wyjścia. W dalszej analizie związki te są całkowicie pominięte, tzn. wyliczone wyżej wielkości traktowane są jako zmienne niezależne. Podkreślić należy, że nie jest to bynajmniej idealizacja, lecz zabieg pozwalają-

cy na przewyciężenie ograniczeń występujących w eksperymentach i uzyskanie bardziej ogólnego obrazu całości problemu.

7.1. Sformułowanie problemu optymalizacyjnego

Wpływ zmiennych na sprawność ogólną przetwornika badać można drogą optymalizacji, wyznaczając w opisywanej przez nie wielowymiarowej przestrzeni "korytarze", w których sprawność jest najwyższa.

Wielkości ϵ_E , ϵ_C , i T_Z nie można oczywiście optymalizować, lecz trzeba je przyjąć jako narzucone parametry.

Parametrami optymalizacji mogą być także - podobnie jak we wcześniejszych badaniach sprawności - φ_C i T_E .

Ze względu na brak danych o wpływie T_R na osiągalną sprawność należy i tę wielkość potraktować jako parametr. Sprawność traktuje się zatem jako funkcję postaci

$$\varrho = \psi(V_W, V_L, \varphi_E, T_C, L; \varphi_C, T_E, T_R, \epsilon_E, \epsilon_C, T_Z), \quad (87)$$

gdzie wielkości przed znakiem średnika uważane są za zmienne niezależne, a wielkości po znaku średnika - za parametry.

Poszukuje się rozwiązania układu równań o postaci:

$$\frac{\partial \varrho}{\partial V_W} = 0, \quad (88)$$

$$\frac{\partial \varrho}{\partial V_L} = 0, \quad (89)$$

$$\frac{\partial \varrho}{\partial \varphi_E} = 0, \quad (90)$$

$$\frac{\partial \varrho}{\partial T_C} = 0, \quad (91)$$

$$\frac{\partial \varrho}{\partial L} = 0. \quad (92)$$

7.2. Możliwości rozwiązania problemu optymalizacyjnego

Analityczne rozwiązanie układu równań (88) ÷ (92) dla przedstawionych metod obliczenia sprawności rzeczywistej nie jest możliwe. Równanie (88) istnieje w postaci jawnej tylko dla korelacji Rasora - Kitrilakisa, kiedy można je zapisać w formie

$$\psi_{1A}(V_W, \varphi_E; \varphi_C) = 0. \quad (93)$$

Dla modelu Warnera możliwe jest tylko przybliżone obliczenie optymalnego napięcia na elektrodach przez wyznaczenie napięcia w granicznym punkcie nasycenia charakterystyki

$$\psi_{1B}(V_W, \varphi_E; \varphi_C, T_E, T_R) = 0. \quad (94)$$

W obliczeniach z zastosowaniem teorii Majewa, V_W wyznacza się metodą kolejnych przybliżeń z zależności o postaci

$$\psi_{1C}(V_W, V_1, \varphi_E, T_C, L; \varphi_C, T_E, T_R, \epsilon_E, \epsilon_C, T_Z) = 0. \quad (95)$$

Zależność zbliżoną do (95) można także opracować dla modelu równowagowego. Inną możliwością jest przyjęcie, że optimum charakterystyki znajduje się w punkcie $I = \frac{I_R}{2}$, (tzn. ekstrapolacja wyniku Rasora - Kitrilakisa na obszar wyższych temperatur emitera). Następstwem tego założenia jest relacja typu

$$\psi_{1D}(V_W, \varphi_E, T_C, L; \varphi_C, T_E, T_R) = 0. \quad (96)$$

Równanie (89) można znaleźć w postaci analitycznej, różniczkując względem V_1 funkcję zdefiniowaną równaniem (82). Uzyskuje się wtedy równanie kwadratowe na V_1 , którego rozwiązaniem jest

$$V_1 = \frac{-I X + D^{\frac{1}{2}}}{I Y}, \quad (97)$$

$$\text{gdzie: } X = \frac{\pi^2}{6} I (\Theta_E^2 - \Theta_Z^2), \quad (98)$$

$$D = I^2 X^2 + 4 P_W X I Y, \quad (99)$$

$$P_W = I V_W, \quad (100)$$

$$Y = Q_e + Q_i + Q_g + Q_r - \frac{P_W}{2}. \quad (101)$$

Równanie (90), służące do obliczenia optymalnej wartości φ_E , rozwiązywać można dla wszystkich opisów metodą kolejnych przybliżeń, bez znajdowania jego postaci analitycznej. Jest to zależność o postaci

$$\psi_3 (V_W, V_1, \varphi_E, T_C, L; \varphi_C, T_E, T_R, \epsilon_E, \epsilon_C, T_Z) = 0. \quad (102)$$

Równanie (91), którego istnienie wynika z dostępnych danych doświadczalnych, jest określone bliżej tylko dla korelacji Rasora - Kitrilakisa - wynika ono mianowicie z zależności (51) i ma postać

$$\psi_4 (\varphi_E, T_C; \varphi_C, T_E) = 0. \quad (103)$$

Wydaje się, że równanie (103) da się wykorzystać także w pozostałych opisach działania przetwornika, przy czym na obszar zastosowania modelu równowagowego można ekstrapolować zależność (51). Dla jonizacji powierzchniowej, optymalna gęstość prądu nasycenia termoemisji kolektora wynosić powinna około $0,01 \cdot I_R$.

Równanie (92) zastąpić można znanymi z doświadczeń zależnościami dla optymalnej odległości elektrodowej

$$\psi_5 (L; T_E, T_R) = 0. \quad (104)$$

Układ równań (88) ÷ (92) można zatem dla konkretnego opisu działania przetwornika zastąpić układem, złożonym z jednego z równań (93) ÷ (96) oraz zależności (97), (102), (103) i (104). Dla narzuconych wartości parametrów można stąd wyznaczyć optymalne wartości zmiennych.

8. Osiągalna sprawność przetwornika termionicznego w szeregowej baterii

Ze względu na niskie (rzędu 1V) napięcie użyteczne pojedynczej diody cezowej, w instalacjach energetycznych przewiduje się łączenie przetworników w szeregowie baterie. Układ taki posiada cechy ułatwiające obliczenia sprawności pojedynczego przetwornika, a mianowicie pomijając jeden przetwornik na końcu baterii można ją tak podzielić, aby zniknęły przewody kolektorowe, a do każdego przetwornika należał przewód emiterowy o temperaturze chłodniejszego końca równej T_C (to znaczy $T_Z = T_C$).

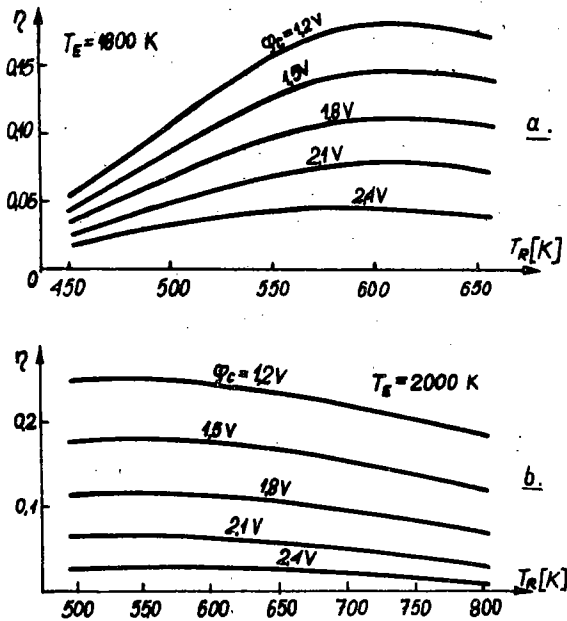
Zakładając, że kolektor jest ciałem doskonale czarnym ($\epsilon_C = 1$), a emisyjność cieplna materiału emitera równa jest emisyjności wolframu przy danej temperaturze T_E , przeprowadzono numeryczne obliczenia największej osiągalnej sprawności i optymalnych warunków pracy szeregowej baterii przetworników. Dla każdego z opisów działania przetwornika opracowano odpowiedni program dla maszyny cyfrowej, umożliwiającą "tablicowanie" maksymalnej sprawności oraz optymalnych wartości zmiennych. Obliczenia przeprowadzono w następujących zakresach parametrów:

- 1) praca z jonizacją powierzchniową:
 - a) temperatura emitera $T_E = 1400 \div 2400$ K (model Majewa),
 - b) $T_E = 2400 \div 3600$ K (model Warnera);
temperatura nasycenia cezu $T_R = 450 \div 650$ K (ciśnienie nasycenia $P_R = 0,029 \div 10,70$ mm Hg), potencjał wyjścia kolektora $\varphi_C = 1,2+2,4$ V.
- 2) praca z jonizacją objętościową:
 - a) $T_E = 1400 \div 2400$ K (korelacja Rasora - Kitrilakisa),
 - b) $T_E = 2400 \div 3600$ K (model równowagowy),
 $T_R = 500 \div 800$ K ($P_R = 0,20 \div 126,1$ mm Hg),
 $\varphi_C = 1,2+2,4$ V.

9. Wyniki obliczeń

Kontrola wyników numerycznych wykazała, że w zakresach T_E 2200 ÷ 2400 K przy jonizacji powierzchniowej i 2400 ÷ 2800 K przy jonizacji objętościowej, wyniki mogą być niedokładne z powodu naruszenia warunków stosowalności opisów pracy przetwornika.

W całym zbadanym obszarze parametrów stwierdzono, że temperatura cezu posiada pewne wartości optymalne dla obu rodzajów jonizacji, umożliwiające realizację największej sprawności przy narzuconych: temperaturze emitera i potencjale wyjścia kolektora.



Rys.10. Przykładowe wyniki obliczeń maksymalnej sprawności przy pracy: a) z jonizacją powierzchniową, b) z jonizacją objętościową

Przy jonizacji powierzchniowej optymalna temperatura cezu występuje bardzo wyraźnie (rys.10a). Zbyt niska wartość T_R powoduje bowiem, że do wytworzenia ilości jonów niezbędnej do kompensacji ładunku przestrzennego potrzebny jest duży potencjał wyjścia emitera, co ogranicza gęstość prądu i moc użyteczną. Zbyt duże T_R powoduje, że moc użyteczna zmniejsza się przez obniżenie φ_E i V_W (zbyt wysokie φ_E , tzn. nadmiar jonów, też powoduje dodatkową

stratę napięcia), a strata przez przewodzenie ciepłe w cezie wzrasta.

Przy jonizacji objętościowej obraz zależności jest inny (rys.10b).

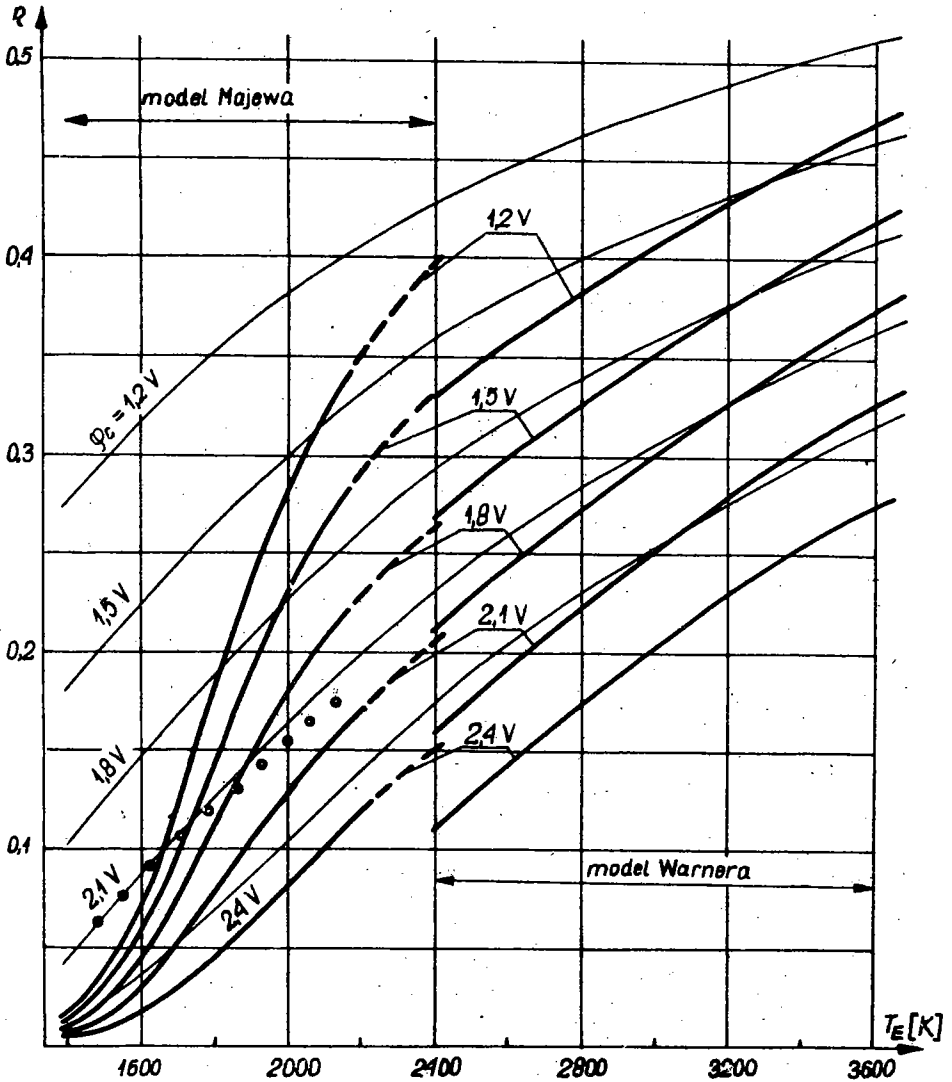
Sprawności obliczone dla $T_R = 500$ K mogą być zawyżone, ponieważ optymalna odległość międzyelektrodowa wynosi wtedy ponad 2,5 mm i zaniedbanie efektów brzegowych w przetworniku zaniża wartości strat przez promieniowanie i przez przewodzenie cezu, a zawyża moc użyteczną. Natomiast przy odległościach międzyelektrodowych obliczonych dla $T_R = 550 + 600$ K efekty brzegowe można już zaniedbać.

Rezygnując z dokładniejszych obliczeń, w dalszym ciągu za zakres optymalnych temperatur cezu przy jonizacji objętościowej przyjęto $T_R = 550 + 600$ K, a dla jonizacji powierzchniowej optymalną temperaturę cezu znajdowano w przybliżony sposób z wykresów analogicznych do rys.10a. Wyniki obliczeń maksymalnej sprawności przedstawić można w układzie 2 parametrów, T_E i φ_C . Rys.11 przedstawia największą osiągalną sprawność przy jonizacji powierzchniowej, a rys.12 - przy jonizacji objętościowej. Tłem obu wykresów są krzywe przedstawiające wartości uzyskane dla modelu idealnego [21].

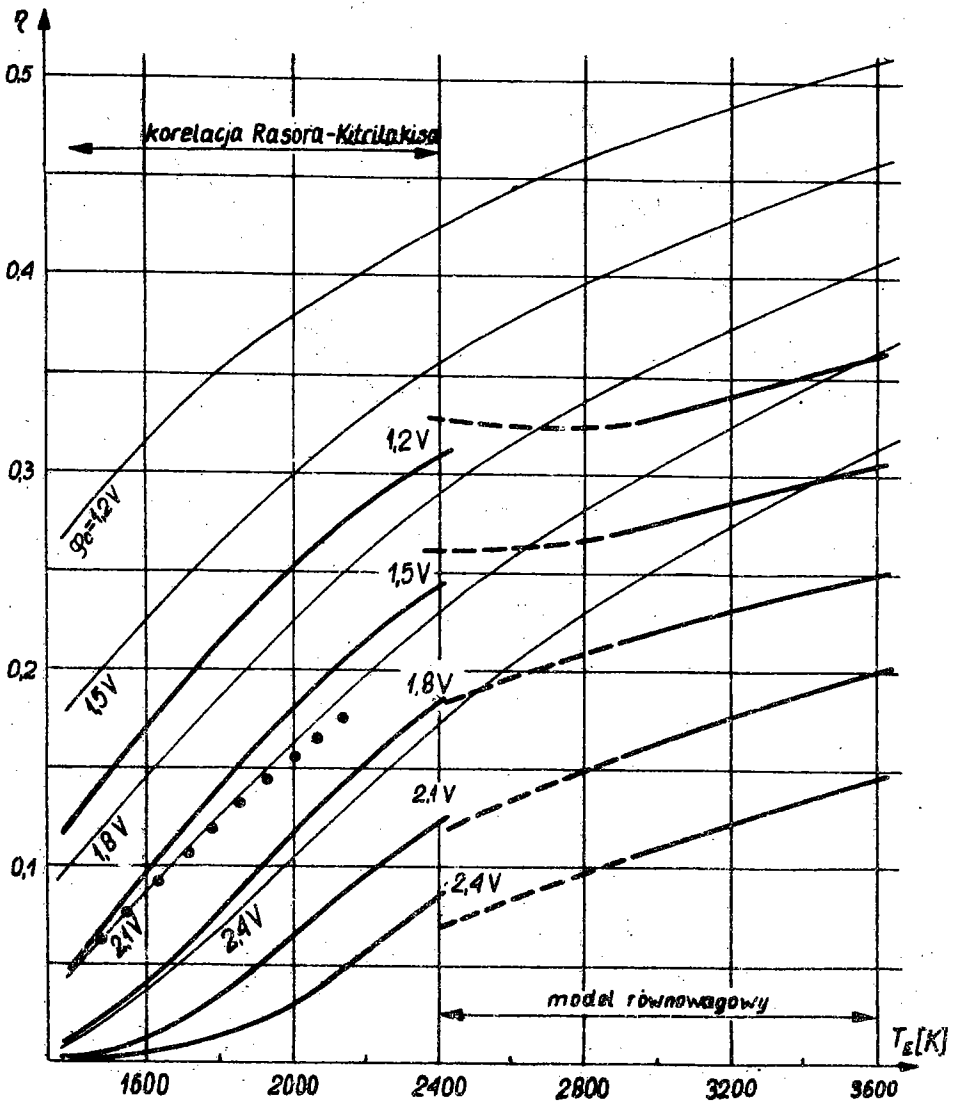
Z wykresu sprawności przy jonizacji powierzchniowej wynika znaczenie temperatury emitera dla możliwości termodynamicznych tego sposobu pracy. Przy $T_E < 2000$ K wytwarzanie jonów wymaga tak dużego potencjału wyjścia emitera, że osiągalne sprawności są wskutek małej gęstości prądu niewielkie. Przy temperaturach emitera powyżej 2600 K, osiągalna sprawność bliska jest granicy wyznaczonej przez model idealny, gdyż kompensacja ładunku przestrzennego nie stanowi już problemu.

Krzywe sprawności w warunkach jonizacji objętościowej wykazują, że intensywniejsze rozpraszanie elektronów, wskutek większej niż przy jonizacji powierzchniowej odległości między elektrodami ogranicza osiągalną sprawność, mimo że niekorzystny wpływ temperaturowej charakterystyki jonizacji powierzchniowej nie występuje. Duży stopień zjonizowania plazmy i związane z tym oddziaływania Coulombowskie dodatkowo zwiększają rozpraszanie elektronów przy temperaturach emitera powyżej 3000 K.

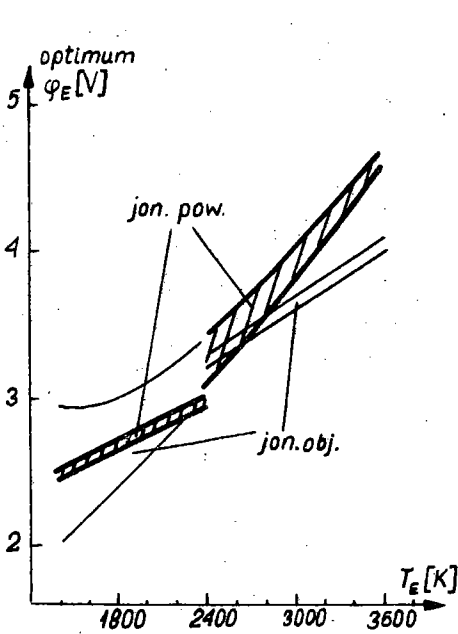
Rys.13 przedstawia optymalne wartości potencjału wyjścia emitera, a rys.14 - gęstość mocy na powierzchni emitera w warunkach optymalnych. Rys.15 podaje oszacowania optymalnej odległości międzyelektrodowej, które jednak mogą być niezbyt



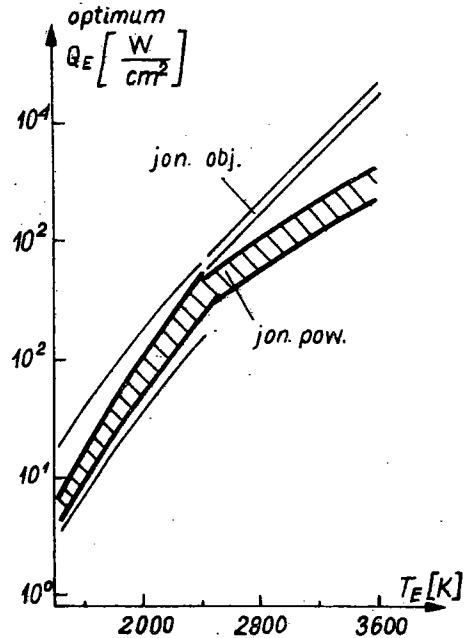
Rys.11. Największa osiągalna sprawność przetwornika przy pracy z jonizacją powierzchniową (cienkie linie - maksymalna sprawność przetwornika idealnego)



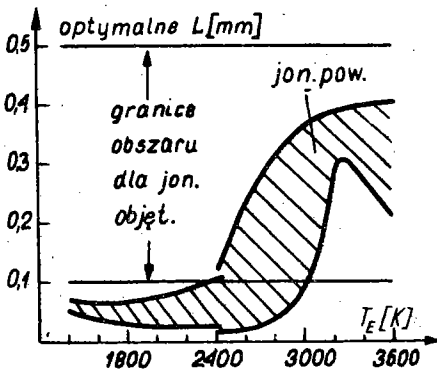
Rys.12. Największa osiągalna sprawność przetwornika przy pracy z jonizacją objętościową (cienkie linie - maksymalna sprawność przetwornika idealnego)



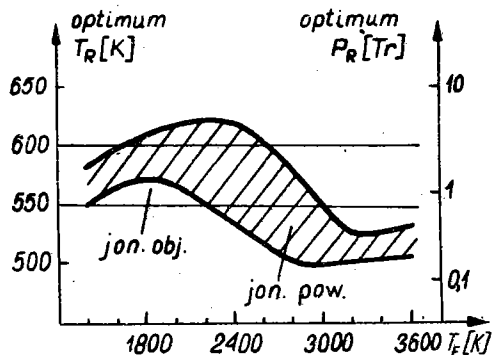
Rys. 13. Optimalny potencjał wyjścia emitera przy pracy z jonizacją powierzchniową i z jonizacją objętościową



Rys. 14. Całkowity strumień mocy na powierzchni emitera w optymalnych warunkach pracy. Linie grube - jonizacja powierzchniowa, cienkie - jonizacja objętościowa

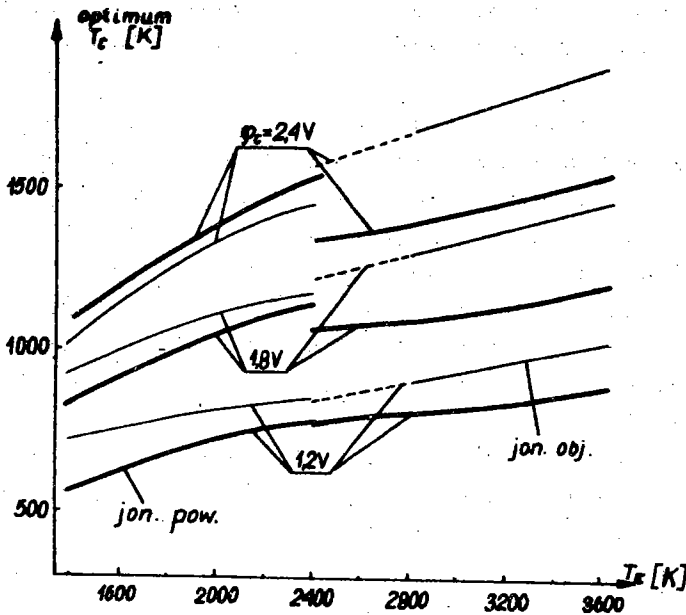


Rys. 15. Oszacowanie optymalnej odległości międzyelektrodowej w funkcji temperatury emitera. Obszar zakreskowany - praca z jonizacją powierzchniową



Rys. 16. Optymalna temperatura nasycenia cezu. Obszar zakreskowany - praca z jonizacją powierzchniową

dokładne ze względu na ostrą zależność tej zmiennej od wyznaczonych w sposób przybliżony optymalnych wartości temperatury cezu (rys.16). Na rys.17 przedstawiono wyniki obliczeń optymalnej temperatury kolektora.



Rys.17. Oszacowanie optymalnej temperatury kolektora. Linie grube - praca z jonizacją powierzchniową, cienkie - z jonizacją objętościową

10. Wnioski

Wyniki obliczeń osiągalnej sprawności, przy użyciu modeli matematycznych stanowiących najlepsze w obecnym stanie wiedzy opisy działania przetworników termionicznych, układają się znacznie poniżej dotychczasowych ocen teoretycznych. Najlepsze uzyskane dotąd sprawności eksperymentalne (linia punktowana na rys.11 i 12) potwierdzają znalezione zależności. Sprawności te uzyskiwano przy pracy przetworników z jonizacją objętościową i przy najniższym praktycznie możliwym potencjale wyjścia kolektora około $1,5 - 1,6$ V. Na rysunku 12 jest widoczne, że w eksperymentach zbliżono się do granic możliwości, wynikających z praw termodynamiki.

Z rysunku 11 widać natomiast, że przy temperaturze emitera $1650 \div 2200$ K praca z jonizacją powierzchniową pozwala na podwyższenie sprawności przy tym samym potencjale wyjścia emitera. Brak danych eksperymentalnych, które mogłyby potwierdzić ten wniosek, wiąże się z trudnościami technicznymi realizacji bardzo małych odległości międzyelektrodowych, jakie były tutaj niezbędne.

Wyniki pracy można uznać za potwierdzenie potencjalnych możliwości zastosowań generatorów, ponieważ obliczona sprawność jest duża i można ją uzyskać przy temperaturze dolnego źródła ciepła wystarczająco wysokiej na to, aby instalację przetwornikową dało się skojarzyć z wysokosprawnym członem konwencjonalnym. Powierzchniowe gęstości mocy są w optymalnych warunkach duże, co stwarza możliwość budowy urządzeń o korzystnych wskaźnikach ekonomicznych.

Kwestia technicznej realizacji najkorzystniejszych warunków pracy pozostaje otwarta. Wyniki pracy, zwłaszcza ocena wpływu parametrów cezu na osiągalną sprawność wykazują, że:

1) aby znaleźć się w pobliżu bezwzględного maksimum sprawności dla zadanej temperatury emitera, zapewnić trzeba odpowiednią kombinację temperatury cezu, potencjału wyjścia emitera i odległości międzyelektrodowej,

2) ponieważ optimum sprawności w zależności od temperatury cezu jest dość płaskie, istnieją - ograniczone wprawdzie - możliwości takiego doboru tej temperatury, aby pewne zestawy potencjału wyjścia emitera i odległości międzyelektrodowej - np. pożądane ze względów technicznych czy ekonomicznych - zapewniały pracę ze sprawnością niewiele mniejszą od największej możliwej przy danym T_E ,

3) pełny zakres możliwości jest dostępny tylko pod warunkiem opracowania technologii budowy przetworników o odległościach międzyelektrodowych mniejszych od 0,1 mm, co pozwoliłoby na tworzenie kombinacji parametrów, optymalnych przy jonizacji powierzchniowej.

Przedstawiony materiał numeryczny odnośnie optymalnych warunków pracy przetwornika wykorzystać można bezpośrednio do dwu zasadniczych celów:

- 1) ustalenia najkorzystniejszych zakresów stosowania istniejących materiałów elektrodowych,
- 2) sformułowania wytycznych do badań nad nowymi materiałami elektrodowymi.

Niektóre oznaczenia

- I_{SL} - gęstość prądu emisji jonów z powierzchni emitera (wszystkie gęstości prądów w $\frac{A}{cm^2}$)
- I_R - gęstość prądu emisji ciepłej elektronów z powierzchni emitera
- I_{RC} - gęstość prądu emisji ciepłej elektronów z powierzchni kolektora
- I_e - gęstość prądu elektronów
- I_i - gęstość prądu jonów
- I - gęstość prądu płynącego w obwodzie zewnętrznym
- n - gęstość liczbowa cząstek naładowanych w cm^{-3}
- n_R - gęstość liczbowa atomów cezu w cm^{-3}
- L - odległość międzyelektrodowa w cm
- T_E - temperatura emitera (wszystkie temperatury w K)
- T_C - temperatura kolektora
- T_R - temperatura zbiornika cezu
- T_e - temperatura elektronów
- T_i - temperatura jonów
- V - napięcie użyteczne przetwornika (wszystkie napięcia i różnice potencjałów w V)
- V_w - napięcie na elektrodach
- V_l - spadek napięcia w przewodzie elektrycznym
- φ_E - potencjał wyjścia emitera
- φ_C - potencjał wyjścia kolektora
- $\Delta\varphi_E$ - spadek potencjału w warstwie przyemiterowej
- $\Delta\varphi_C$ - spadek potencjału w warstwie przykolektorowej
- $\Delta\varphi_{pl}$ - spadek potencjału w plazmie
- β - powierzchniowy parametr kompensacji (wielkość bezwymiarowa)
- η - sprawność rzeczywista przetwornika (wielkość bezwymiarowa)

Bibliografia

1. Bakszt F.G., Djużew G.A., Korobowa I.L., Kaplan W.B., Martinowski A.M., Moizes B.Ja., Szachnazarowa G.A., Juriew W.G. Żurn. Tiechn. Fiziki, 1968, t.38, s.1075.
2. Bakszt F.G., Korobowa I.L., Moizes B.Ja.: Żurn Tiechn. Fiziki, 1969, t.39, s.408.
3. Bakszt F.G., Moizes B.Ja.: Żurn Tiechn.Fiziki, 1965, t.35, nr 2.
4. Bakszt F.G., Moizes B.Ja., Mielikija M.G.: Żurn Tiechn. Fiziki, 1965, t.35, s.1621.
5. Bakszt F.G., Moizes B.Ja., Niemczinski W.A.: Żurn Tiechn. Fiziki, 1966, t.36, s.324.
6. Hansen L.K.: J.Appl. Phys., 1967, t.38, s.4345.
7. Hansen L.K., Warner C.: Proc.Thermonic Conversion. Spec. Conf., Gatlinburg, Tenn. 1963, s.51,
8. Hensley E.B.: J.Appl. Phys., 1961, t. 32, s.301.
9. Hernqvist K.G., Kanefsky M., Norman F.H.: RCA Rev., 1958,
10. Houston J.M.: J.Appl. Phys., 1959, t.30, s.481.
11. Ingold J.H.: J.Appl. Phys., 1961, t.32, s.769.
12. Kitrilakis S., Meeker M.: Adv.Energy Conv., 1963. t.3, s. 59.
13. Majew S.A., Stachanow I.P., Guśkow Ju. K., Zjukow W.I., Paszczenko W.P.: Żurn. Tiechn.Fiziki 1967, t.37, s.1079, 1090.
14. Moizes B. Ja., Bakszt F.G.: Żurn. Tiechn. Fiziki, 1968, t.38, s.709.
15. Rasor N.S.: J.Appl. Phys., 1960, t.31, s.163.
16. Rasor N.S.: Adv.Energy Conv., 1962, t.2, s.545.
17. Rasor N.S., Kitrilakis S.S.: Proc.Thermonic Conversion Spec. Conf., Cleveland, Ohio 1964, s.227.
18. Schock A.: J. Appl.Phys., 1961, t.32, s.1564.
19. Staniszewski B., Zgorzelski M.: Materiały sympozjum "Nowe kierunki w przetwarzaniu ciepła w energię elektryczną", Warszawa 1968, s.58.
20. Urbaniec K., Zgorzelski M.: J.Appl. Phys., 1966, t.37, s.4293.

21. Urbaniec K., Zgorzelski M.: Adv. Energy Conv., 1968, t.7, s.183.
22. Warner C.: Proc. Thermonic Conversion Spec. Conf., Gatlinburg, Tenn. 1963, s.51.
23. Webster A. F.: J. Appl. Phys., 1959, t.30, s.488.
24. Wilson V.C.: J. Appl. Phys., 1959, t.30, s.475.
25. Wołkow N.W., Guśkow Ju.K., Zjukow W.I., Paszczenko W.P.: Żurn. Tiechn. Fiziki, 1966, t.36, s.1475.
26. Webster H.F., Houston J.M.: Adv. Electronics and Electron Physics, Academic Press London, 1962, s.130.
27. Direct Energy Conversion. Mc Graw-Hill. New York 1967, s.130.

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИЗУЧЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ПОЛЕЗНОГО
ДЕЙСТВИЯ ТЕРМОЭЛЕКТРОННЫХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ ЭНЕРГИИ

К р а т к о е с о д е р ж а н и е

Представлено теоретические методы вычисления к.п.д. термоэлектронных генераторов-диодов с парами цезия в широком диапазоне изменения основных параметров работы. Коэффициент полезного действия вычисляется в поверхностном и объемном режимах работы генератора. Составлено математическое описание оптимальных условий работы, делающее возможным вычисление максимального к.п.д. Для генераторов соединенных в рядовую батарею проведено вычисления, результаты которых составлено на графиках. В обоих ионизационных режимах при наличии данных в виде температуры катода и работы выхода анода находятся оптимальные температуры цезия.

A. Theoretical Analysis of the Efficiency of
Thermionic Energy Converters

S u m m a r y

Theoretical methods of calculation of the efficiency of cesium diode thermionic generators, in a wide range of operating conditions are presented. The calculation of the efficiency is possible for both the unignited and ignited modes of converter operation.

A mathematical description of the optimum operating conditions of the converter, which allows finding of the maximum attainable conversion efficiency, is also presented. For the case of series-connected battery of converters, numerical values have been computed and the results are presented on graphs. It has been found, that in both ionization modes, given emitter temperature and collector work function, an optimum temperature of cesium exist.

Rękopis dostarczone w grudniu 1970 r.