



*Jarosław Sikora*

# Termoemisyjne źródła elektronów

## Uwarunkowania polaryzacyjne

MONOGRAFIE

Lublin 2019

*Rodzicom*

# Monografie – Politechnika Lubelska



Politechnika Lubelska  
Wydział Elektrotechniki i Informatyki  
ul. Nadbystrzycka 38A  
20-618 Lublin

Jarosław Sikora

# Termoemisyjne źródła elektronów

## Uwarunkowania polaryzacyjne



Wydawnictwo Politechniki Lubelskiej  
Lublin 2019

Recenzent:  
dr hab. inż. Sławomir Ciężczyk, Politechnika Lubelska

Publikacja wydana za zgodą Rektora Politechniki Lubelskiej

© Copyright by Politechnika Lubelska 2019

ISBN: 978-83-7947-365-6

Wydawca: Wydawnictwo Politechniki Lubelskiej  
[www.biblioteka.pollub.pl/wydawnictwa](http://www.biblioteka.pollub.pl/wydawnictwa)  
ul. Nadbystrzycka 36C, 20-618 Lublin  
tel. (81) 538-46-59

Druk: TOP Agencja Reklamowa Agnieszka Łuczak  
[www.agencjatop.pl](http://www.agencjatop.pl)

---

Elektroniczna wersja książki dostępna w Bibliotece Cyfrowej PL [www.bc.pollub.pl](http://www.bc.pollub.pl)  
Nakład: 50 egz.

# Spis treści

Wykaz najczęściej występujących oznaczeń .....	7
<b>1. Wstęp .....</b>	<b>9</b>
<b>2. Termoemisja elektronowa .....</b>	<b>15</b>
2.1. Równanie Richardsons-Dushmanna .....	15
2.2. Kontaktowa różnica potencjałów .....	19
2.3. Termoemisyjne źródło elektronów.....	22
<b>3. Wybrane zastosowania termoemisyjnych źródeł elektronów .....</b>	<b>31</b>
3.1. Wytwarzanie energii elektrycznej .....	31
3.1.1. Termoemisyjny przetwornik energii cieplnej w elektryczną .....	31
3.1.2. Przetwornik energii z fotonowo wzmocnioną termoemisją elektronową .....	39
3.2. Termoemisyjne chłodzenie elektronowe .....	45
3.3. Przyrządy pomiarowe z termoelektronową wiązką jonizującą .....	51
<b>4. Polaryzacja źródła w układzie wytwarzania energii elektrycznej .....</b>	<b>61</b>
<b>5. Układy polaryzacji termoemisyjnego źródła elektronów w przyrządach     pomiarowych z jonizacją gazu .....</b>	<b>73</b>
5.1. Pomiar natężenia prądu termoemisji elektronowej w obwodzie zasilania anody .....	73
5.2. Pomiar natężenia prądu termoemisji elektronowej w obwodzie zasilania katody .....	84
<b>6. Stabilizacja natężenia prądu termoemisji elektronowej i napięcia     przyśpieszającego elektrony .....</b>	<b>89</b>
<b>7. Podsumowanie .....</b>	<b>93</b>
<b>Literatura .....</b>	<b>95</b>
<b>Streszczenie .....</b>	<b>105</b>
<b>Abstract .....</b>	<b>106</b>



## Wykaz najczęściej występujących oznaczeń

$B$	– indukcja magnetyczna
$e$	– ładunek elementarny
$E$	– energia
$E_F$	– energia Fermiego
$E_0$	– natężenie pola elektrycznego
$E_g$	– szerokość pasma wzbronionego
$d$	– odległość katoda-anoda
$h$	– stała Heisenberga
$I$	– natężenie prądu termoemisji elektronowej źródła elektronów
$I_a$	– natężenie prądu anody
$I_k$	– natężenie prądu katody
$I_{PETE}$	– natężenie prądu przetwornika z fotonowo wzmocnioną termoemisją elektronową
$j$	– gęstość natężenia prądu
$j_n$	– gęstość natężenia prądu nasycenia
$j_{kr}$	– gęstość natężenia prądu krytycznego
$k$	– stała Boltzmann
$K_u$	– wzmocnienie napięciowe
$l$	– długość
$m$	– masa elektronu
$n$	– koncentracja
$P$	– moc
$P^*$	– gęstość mocy
$Q$	– energia cieplna
$T_k$	– temperatura katody
$T_a$	– temperatura anody
$s$	– wrażliwość
$S_k$	– powierzchnia katody
$S_a$	– powierzchnia anody
$U_{knt}$	– napięcie kontaktowe
$U_k$	– spadek potencjału elektrostatycznego na katodzie



$U$	– napięcie na zaciskach katoda-anoda termoemisyjnego źródła elektronów
$U_{ref1}, U_{ref2}$	– napięcia referencyjne
$U_z$	– napięcie zasilania obwodu anodowego
$z$	– liczba naturalna opisująca krotność jonizacji atomu, molekuly
$\Delta E_{pk}$	– energia potencjalna elektronu określona względem pracy wyjścia katody
$\Delta E_{pa}$	– energia potencjalna elektronu określona względem pracy wyjścia anody
$\varepsilon$	– współczynnik emisyjności
$\chi$	– powinowactwo elektronowe
$\phi_k$	– praca wyjścia elektronu dla katody
$\phi_a$	– praca wyjścia elektronu dla anody
$\eta$	– sprawność energetyczna
$\nu$	– częstotliwość
$\sigma$	– stała Stefana-Boltzmannna
A	– anoda
j.m.a.	– jednostka masy atomowej
K	– katoda
KE	– kolektor elektronów
KJ	– komora jonizacyjna
PETE	– Photon Enhanced Thermionic Emission
WO	– wzmacniacz operacyjny
WP	– wzmacniacz pomiarowy
WR	– wzmacniacz różnicowy

# 1. Wstęp

Rozwój zastosowań termoemisyjnych źródeł elektronów jest stymulowany rozwojem technologii, między innymi wytwarzania materiałów o niskiej pracy wyjścia elektronu, wysokotemperaturowych materiałów izolacyjnych, struktur w mikro- i nanoskali ulokowanych w próżniowych mikrokapsułach, a także rozwojem elektronicznych układów polaryzacji termoemisyjnych źródeł elektronów. Parametry elektryczne źródeł zależą od ich budowy i uwarunkowań polaryzacyjnych. W konsekwencji, źródła mogą pracować zarówno w zakresie wytwarzania jak i pochłaniania energii elektrycznej. W pierwszym przypadku są wykorzystane do przetwarzania energii cieplnej w elektryczną [44], [54], [68] w drugim, do wytwarzania wiązek elektronowych o zadanym natężeniu i energii elektronów, wykorzystywanych, między innymi, do jonizacji gazu w próżniowych przyrządach pomiarowych [29] [47], [103], [106], termoemisyjnym chłodzeniu elektronowym [9], [13], [15], [46], [70], ewaporacji wiązek molekularnych [2], [16], [71], [77], [83], generacji i przetwarzania sygnałów elektrycznych, w tym – sygnałów o częstotliwości rzędu THz z wykorzystaniem próżniowych termoemisyjnych oscylatorów z wnęką rezonansową [48].

W swojej zasadzie działania źródła wykorzystują fascynujące zjawisko termoemisji elektronowej, polegające na emisji z powierzchni ogrzanego materiału elektronów. Proces termoemisji elektronów w źródle wywołuje przepływ prądu elektrycznego w obwodzie zamkniętym, któremu towarzyszy chłodzenie katody i ogrzewanie anody. Natężenie  $I$  uporządkowanego ruchu elektronów pod wpływem różnicy wartości potencjału katody i anody oraz energia kinetyczna  $E$  elektronów stanowią wielkości wyjściowe termoemisyjnego źródła elektronów, kluczowe z punktu widzenia zastosowań, między innymi, w jonizacji gazu, ewaporacji wiązek molekularnych, wytwarzaniu promieniowania rentgenowskiego. Z punktu widzenia układu polaryzacji źródła można przyjąć, że wielkościami opisującymi współrzędne punktu pracy źródła są natężenie prądu termoemisji elektronowej, napięcie polaryzujące źródło, wartości temperatury katody i anody.

Polaryzację źródła można uzyskać poprzez dostarczanie do katody i stosowne odprowadzenie z anody energii cieplnej, wtedy po dołączeniu obwodu zewnętrznego źródło pracuje w zakresie wytwarzania energii elektrycznej. Drugim sposobem jest dostarczanie do obwodu katoda-anoda energii elektrycznej z zewnętrznego źródła napięcia, źródło pracuje wówczas w zakresie pochłaniania energii elektrycznej. W tym ostatnim przypadku można wyróżnić dwa rodzaje układów: w pierwszym do katody jest dostarczana bezpośrednio energia cieplna jako energia pierwotna – są to np. układy termoemisyjnego chłodzenia elektronowego, w drugim efekt grzania katody uzyskuje się poprzez dostarczanie energii elektrycznej.

Metoda wytwarzania energii elektrycznej wykorzystująca termoemisyjne źródło elektronów jako przetwornik energii cieplnej w elektryczną została zaproponowana w 1915 r. przez W. Schlichtera [91]. W literaturze anglojęzycznej dla

termoemisyjnego przetwornika energii przyjęto nazwę Thermionic Energy Converter (TEC) [8], [9], [14], [54], [68], [123], [124], [128], [132]. Wyniki analizy teoretycznej W. Schlichtera, dla przetwornika o równych pracach wyjścia elektronu dla katody i anody oraz przy pominięciu wpływu ładunku przestrzennego, wykazały relatywnie niską moc wyjściową oraz sprawność energetyczną i początkowo nie wzbudziły aktywności naukowej, udokumentowanej dostępnymi publikacjami. W 1941 r. laboratoryjną wersję przetwornika, wykorzystującego termoemisyjne źródło elektronów wypełnione parami cezu przedstawiono w pracy [32]. W 1956 r. G. N. Hatsopoulos w swojej rozprawie doktorskiej zaproponował ograniczenie negatywnego wpływu ładunku przestrzennego na pracę przetwornika poprzez użycie trzeciej elektrody, prostopadłej do katody i anody i spolaryzowanej względem nich dodatnio oraz poprzez zastosowanie pola magnetycznego prostopadłego do pola elektrycznego katoda-anoda, które modyfikując trajektorie elektronów ograniczało prąd elektronowy do trzeciej elektrody. Znaczące wyniki badań w zakresie termoemisyjnych przetworników cezowych, eksponujące wpływ jonów cezu na pracę wyjścia elektronu dla anody oraz neutralizację ładunku przestrzennego przedstawili w 1957 r. N. D. Margulis i D. M. Marchuck [73].

Pierwszą opublikowaną analizę próżniowego termoemisyjnego przetwornika energii, uwzględniającą wpływ ujemnego ładunku przestrzennego zaprezentowano w pracy [76]. Wykorzystując rozwiązanie I. Langmuira bezwymiarowego równania Poissona [3], [65] otrzymano prawidłową charakterystykę prądowo-napięciową przetwornika. Uzyskane wartości natężenia prądu wyjściowego nie były jednak zachęcające z uwagi na przyjęcie niewłaściwej relacji między wartościami pracy wyjścia elektronu dla katody i anody. Intensywny rozwój badań teoretycznych i eksperymentalnych rozpoczął się od 1958 r. G. N. Hatsopoulos i J. Kaye przedstawili rezultaty badań przetwornika z elektrodami cylindrycznymi o równych wartościach pracy wyjścia elektronu (wolfram impregnowany związkami baru, strontu i tlenku wapnia), usytuowanymi w odległości  $1\ \mu\text{m}$  względem siebie i pracującymi w temperaturach  $T_k = 1533,15\ \text{K}$  i  $T_a = 810,93\ \text{K}$ . Obliczona sprawność przetwarzania wyniosła 13%, przy czym wyjściową moc elektryczną wyznaczono eksperymentalnie, natomiast ciepłą moc wejściową oszacowano teoretycznie [41], [42]. Wyniki badań praktycznego przetwornika, o sprawności kilku procent, zaprezentowano w 1958 r. w pracy [45]. Badania modelowe, w tym, sprawności energetycznej przetworników próżniowego oraz wypełnionego cezem, przyjmując właściwą relację między pracami wyjścia katody i anody, przedstawili w swoich pracach J. M. Houston [49] oraz K. F. Webster [128]. V. C. Wilson opisał wyniki badań cezowego termoemisyjnego przetwornika energii o sprawności 9,2%, gęstości mocy wyjściowej  $31\ \text{kW/m}^2$  i gęstości natężenia prądu wyjściowego  $40\ \text{kA/m}^2$  [131]. Pary cezu zostały wykorzystane do neutralizacji ujemnego ładunku przestrzennego i modyfikacji wartości pracy wyjścia elektronu elektrod [131]. Intensywny rozwój termoemisyjnych układów wytwarzania energii elektrycznej przypadła na lata 60. i 70. XX wieku.

W tym czasie ukazało się wiele publikacji naukowych [4], [7], [40], [50], [126], między innymi, podsumowujących ówczesny stan badań w zakresie konstrukcji termoemisyjnych przetworników energii, ze szczególnym uwzględnieniem procesów fizycznych zachodzących w tych przetwornikach i postępu, jaki dokonał się w ich zrozumieniu [7]. Ukazały się też monografie, między innymi, G. N. Hatsopoulou i E. P. Gyftopoulou [43], [44], opisujące podstawy teoretyczne termoemisyjnej metody przetwarzania energii cieplnej w elektryczną oraz wyniki badań eksperymentalnych.

Pierwsza prezentacja próżniowego termoemisyjnego przetwornika energii odbyła się w 1993 r. [24]. W 2014 r. w pracy [67] opisano technologię wytwarzania katod o pracy wyjścia elektronu 1,2eV, odpowiednich dla termoemisyjnych przetworników energii. Fascynujące wyniki badań termoemisyjnych przetworników energii nie zostały jednak skomercjalizowane. W dwóch ostatnich dekadach, zainteresowanie tą metodą wytwarzania energii elektrycznej wróciło dzięki rozwojowi nano- i mikrotechnologii umożliwiających, między innymi, realizację podzespołów i urządzeń próżniowych [30], [31], [48], [117], w tym termoemisyjnych przetworników energii o blisko usytuowanych elektrodach [66], [74], [132], [54], połączonych ze źródłem i odbiornikiem ciepła [56], [133]. Mała odległość międzyelektrodowa, rzędu mikrometrów, umożliwia redukcję negatywnego wpływu ładunku przestrzennego na natężenie prądu termoemisyjnego. Z drugiej strony, relatywnie duża różnica wartości temperatury katody i anody, rzędu kilkuset stopni, usytuowanych w tak niewielkiej odległości, stawia wyzwania dla technologii wytwarzania materiałów izolacyjnych.

Intensywnie badanym zastosowaniem termoemisyjnego źródła elektronów w zakresie pochłaniania energii elektrycznej, jest termoemisyjne chłodzenie elektronowe. Metoda została zaproponowana w 1994 r. przez C. D. Mahana [70] i wykorzystuje odprowadzanie ciepła przez elektrony emitowane z powierzchni katody, która jest sprzężona termicznie z obiektem chłodzonym. Źródło elektronów pracuje w zakresie pochłaniania energii elektrycznej, która jest dostarczana do obwodu katoda-anoda. Obszar zastosowań metody obejmuje obiekty wysokotemperaturowe, dla których trudno wykorzystać klasyczne metody chłodzenia, przy jednoczesnym zachowaniu rozwiązań kompaktowych, o wysokiej niezawodności, np. układy monitorowania parametrów silników raketowych [70]. G. S. Nolas i H. J. Goldsmid w pracy [78] przedstawili analizę porównawczą metod termoemisyjnej i termoelektrycznej, wskazując na perspektywiczny potencjał metody termoemisyjnej, przy założeniu redukcji bariery energetycznej dla emitowanych elektronów. Zmniejszenie bariery energetycznej dla elektronów można uzyskać poprzez opracowanie materiałów o niskiej pracy wyjścia elektronu a także, wskazują na to wyniki badań modelowych, poprzez znaczące zmniejszenie odległości katoda-anoda do rzędu kilku nanometrów [46], [125].

W zakresie prądu Schottky'ego [92] termoemisyjne źródła elektronów są stosowane, między innymi, w próżniowych przyrządach pomiarowych wykorzystujących termoelektronową wiązkę do jonizacji gazu. Źródło elektronów pracuje w zakresie pochłaniania energii elektrycznej, która jest dostarczana do katody oraz do obwodu katoda-anoda. Jakość termoelektronowej wiązki, która może być opisana wartościami nieobciążonego estymatora odchylenia standardowego natężenia prądu termoemisji elektronowej i energii elektronów, ma znaczący wpływ na dokładność i powtarzalność wyników pomiarów realizowanych próżniomierzem jonizacyjnym, spektrometrem mas i jest uwarunkowana, między innymi, napięciem polaryzującym źródło [103].

Na podstawie przeglądu dostępnej literatury, między innymi prac [8], [36], [75] należy przyjąć, że przez wiele dziesięcioleci w przyrządach pomiarowych wykorzystujących termoelektronową wiązkę jonizującą, stosowano układy polaryzacji, które zapewniały jedynie stabilizację prądu termoemisji elektronowej i, w przekonaniu autora, nie uwzględniały w sposób wystarczający uwarunkowań polaryzacyjnych termoemisyjnego źródła elektronów. Analiza jakości termoelektronowej wiązki jonizującej oraz dokładności i powtarzalności wyników pomiarów realizowanych spektrometrem mas, w aspekcie przyczynowo-skutkowym, dała podstawy do sformułowania postulatu metrologicznego wzajemnego niezależnienia napięcia przyspieszającego elektrony i natężenia prądu termoemisji elektronowej i jego weryfikacji eksperymentalnej [103]. Opracowany autorski układ polaryzacji termoemisyjnego źródła elektronów zapewnia selektywny dobór natężenia prądu termoemisji elektronowej i energii elektronów.

W wyniku pogłębionej analizy teoretycznej uwarunkowań polaryzacyjnych termoemisyjnego źródła elektronów, w celu realizacji impulsowej oraz harmonicznej jonizacji gazu wiązką termoelektronową, w badaniach przyjęto kryterium liniowości natężenia prądu jonowego względem natężenia prądu termoemisji elektronowej, wyrażone w formie warunku stałej wrażliwości natężenia prądu jonowego względem natężenia prądu termoemisji elektronowej. Na podstawie tego warunku wyprowadzono w sposób analityczny, przyjęty w pracy [103], postulat metrologiczny wzajemnej niezależności natężenia prądu termoemisji elektronowej i energii elektronów. Kontynuacja badań poznawczych, między innymi w zakresie wyznaczenia zmian pracy wyjścia elektronu dla katody w warunkach pracy źródła elektronów [17], oceny wyników pomiarów realizowanych spektrometrem mas [106], badań parametrów dynamicznych źródła [53] oraz wnikliwa analiza modelowa i eksperymentalna układów polaryzacji termoemisyjnego źródła elektronów, uzasadniła przyjęcie kryterium redukcji wrażliwości napięcia przyspieszającego elektrony względem wielkości wpływających.

W rozdziale 2 monografii przedstawiono podstawowe wiadomości dotyczące termoemisji elektronowej, w tym, równanie Dushmanna-Richardsona, napięcie kontaktowe oraz zależność natężenia prądu termoemisji elektronowej w funkcji napięcia polaryzującego termoemisyjne źródło elektronów. W oparciu o charakterystykę prądowo-napięciową termoemisyjnego źródła elektronów zilustrowano zakresy wytwarzania i pochłaniania energii elektrycznej.

Wybrane zastosowania termoemisyjnych źródeł elektronów są przedstawione w rozdziale 3. Metody wytwarzania energii elektrycznej z wykorzystaniem termoemisji elektronowej i fotonowo wzmocnionej termoemisji elektronowej są opisane w rozdziale 3.1, wraz z autorskim wyprowadzeniem zależności pozwalającej porównać wartości natężenia prądów wyjściowych dla przetworników wykorzystujących termoemisję elektronową oraz fotonowo wzmocnioną termoemisję elektronową. Zastosowania termoemisyjnych źródeł elektronów w chłodzeniu elektronowym oraz jonizacji gazu wiązką termoelektronową są opisane, odpowiednio w podrozdziałach 3.2 i 3.3.

W rozdziale 4 monografii przedstawiono analizę zależności natężenia prądu termoemisji elektronowej od rozkładu elektrostatycznej energii potencjalnej elektronu w obszarze katoda-anoda, uwarunkowanego napięciem polaryzującym źródło elektronów. Analiza układów polaryzacji termoemisyjnych źródeł elektronów, pracujących w zakresie prądu Schottky'ego jest przedstawiona w rozdziale 5, analiza modelowa układu polaryzacji, zapewniającego redukcję wrażliwości napięcia przyspieszającego elektrony względem wielkości wpływających – w rozdziale 6.

Syntezę prezentowanych badań obejmujących uwarunkowania polaryzacyjne termoemisyjnych źródeł elektronów i ich zastosowania, w relacji przyczynowo-skutkowej, przedstawiono w podsumowaniu.

Wykaz literatury zawiera sto trzydzieści siedem pozycji, dotyczących w większości źródeł elektronów wykorzystujących termoemisję elektronową i fotonowo wzmocnioną termoemisję elektronową, które ilustrują dynamiczny rozwój badań w zakresie zastosowań termoemisyjnych źródeł elektronów, połączony z rozwojem mikro- i nanotechnologii i badań w zakresie, adekwatnych do zastosowań, układów polaryzacji termoemisyjnych źródeł elektronów.

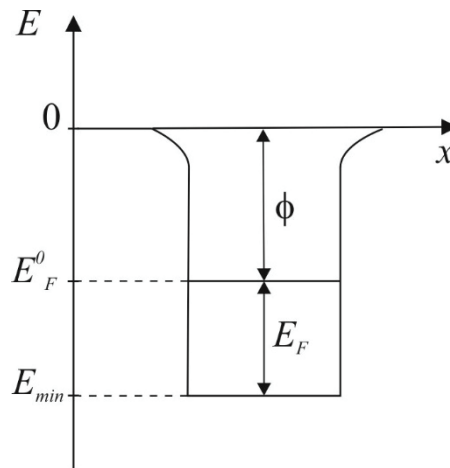


## 2. Termoemisja elektronowa

Odkrycie zjawiska termoemisji elektronowej poprzedziły badania wielu uczonych, między innymi, E. Becquerela, który analizował przewodność elektryczną powietrza w sąsiedztwie ogrzanej materii [5], J. Pluckera – odkrywcy (1859 r.) tzw. promieniowania katodowego, stanowiącego w gruncie rzeczy wiązkę elektronową, chociaż w tym czasie nawet nie istniało pojęcie elektronu [21]. F. Guthrie, z kolei zauważył, że elektrycznie obojętny metal po ogrzaniu do odpowiednio wysokiej temperatury uzyskuje dodatni ładunek elektrostatyczny, co można było wytłumaczyć utratą elektronów [33]. Jako pierwszy, przepływ prądu elektrycznego w próżni z rozżarzonej katody do anody zademonstrował T. A. Edison w 1883 r. Wnikliwe i kompleksowe badania zjawiska termoemisji elektronowej przeprowadził O. W. Richardson i za ich rezultaty [87] w 1929 r. otrzymał nagrodę Nobla.

### 2.1. Równanie Richardsona-Dushmanna

W metalu elektrony podlegają oddziaływaniu pola elektrycznego ze strony sieci dodatnich jonów, w związku z tym ich elektrostatyczna energia potencjalna wewnątrz metalu jest ujemna. Wykres elektrostatycznej energii potencjalnej elektronów dla temperatury  $T = 0\text{K}$  jest przedstawiony na rysunku 2.1.



Rys. 2.1. Energia elektronów w metalu dla  $T = 0\text{K}$  [22]:  $E_{min}$  – minimalna elektrostatyczna energia potencjalna elektronu,  $E_F^0$  – poziom Fermiego,  $E_F$  – energia Fermiego,  $\phi$  – praca wyjścia elektronu

W tej konwencji oznaczeń energia elektronów poza metalem jest równa zero. Elektrony obsadzają stany energetyczne od dna pasma przewodnictwa,  $E_{min}$ , aż do poziomu Fermiego,  $E_F^0$ . Wartości  $E_{min}$ ,  $E_F^0$  są określone względem poziomu zerowego energii. Wartość energii Fermiego, zgodnie z rysunkiem 2.1, jest równa:

$$E_F = E_F^0 - E_{min} \quad (2.1)$$



natomiast pracę wyjścia elektronu  $\phi$  [11], [37] określają zależności:

$$\phi = -E_F^0 \quad (2.2a)$$

lub

$$\phi = |E_{\min}| - E_F \quad (2.2b)$$

Przykładowe wartości dla wolframu  $|E_{\min}| = 13,47\text{eV}$ ,  $E_F = 8,95\text{eV}$ ,  $\phi = 4,52\text{eV}$ , dla miedzi  $|E_{\min}| = 11,2\text{eV}$ ,  $E_F = 7,1\text{eV}$ ,  $\phi = 4,1\text{eV}$ , dla srebra  $|E_{\min}| = 10,3\text{eV}$ ,  $E_F = 5,5\text{eV}$ ,  $\phi = 4,8\text{eV}$  [81].

W wyniku doprowadzonej do metalu energii cieplnej, część elektronów otrzyma wystarczającą energię aby pokonać barierę energetyczną  $E_{\min}$  i opuścić powierzchnię metalu. Zjawisko to nosi nazwę termoemisji elektronowej i zostało opisane na gruncie teorii kwantowej przez S. Dushmanna [20]. W przekonaniu autora, przedstawienie w sposób syntetyczny rezultatów pracy S. Dushmanna, może być pomocne w dalszej części monografii, w analizie zjawisk fizycznych występujących, między innymi, w termoemisyjnym chłodzeniu elektronowym, termoemisyjnej metodzie wytwarzania energii elektrycznej, jonizacji gazu oraz w interpretacji uzyskanych wyników.

Przyjmuje się, że powierzchnia metalu jest jednorodna, natężenie pola elektrostatycznego jest równe zero, pomija się wpływ ładunku przestrzennego elektronów i wpływ odbicia elektronów na granicy metal-próżnia [51], [81]. Powierzchnia  $S$  emitująca elektrony usytuowana jest w płaszczyźnie  $XY$ . Energię elektronu można wyrazić za pomocą składowych pędu:

$$E = \frac{p_x^2 + p_y^2 + p_z^2}{2m} \quad (2.3)$$

Aby elektrony pokonały barierę energii  $|E_{\min}|$  i opuściły powierzchnię metalu, poruszając się w kierunku osi  $Z$ , składowa pędu  $p_z$  elektronu musi spełniać nierówność:

$$p_z \geq \sqrt{2m|E_{\min}|} \quad (2.4)$$

Pozostałe składowe  $p_x, p_y$  pędu elektronu nie mają wpływu na emisję w kierunku osi  $Z$  i mogą teoretycznie zmieniać się w zakresie  $(-\infty, +\infty)$ . Gęstość natężenia  $j_n$  prądu termoemisji elektronowej jest wprost proporcjonalna do prędkości elektronów  $p_z/m$  oraz ich liczby na jednostkę objętości  $n(p_x, p_y, p_z)$ , pełną zależność opisuje wyrażenie całkowe:

$$j_n = e \int_{\sqrt{2m|E_{\min}|}}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{p_z}{m} n(p_x, p_y, p_z) dp_x dp_y dp_z. \quad (2.5)$$

Różniczkę gęstości objętościowej elektronów o składowych pędu zawartych między  $(p_x, p_y, p_z)$  i  $(p_x+dp_x, p_y+dp_y, p_z+dp_z)$  można wyznaczyć wykorzystując rozkład Fermiego-Diraca [51]:

$$n(p_x, p_y, p_z)dp_x dp_y dp_z = \frac{2}{h^3} \frac{1}{1 + \exp\left[\frac{E - E_F}{kT}\right]} dp_x dp_y dp_z \quad (2.6)$$

Aby elektron został wyemitowany, jego energia  $E$  musi być znacznie większa od energii termicznej  $kT$ , pozwala to przyjąć poniższą nierówność [81]:

$$\exp\left(\frac{E - E_F}{kT}\right) \gg 1 \quad (2.7)$$

W rezultacie, rozkład Fermiego-Diraca w wyrażeniu (2.6) można aproksymować rozkładem Boltzmann'a [81], i wzór (2.6) przyjmuje postać:

$$n(p_x, p_y, p_z)dp_x dp_y dp_z = \frac{2}{h^3} \exp\left(-\frac{E - E_F}{kT}\right) dp_x dp_y dp_z \quad (2.8)$$

Łącząc zależności (2.3), (2.8) względem energii  $E$  i podstawiając do wzoru (2.5) otrzymuje się:

$$j_n = \frac{2}{h^3} \exp\frac{E_F}{kT} \int_{\sqrt{2m|E_{\min}|}}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} p_z \exp\left(-\frac{p_x^2 + p_y^2 + p_z^2 - 2mE_F}{2mkT}\right) dp_x dp_y dp_z \quad (2.9)$$

Po scałkowaniu, uzyskuje się zależność [51]:

$$j_n = \frac{4\pi mk^2 e}{h^3} T^2 \exp\left(-\frac{|E_{\min}| - E_F}{kT}\right) \quad (2.10)$$

Uwzględniając wzór (2.2b) oraz przyjmując oznaczenie:

$$A = \frac{4\pi mk^2 e}{h^3} = 1,204 * 10^6 \frac{A}{m^2 K^2} \quad (2.11)$$

wyrażenie (2.10) można zapisać następująco:

$$j_n = AT^2 \exp\left(-\frac{\phi}{kT}\right) \quad (2.12a)$$

i odpowiednio, natężenie prądu termoemisji elektronowej:

$$I_n = AT^2 S \exp\left(-\frac{\phi}{kT}\right) \quad (2.12b)$$

gdzie  $S$  jest powierzchnią emitującą elektrony.

Powyższą zależność (2.12b) nazwano równaniem Richardсона-Dushmanna [51], natomiast wartość  $A$  – stałą Richardсона.

W warunkach praktycznych część elektronów ulega odbiciu na granicy katoda-próżnia, co w postaci analitycznej uwzględnia się następująco:

$$j_n = (1-r) AT^2 \exp\left(-\frac{\phi}{kT}\right) \quad (2.13)$$

gdzie  $r$  jest współczynnikiem odbicia na granicy katoda-próżnia.

Praca wyjścia elektronu jest również funkcją temperatury z uwagi na zależność temperaturową energii Fermiego [51]. Dla relatywnie wysokich temperatur (w praktycznych zastosowaniach termoemisji elektronowej) przyjmuje się zależność liniową [51], [124]:

$$\phi(T) = \phi_0 (1 + \alpha T) \quad (2.14)$$

gdzie  $\alpha$  jest względnym współczynnikiem temperaturowym pracy wyjścia elektronu.

Dla przykładowej katody typu 532 (*HeatWave Labs*) z warstwą aktywną BaO, CaO, Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> odpowiednio w proporcjach 5:3:2, zintegrowanej z wysokowydajnym grzejnikiem wolframowym, wzór na pracę wyjścia elektronu w funkcji temperatury ma postać [12]:

$$\phi(T) = 1,67(1 + 1,898 \cdot 10^{-4} T) \text{ eV} \quad (2.15a)$$

Dla katody typu 411M (*HeatWave Labs*) z warstwą aktywną BaO, CaO, Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> w proporcjach 4:1:1 odpowiednio, pokrytą warstwą stopu osm-ruten i również zintegrowaną z wysokowydajnym grzejnikiem wolframowym, analogiczny wzór jest następujący [12]:

$$\phi(T) = 1,43(1 + 2,790 \cdot 10^{-4} T) \text{ eV} \quad (2.15b)$$

Podstawiając zależność (2.14) do (2.12a), otrzymuje się [124]:

$$j_n = A \exp\left(-\frac{\phi_0 \alpha}{k}\right) T^2 \exp\left(-\frac{\phi_0}{kT}\right) \quad (2.15c)$$

Równanie Richardсона-Dushmanna jest typowo używane w uproszczonej formie [72]:

$$j_n = A^* T^2 \exp\left(-\frac{\phi}{kT}\right) \quad (2.16)$$

gdzie  $A^*$  jest pozorną stałą termoemisji [72].

Doświadczalne wartości  $A^*$  i pracy wyjścia elektronu  $\phi$ , dla wybranych materiałów, przedstawiono w Tabeli 2.1.

Tabela 2. 1. Doświadczalne wartości pozornej stałej termoemisji  $A^*$  i pracy wyjścia elektronu  $\phi$  [43], [50], [55], [57], [58], [59], [129], [116], [130]

Metal	$T, K$	$10^{-4} \cdot A^*, A/(m^2K^2)$	$\phi, eV$
Os [25], [50]	2310	120,4	5,50
Ir [25], [50]	1770	120,4	5,40
Pt [25], [50]	1650	170,0	5,40
Re [25], [50]	2330	700	4,70
W [25], [50]	2520	80,0	4,54
Mo [25], [50]	1970	55,0	4,15
Ta [25], [50]	2370	60,0	4,10
Ni [25], [50]	1270	60,0	4,10
Th/W [14]		3,0	2,63
Diament silnie domieszkowany fosforem [55]		15	2,30
Ba [25], [50]	580	60,0	2,11
Nanorurki węglowe [129], [130]		110–120	2,00
Nanokrystaliczny diament domieszkowany azotem [116]		70	1,99
Wolfram pokryty cezem [43]		3,2	1,36
Ren pokryty diamentem [58]	803	53,1	1,34
Diament nanokrystaliczny [59]	<523	~0,8	<1,3
Polikrystaliczny diament domieszkowany fosforem [57]	1038	$10^{-5}$	0,9

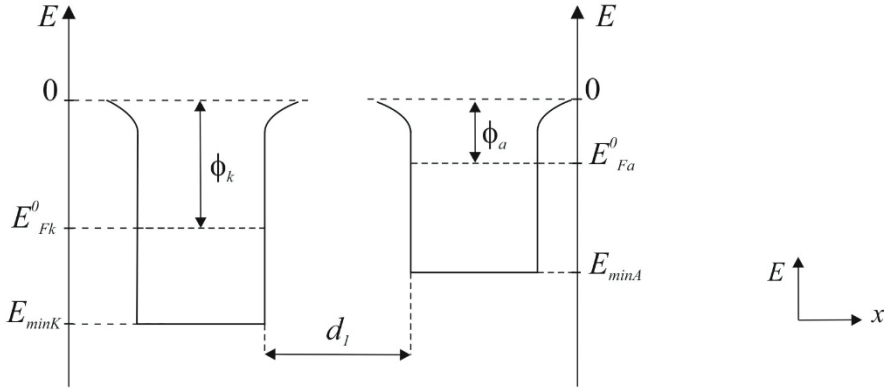
Elektrony emitowane z katody (emitera elektronów) są odbierane na powierzchni anody (kolektora elektronów) usytuowanej w odległości  $d$  od katody. Wartość natężenia prądu płynącego w obwodzie zewnętrznym, dołączonym do zacisków źródła, zależy od uwarunkowań polaryzacyjnych źródła elektronów, w tym kontaktowej różnicy potencjałów. Przyczyny powstawania kontaktowej różnicy potencjałów i jej wpływ na ruch elektronów w obszarze katoda-anoda są przedstawione w następnym podrozdziale.

## 2.2. Kontaktowa różnica potencjałów

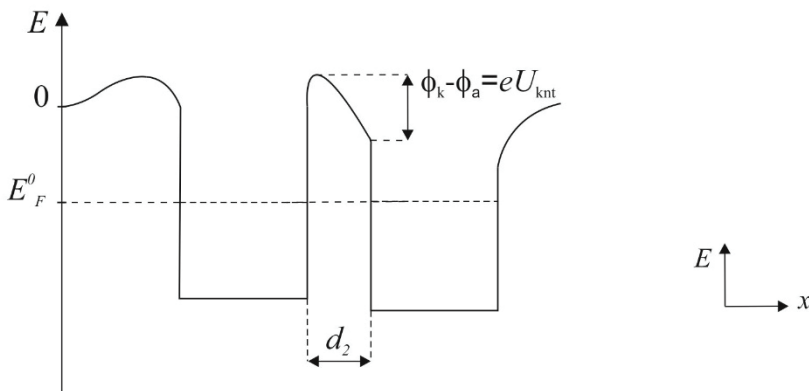
W warunkach praktycznych emitowane z katody elektrony są odbierane na anodzie. Na rysunku 2.2a są przedstawione pogładowe rozkłady elektrostatycznej energii potencjalnej elektronu gdy odległość  $d_1$  między katodą i anodą jest na tyle duża, że nie ma

wzajemnej wymiany elektronów. Jak widać, są to dwa niezależne rozkłady energii wynikające, między innymi, z wartości pracy wyjścia elektronu dla materiałów elektrod.

a)



b)



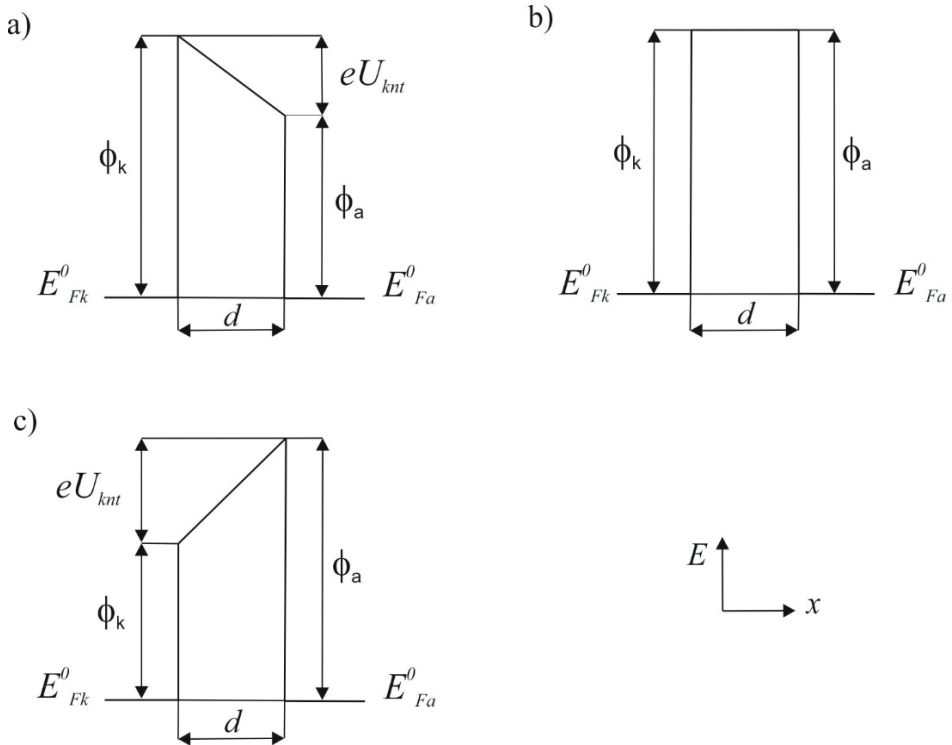
Rys. 2. 2. Poglądowe rozkłady elektrostatycznej energii potencjalnej elektronu w obszarze katoda-anoda a) dla relatywnie dużej odległości  $d_1$  katoda-anoda b) dla dużo mniejszej odległości  $d_2$  katoda-anoda,  $d_2 \ll d_1$  (na podstawie pracy [51])

Dla odpowiednio mniejszej odległości między metalami (Rys. 2.2.b), wymiana elektronów w wyniku zjawiska termoemisji elektronowej jest przyczyną powstawania tzw. kontaktowej różnicy potencjałów  $U_{knt}$  [51]. W każdej z metalowych elektrod elektrony obsadzają stany energetyczne od dna pasma przewodnictwa aż do poziomu Fermiego. W przyjętym do rozważań układzie materiałów, poziom Fermiego anody jest większy od poziomu Fermiego katody,  $E_{Fa} > E_{Fk}$ , co implikuje relację między pracami wyjścia  $\phi_k > \phi_a$ . Zbliżenie katody i anody na odległość  $d_2$  umożliwia wymianę elektronów, ale ponieważ  $E_{Fa} > E_{Fk}$  to dominujący będzie przepływ elektronów z anody do kato-

dy. W rezultacie powierzchnia katody naładowuje się ujemnie, anody dodatnio. Z uwagi na to, że prace wyjścia elektronu dla obydwu elektrod nie ulegają zmianom, procesowi wymiany elektronów towarzyszyć będzie obniżanie poziomu Fermiego anody i podwyższanie poziomu Fermiego katody [51]. W warunkach równowagi nastąpi zrównanie poziomów Fermiego, co jest zilustrowane na rysunku 2.2b. W rezultacie zostanie wytworzona zewnętrzna kontaktowa różnica potencjałów, zwana napięciem kontaktowym,  $U_{knt}$ , której wartość jest wprost proporcjonalna do różnicy wartości pracy wyjścia elektronu dla elektrod:

$$U_{knt} = \frac{\phi_k - \phi_a}{e} \quad (2.17)$$

Na rysunku 2.3 są przedstawione uproszczone rozkłady elektrostatycznej energii potencjalnej elektronu [44], dla przypadku opisanego powyżej (Rys. 2.3.a) oraz dla dwóch pozostałych relacji między wartościami pracy wyjścia elektronu dla katody i anody (Rys. 2.3. b i c). Na rysunku jako wartość odniesienia przyjęto wspólny dla katody i anody poziom Fermiego, odległość międzyelektrodowa jest równa  $d$ .



Rys. 2. 3. Uproszczone rozkłady elektrostatycznej energii potencjalnej elektronu w obszarze katoda-anoda, usytuowanych we wzajemnej odległości  $d$ , dla trzech relacji między wartościami pracy wyjścia elektronu materiałów elektrod (na podstawie pracy [44]): a)  $\phi_k > \phi_a$ , b)  $\phi_k = \phi_a$ , c)  $\phi_k < \phi_a$

Dla  $\phi_k > \phi_a$  (Rys. 2.3.a) pod wpływem kontaktowej różnicy potencjałów w obszarze międzyelektrodowym powstaje pole elektrostatyczne, w którym siła elektrostatyczna działa przyspieszająco na ruch elektronów.

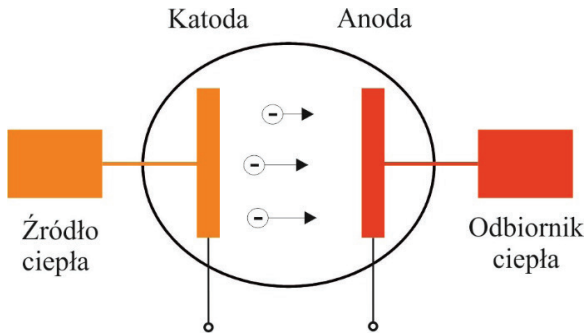
Dla  $\phi_k - \phi_a = 0$ , natężenie pola elektrostatycznego w obszarze katoda-anoda jest równe zeru. Z uwagi na brak oddziaływania siły elektrostatycznej na elektrony, wszystkie emitowane z katody elektrony docierają do anody ruchem jednostajnym.

Dla  $\phi_k < \phi_a$ , w obszarze międzyelektrodowym powstaje pole elektrostatyczne, w którym elektrony pod działaniem siły elektrostatycznej poruszają się ruchem jednostajnie opóźnionym. Aby elektron wyemitowany z powierzchni katody dotarł do anody musi posiadać energię co najmniej równą sumie pracy wyjścia elektronu dla katody i pracy w polu elektrostatycznym  $eU_{\text{knt}}$ .

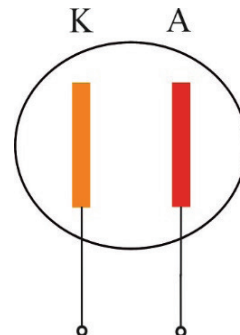
Powyższe wnioski są słuszne dla przyjętych na wstępie założeń, między innymi braku oddziaływania ujemnego ładunku przestrzennego.

### 2.3. Termoemisyjne źródło elektronów

Na rysunku 2.4 jest przedstawiony schemat funkcjonalny termoemisyjnego źródła elektronów połączonego ze źródłem i odbiornikiem ciepła. Kolory elektrod odwzorowują relację między wartościami temperatury katody i anody,  $T_k > T_a$ . Elektrody są umieszczone w próżnioszczelnej obudowie, która wyposażona jest w przepusty elektryczne oraz umożliwia wymianę energii cieplnej ze źródłem i odbiornikiem ciepła.



Rys. 2. 4. Schemat funkcjonalny termoemisyjnego źródła elektronów połączonego ze źródłem i odbiornikiem ciepła



Rys. 2.5. Symbol funkcjonalny termoemisyjnego źródła elektronów

Na rysunku 2.5 przedstawiono funkcjonalny symbol termoemisyjnego źródła elektronów, używany w literaturze przedmiotu [9], [13], [54], [67], [68], w analizie zagadnień dotyczących przetwarzania energii.

Dla oceny wpływu relacji między wartościami pracy wyjścia elektronu elektrod na natężenie prądu płynącego w obwodzie zewnętrznym, można założyć w pierwszym etapie, że rezystancja obwodu zewnętrznego jest pomijalnie mała [79] oraz przyjąć, że powierzchnie elektrod są jednorodne, wartość współczynnika odbicia  $r = 0$  oraz wpływ

termoemisji elektronowej z anody oraz wpływ ujemnego ładunku przestrzennego są pomijalnie małe. W tych warunkach, dla  $\phi_k \geq \phi_a$ , zgodnie z rysunkiem 2.3.a i b, wszystkie wyemitowane z powierzchni katody elektrony docierają do anody i do opisu gęstości natężenia prądu nasycenia stosuje się wzór (2.12a). Jeżeli, natomiast  $\phi_k < \phi_a$  to zgodnie z rysunkiem 2.3.c, bariera energii, którą musi pokonać elektron w drodze z katody do anody, jest równa wartości pracy wyjścia anody. Gęstość natężenia prądu termoemisji elektronowej opisuje zależność:

$$j = AT^2 e^{-\frac{\phi_a}{kT}} \quad (2.18)$$

Aby dokonać porównania z gęstością natężenia prądu nasycenia, do wzoru (2.18) można podstawić tożsamościowe wyrażenie na pracę wyjścia elektronu dla anody:

$$\phi_a = \phi_k - (\phi_k - \phi_a) \quad (2.19)$$

i w konsekwencji wzór (2.18) przyjmie postać:

$$j = AT^2 e^{-\frac{\phi_k}{kT}} e^{\frac{(\phi_k - \phi_a)}{kT}} \quad (2.20a)$$

a podstawiając wzór (2.12a), otrzymuje się zależność końcową:

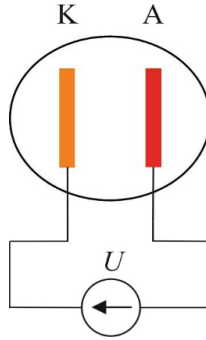
$$j = j_n e^{\frac{(\phi_k - \phi_a)}{kT}} \quad (2.20b)$$

Dla przyjętej relacji  $\phi_k < \phi_a$  i wynikającej stąd polaryzacji źródła, gęstość natężenia  $j$  prądu docierającego do anody jest jedynie częścią gęstości natężenia prądu emitowanego z katody,  $j < j_n$ .

Relacja między wartościami pracy wyjścia elektronu elektrod ma znaczący wpływ na natężenie prądu termoemisji elektronowej. Dobór materiałów katody i anody, w tym aspekcie, zależy od konkretnego zastosowania projektowanego źródła. Dla termoemisyjnych przetworników energii cieplnej w elektryczną właściwym rozwiązaniem jest  $\phi_k - \phi_a > 0$  [44], [72], [124], [128], [131]. Dla źródeł elektronów pracujących w zakresie pochłaniania energii elektrycznej, spolaryzowanych napięciem ze źródła zewnętrznego i służących do wytwarzania wiązek elektronowych, wykorzystywanych np. do jonizacji gazu w próżniomierzach jonizacyjnych, właściwą relacją jest  $\phi_k - \phi_a < 0$ , ponieważ umożliwia to, między innymi, elastyczny dobór pracy wyjścia elektronu dla katody pod kątem niskiej temperatury pracy.

Na rysunku 2.6 jest przedstawiony schemat układu polaryzacji termoemisyjnego źródła elektronów, w którym do zacisków źródła jest dołączone zewnętrzne źródło napięcia  $U$ .





Rys. 2.6. Schemat układu polaryzacji termoemisyjnego źródła elektronów, dla  $U < 0$

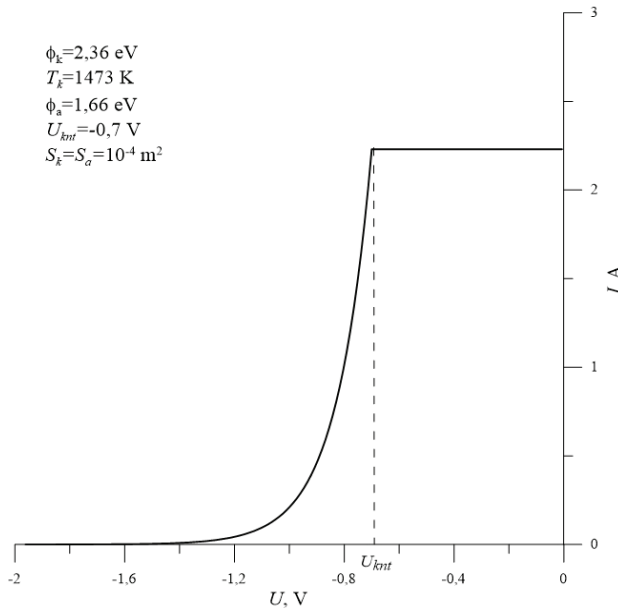
Gęstość natężenia prądu termoemisji elektronicznej, dla  $U < U_{knt}$ , można opisać następującym wyrażeniem [44]:

$$j = AT^2 e^{\frac{-(eU + \phi_a)}{kT}} \quad (2.21a)$$

Wykorzystując wzory (2.12a) oraz (2.17), można je przekształcić do postaci:

$$j = j_n e^{\frac{-eU + eU_{knt}}{kT}} \quad (2.21b)$$

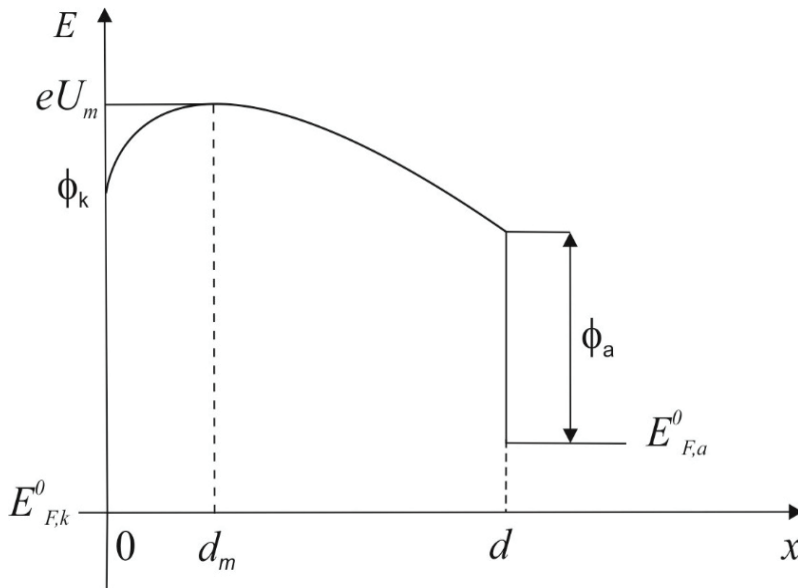
Na rysunku 2.7 przedstawiono zależność (2.21b) w postaci graficznej.



Rys. 2.7. Charakterystyka prądowo napięciowa idealnego termoemisyjnego źródła elektronów w zakresie napięcia  $U < 0$

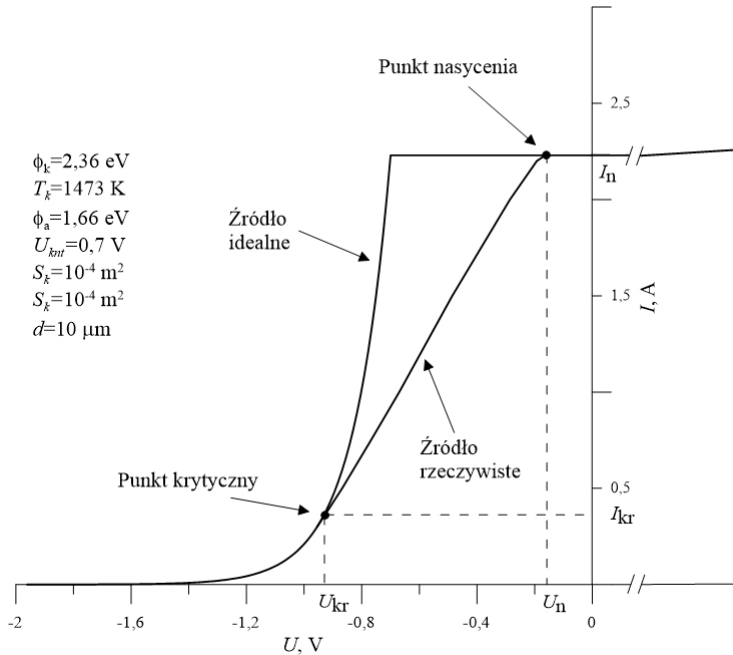
W zakresie napięcia  $U < U_{knt}$ , natężenie prądu rośnie wykładniczo, natomiast dla  $U \geq U_{knt}$ , prąd termoemisji elektronowej ulega nasyceniu i jego natężenie jest opisane wzorem (2.12b). Dla podanych na rysunku wartości temperatury i pracy wyjścia elektronu katody wartość natężenia prądu nasycenia wynosi  $I = 2,23A$ .

W rzeczywistych termoemisyjnych źródłach elektronów, w obszarze katoda-anoda powstaje ujemny ładunek przestrzenny, utworzony z elektronów, które nie dotarły do anody z uwagi na relatywnie małą energię pobraną z katody. Dla napięcia  $U$  odpowiadającego oddziaływaniu ujemnego ładunku przestrzennego [68], [64], [65], poglądowy rozkład elektrostatycznej energii potencjalnej elektronu jest przedstawiony na rysunku 2.8.



Rys. 2.8. Poglądowy rozkład elektrostatycznej energii potencjalnej elektronu w przestrzeni międzyelektrodowej katoda – anoda w obecności ujemnego ładunku przestrzennego (na podstawie prac [68], [64], [65]).  $d$  – odległość między katodą i anodą,  $d_m$  – odległość ekstremum elektrostatycznej energii potencjalnej elektronu względem katody

Zależność potencjału elektrostatycznego w funkcji gęstości ładunku elektronów, w obszarze katoda-anoda, opisuje równanie Poissona [64], [65], [44]. Wykorzystując stabilizowane wartości rozwiązania Langumira bezwymiarowego równania Poissona [3] (algorytm obliczeniowy jest przedstawiony w rozdziale czwartym), wyznaczono charakterystykę prądowo-napięciową źródła, dla odległości międzyelektrodowej  $d = 10 \mu m$  i pozostałych wartości zgodnych z przyjętymi dla źródła idealnego (Rys. 2.7). Dla celów porównawczych, wyznaczoną analitycznie charakterystykę przedstawiono wspólnie z charakterystyką idealnego termoemisyjnego źródła elektronów, na rysunku 2.9a.



Rys. 2.9 a. Modelowe charakterystyki prądowo-napięciowe dla źródła rzeczywistego, z uwzględnieniem ujemnego ładunku przestrzennego oraz dla źródła idealnego

Dla wartości napięcia  $U < U_{kr}$ , odpowiadającego punktowi krytycznemu [44], charakterystyki pokrywają się, jest to tzw. zakres prądu początkowego. Dla napięć  $U > U_{kr}$  przebieg charakterystyki idealnego źródła jest zgodny z równaniem (2.21b), natomiast dla rzeczywistego źródła natężenie prądu termoemisji elektronowej przyjmuje wartości mniejsze, aż do punktu nasycenia o współrzędnych  $(I_n, U_n)$ . Dla źródeł wykorzystywanych np. w technice lampowej do przetwarzania sygnałów elektrycznych, napięcie kontaktowe ma wartości większe od zera i w takiej sytuacji punkt nasycenia znajduje się na charakterystyce w zakresie napięcia  $U$  większego od zera. W zakresie oddziaływania ujemnego ładunku przestrzennego, tj. dla  $U_{kr} < U < U_n$ , gęstość natężenia prądu termoemisji elektronowej jest opisana, zgodnie z prawem Childa-Langmuira [10], [64], zależnością:

$$j = \frac{4\epsilon_0}{9d^2} \sqrt{2 \frac{e}{m}} U^{3/2} \quad (2.22)$$

gdzie  $\epsilon_0$  – przenikalność dielektryczna próżni,  $m$  – masa elektronu  $d$  – odległość między katodą i anodą (zgodnie z Rys. 2.8).

W rozpatrywanym zakresie napięcia  $U$ , natężenie prądu docierającego do anody nie zależy od temperatury katody, jest natomiast funkcją napięcia  $U$  polaryzującego źródło

i odległości  $d$  między elektrodami. Tę ostatnią zależność wykorzystuje się w termoemisyjnych układach wytwarzania energii elektrycznej, zmniejszając odległość międzyelektrodową do wartości rzędu kilku mikrometrów [66], [67], w celu zapewnienia relatywnie dużych gęstości natężenia prądu termoemisji elektronowej.

Uwzględniając rozkład prędkości elektronów w zakresie oddziaływania ujemnego ładunku przestrzennego, gęstość natężenia prądu termoemisji elektronowej opisana jest zależnością [25]:

$$j = \frac{4}{9} \varepsilon_0 \sqrt{2} \frac{e}{m} \frac{A(U - U_m)^{3/2}}{(d - d_m)^2 \left( 1 + 2,66 \sqrt{\frac{kT}{eU - eU_m}} \right)} \quad (2.23)$$

gdzie:  $eU_m$  – wartość maksymalna elektrostatycznej energii potencjalnej elektronu w obszarze katoda-anoda,  $d_m$  – odległość ekstremum elektrostatycznej energii potencjalnej elektronu względem położenia katody (zgodnie z Rys. 2.8).

Dla napięcia  $U_n$  odpowiadającego punktowi nasycenia na charakterystyce prądowo-napięciowej źródła, wszystkie elektrony emitowane z katody docierają do anody. Dalszy wzrost napięcia  $U$ , powoduje jednak dalszy wzrost natężenia prądu termoemisji elektronowej. Efekt ten powstaje w wyniku zmniejszenia pracy wyjścia elektronu o wartość  $\Delta\phi$  wskutek wzrostu natężenia pola elektrycznego  $E_0$  w obszarze międzyelektrodowym, spowodowanego wzrostem napięcia  $U$  polaryzującego źródło. Zjawisko to znane jest jako efekt Schottky'ego, a wartość  $\Delta\phi$  opisuje następujący wzór [92], [40]:

$$\Delta\phi = e \sqrt{\frac{eE_0}{4\pi\varepsilon_0}} \quad (2.24a)$$

W tej sytuacji, efektywna praca wyjścia elektronu jest równa  $\phi - \Delta\phi$  i gęstość natężenie prądu termoemisji elektronowej opisuje zależność:

$$j = AT^2 e^{-\frac{\phi - \Delta\phi}{kT}} \quad (2.24b)$$

Powyższy wzór, przy wykorzystaniu zależności (2.12a), można zapisać w postaci:

$$j = j_n e^{\frac{\Delta\phi}{kT}}, \quad (2.24c)$$

która w pełni wyjaśnia wzrost gęstości natężenia  $j$  prądu termoemisji elektronowej powyżej gęstości natężenia  $j_n$  prądu nasycenia, ponieważ  $\Delta\phi > 0$ .

Przyjmując model, w którym natężenie pola elektrycznego  $E_0$ , między dwiema płasko-równoległymi elektrodami znajdującymi się we wzajemnej odległości  $d$  i spola-

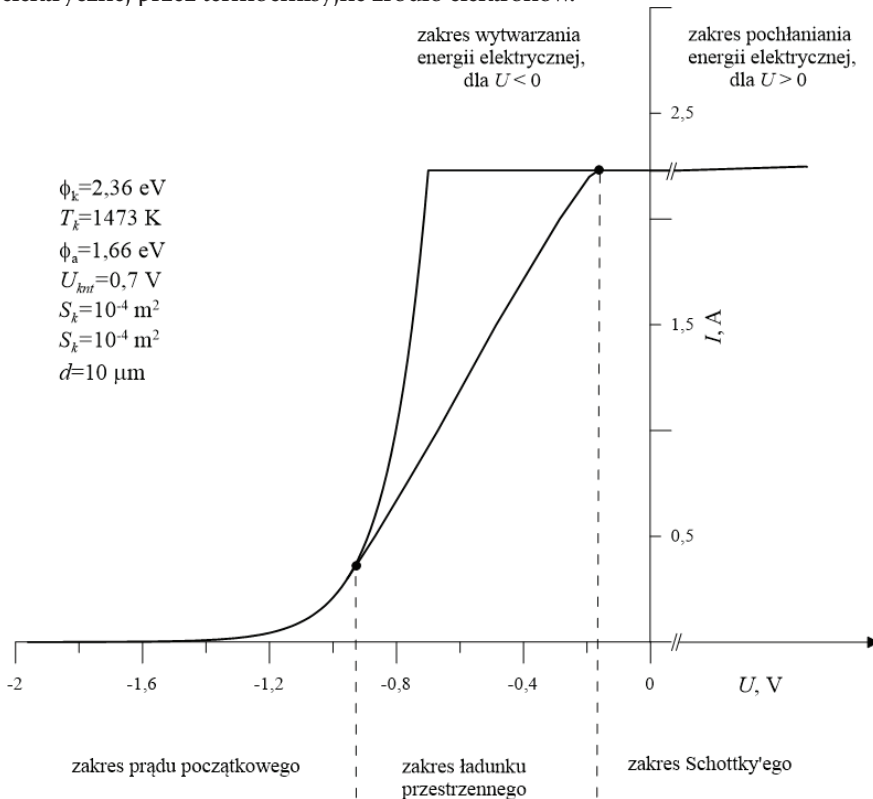
ryzowanymi napięciem  $U$  jest opisane zależnością  $E_0 = U/d$  i podstawiając tę zależność do wzoru (2.24a) wraz z wartościami stałych, otrzymuje się:

$$\Delta\phi = 6,07 \cdot 10^{-23} \sqrt{\frac{U}{d}} \quad (2.24d)$$

Podstawiając wzór (2.24d) do wyrażenia (2.24c), otrzymuje się:

$$j = j_n e \frac{4,399 \cdot 10^{-4}}{T} \sqrt{\frac{U}{d}} \quad (2.24e)$$

Na rysunku 2.9.b są przedstawione modelowe charakterystyki prądowo-napięciowe źródeł idealnego i rzeczywistego, z zaznaczonymi zakresami prądu początkowego, ładunku przestrzennego oraz zakresem Schottky'ego. Granice rozdzielające poszczególne zakresy stanowią wartości natężenia prądu krytycznego i prądu nasycenia. W górnej części wykresu są zaznaczone zakresy wytwarzania ( $U < 0$ ) i pochłaniania ( $U > 0$ ) energii elektrycznej przez termoemisyjne źródło elektronów.



Rys. 2.9 b. Modelowe charakterystyki prądowo-napięciowe źródeł idealnego i rzeczywistego, z zaznaczonymi zakresami pracy

Na rysunku 2.10 jest przedstawiona ilustracja przykładowego wykonania termoemisyjnego źródła elektronów.



Rys. 2.10. Ilustracja termoemisyjnego źródła elektronów na stanowisku badawczym w Katedrze Automatyki i Metrologii Politechniki Lubelskiej (Fot. D. Kuś)

W centralnej części fotografii są widoczne dwie cylindryczne elektrody, górna w kolorze jasnej czerwieni – katoda, zintegrowana z grzejnikiem wolframowym, dolna elektroda w kolorze szarym – anoda, pomiędzy nimi szczelina o regulowanej szerokości. Elektrody są umieszczone w komorze próżniowej, która posiada cztery interfejsy optyczne umożliwiające, między innymi, optyczny pomiar temperatury elektrod. Przedstawione źródło stanowi podzespół doświadczalnego termoemisyjnego układu przetwarzania energii cieplnej w elektryczną, zaprojektowanego w Politechnice Lubelskiej w Katedrze Automatyki i Metrologii i wykonanego we współpracy z Janusz Budzioch MeasLine (Kraków) i ITL Vacuum Components (Sussex).

Uwarunkowania polaryzacyjne termoemisyjnych źródeł elektronów sprawiają, że mogą one pracować zarówno w zakresie wytwarzania jak i pochłaniania energii elektrycznej. W następnym rozdziale są przedstawione przykładowe zastosowania źródeł w termoemisyjnym wytwarzaniu energii elektrycznej, termoemisyjnym chłodzeniu elektronowym i jonizacji gazu w spektrometrze mas.



### 3. Wybrane zastosowania termoemisyjnych źródeł elektronów

Znane są szerokie zastosowania termoemisyjnych źródeł elektronów, między innymi w przyrządach diagnostycznych wykorzystujących promieniowanie rentgenowskie, mikroskopach elektronowych, magnetronach [21], technologiach przemysłowych, w tym – ewaporacji wiązek molekularnych stosowanej w epitaksji cienkich warstw [83], litografii elektronowej, próżniowym wytopie materiałów, próżniowym spawaniu, termicznej modyfikacji powierzchni materiałów [21]. W monografii właściwości źródeł elektronów oraz ich uwarunkowania polaryzacyjne zilustrowano w obszarze termoemisyjnej metody wytwarzania energii elektrycznej oraz w zakresie pochłaniania energii elektrycznej, na przykładach termoemisyjnego chłodzenia elektronowego oraz jonizacji gazu, wykorzystywanej w przyrządach pomiarowych. Wybrane zastosowania są, w przekonaniu autora, interesujące, mniej upowszechnione w literaturze krajowej oraz ilustrują właściwości termoemisyjnego źródła elektronów w pełnym zakresie statycznej, prądowo-napięciowej charakterystyki źródła, obejmującej zakres prądu początkowego, oddziaływania ładunku przestrzennego i prądu Schottky'ego. W podrozdziale 3.1 przedstawiono metody wytwarzania energii elektrycznej wykorzystujące termoemisję elektronową oraz fotonowo wzmocnioną termoemisję elektronową do bezpośredniej konwersji energii cieplnej oraz energii cieplnej i optycznej odpowiednio, w energię elektryczną. W podrozdziale 3.2 opisano termoemisyjne chłodzenie elektronowe, w podrozdziale 3.3 przyrządy pomiarowe z jonizacją gazu wiązką termoelektronową.

#### 3.1. Wytwarzanie energii elektrycznej

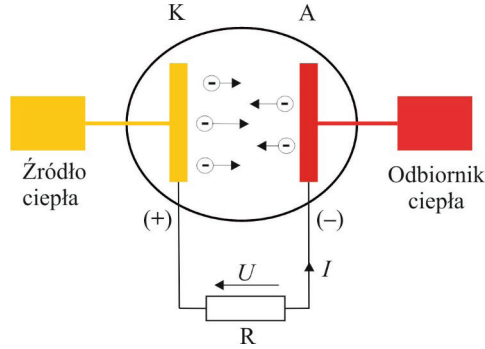
##### 3.1.1. Termoemisyjny przetwornik energii cieplnej w elektryczną

Wśród termoemisyjnych przetworników energii cieplnej w elektryczną można wyróżnić przetworniki próżniowe, przetworniki cezowe, w których do neutralizacji ładunku przestrzennego w obszarze katoda-anoda wykorzystuje się dodatnie jony cezu oraz przetworniki z wyładowaniem pomocniczym, służącym do jonizacji gazów niereaktywnych np. argonu i neutralizacji ładunku przestrzennego jonami argonu [124].

Schemat układu polaryzacji termoemisyjnego źródła elektronów w zakresie wytwarzania energii elektrycznej jest przedstawiony na rysunku 3.1.

Układ polaryzacji termoemisyjnego źródła elektronów stanowią źródło i odbiornik energii cieplnej oraz rezystor obciążenia  $R$ . Katoda jest sprzężona termicznie ze źródłem ciepła, anoda z odbiornikiem ciepła. Praca wyjścia elektronu dla katody jest większa od pracy wyjścia elektronu dla anody.





Rys. 3.1. Schemat układu polaryzacji termoemisyjnego źródła elektronów w zakresie wytwarzania energii elektrycznej

W stanie rozwarcia źródła elektrony emitowane z katody formują na anodzie ładunek ujemny, który wytwarza pole elektrostatyczne przeciwdziałające przemieszczaniu się elektronów z katody do anody a jednocześnie sprzyja przemieszczaniu się elektronów z anody do katody. W wyniku wymiany elektronów, formowania ładunków na elektrodach i pola elektrycznego w obszarze międzyelektrodowym osiągnięty zostaje stan równowagi, który można zapisać jak poniżej:

$$I_k = I_a \quad (3.1)$$

Przyjmując  $T_k > T_a$  oraz zakres napięcia wyjściowego:

$$U > \frac{\phi_k - \phi_a}{e} \quad (3.2)$$

natężenia prądów katody i anody opisują zależności (szczegółowo, jest to wyjaśnione w rozdziale 4):

$$I_k = A_k S_k T_k^2 e^{-\frac{eU + \phi_a}{kT_k}} \quad (3.3)$$

$$I_a = A_a S_a T_a^2 e^{-\frac{\phi_a}{kT_a}} \quad (3.4)$$

gdzie:  $A_k$  – pozorna stała termoemisji materiału katody,  $A_a$  – pozorna stała termoemisji materiału anody,  $S_k$ ,  $S_a$  – powierzchnie katody i anody, odpowiednio.

Zakładając, że powierzchnia katody jest równa powierzchni anody,  $S_k = S_a$  i podstawiając wyrażenia (3.3), (3.4) do równania (3.1) otrzymuje się:

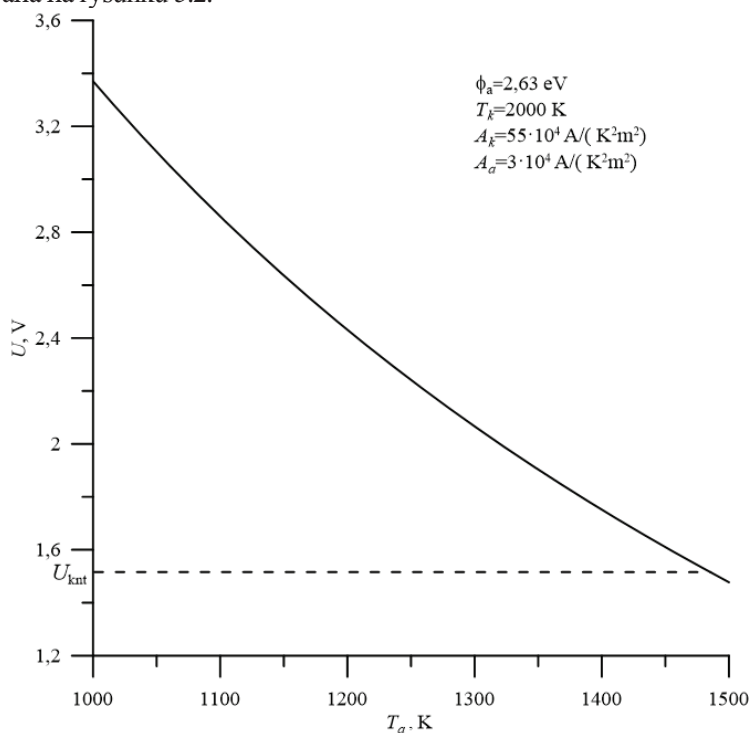
$$A_k T_k^2 e^{-\frac{eU + \phi_a}{kT_k}} = A_a T_a^2 e^{-\frac{\phi_a}{kT_a}} \quad (3.5)$$

Rozwiązanie względem napięcia wyjściowego  $U$ , przyjmuje postać:

$$U = \frac{\phi_a}{e} \left( \frac{T_k}{T_a} - 1 \right) + \frac{kT_k}{e} \ln \left[ \frac{A_k}{A_a} \left( \frac{T_k}{T_a} \right)^2 \right] \quad (3.6)$$

Napięcie wyjściowe jest funkcją pracy wyjścia elektronu dla anody oraz temperatur elektrod. Warto podkreślić, że przy takiej polaryzacji źródła (nierówność (3.2)), napięcie wyjściowe nie zależy od pracy wyjścia elektronu katody. Dla wyznaczenia przykładowej wartości napięcia  $U$ , można przyjąć, że katoda wykonana jest z molibdenu ( $\phi = 4,15$  eV,  $A_k = 55 \cdot 10^4$  A/(K<sup>2</sup>m<sup>2</sup>)), anoda z materiału o relatywnie niskiej pracy wyjścia np. wolframu torowanego ( $\phi = 2,63$  eV,  $A_a = 3 \cdot 10^4$  A/(K<sup>2</sup>m<sup>2</sup>)) i pracują w temperaturach  $T_k = 2000$  K,  $T_a = 1200$  K. Przy wykorzystaniu wzoru (3.6), obliczenia prowadzą do wyniku,  $U = 2,43$  V.

Przyjmując dane z powyższego przykładu i wykorzystując wzór (3.6), wyznaczono zależność napięcia wyjściowego w funkcji temperatury, która w postaci graficznej jest zilustrowana na rysunku 3.2.



Rys. 3.2. Modelowa zależność napięcia wyjściowego,  $U$ , termoemisyjnego źródła elektronów (w stanie rozwarcia na wyjściu) w funkcji temperatury anody  $T_a$ , dla zadanej temperatury katody  $T_k$

Napięcie wyjściowe, w stanie jałowym, maleje wraz ze wzrostem temperatury anody i przyjmuje wartość napięcia kontaktowego  $U_{knt} = 1,52$  V dla temperatury anody  $T_a = 1489$  K. Mając na uwadze schemat układu polaryzacji przedstawiony na rysunku 3.1, należy podkreślić, że napięcie wyjściowe źródła zostało uzyskane wskutek dostarczania do katody i odprowadzania z anody energii cieplnej, w termodynamicznym układzie polaryzacji źródła.

Dla zamkniętego obwodu zewnętrznego maksymalne napięcie wyjściowe jakie można uzyskać, jest równe napięciu kontaktowemu (Rys. 2.7), natomiast maksymalne natężenie prądu odpowiada prądowi nasycenia i jest równe  $I_n$ .

Dla podanej w przykładzie katody molibdenowej, przyjmując jej powierzchnię  $S_k = 10^{-4} \text{ m}^2$  i obliczając natężenie prądu nasycenia (wzór (2.12b)), otrzymuje się  $I_n = 43,1 \text{ A}$ . Napięcie wyjściowe jest równe napięciu kontaktowemu  $U_{\text{knt}} = 1,52 \text{ V}$ . Wyjściowa moc elektryczna wynosi  $P_{\text{wy}} = 65,51 \text{ W}$ . Wyznaczone wartości odpowiadają modelowi idealnego termoemisyjnego źródła elektronów (brak oddziaływania ujemnego ładunku przestrzennego, natężenie prądu termoemisji elektronowej z anody i współczynniki odbicia elektronów na granicach ośrodków są pomijalnie małe).

W celu wyznaczenia sprawności energetycznej dla źródła idealnego można przyjmując dodatkowe, hipotetyczne założenia, że współczynnik przewodności cieplnej i spadek potencjału elektrostatycznego na rezystancji przewodów elektrycznych, łączących zaciski źródła z obciążeniem, są pomijalnie małe [79]. Dla założonej relacji między pracami wyjścia elektronu elektrod,  $\phi_k > \phi_a$ , uproszczony rozkład elektrostatycznej energii potencjalnej elektronu w obszarze katoda-anoda jest zilustrowany na rysunku 2.3a. Wyjściowe napięcie źródła jest równe napięciu kontaktowemu i w obwodzie zewnętrznym płynie prąd nasycenia katody. Wyjściowa moc elektryczna  $P_{\text{wy}}$  jest równa:

$$P_{\text{wy}} = I_n \frac{\phi_k - \phi_a}{e} . \quad (3.7)$$

Jest ona efektem dostarczania energii cieplnej  $Q_{\text{we}}$  do katody. W przyjętym modelu energia  $Q_{\text{we}}$  jest równa sumie energii promieniowania termicznego katody i energii pobranej z katody przez elektrony. Bilans mocy można zapisać następująco [49]:

$$\frac{dQ_{\text{we}}}{dt} = P_r + I_n \frac{\phi_k}{e} + \frac{2kT_k I_n}{e} \quad (3.8)$$

Pierwszy składnik,  $P_r$  po prawej stronie równania wyraża moc odprowadzaną z katody w wyniku promieniowania termicznego, którą opisuje prawo Stefana-Boltzmana [22]:

$$P_r = S_k \sigma \varepsilon_k T_k^4 , \quad (3.9)$$

gdzie:  $\sigma$  – stała Stefana-Boltzmana,  $\varepsilon_k$  – współczynnik emisyjności katody (dla rzeczywistego źródła elektronów należy uwzględnić efektywny współczynnik emisyjności [42]). Dwa pozostałe składniki prawej strony równania (3.8) opisują moc pobieraną z katody przez elektrony:

$I_n \frac{\phi_k}{e}$  – moc pobrana przez elektrony podczas termoemisji,  $\frac{2kT_k I_n}{e}$  – średnia energia termiczna, w jednostce czasu, unoszona przez wyemitowane elektrony [49]. Korzystając z definicji sprawności:

$$\eta = \frac{P_{\text{wy}}}{\frac{dQ_{\text{we}}}{dt}} \quad (3.10)$$

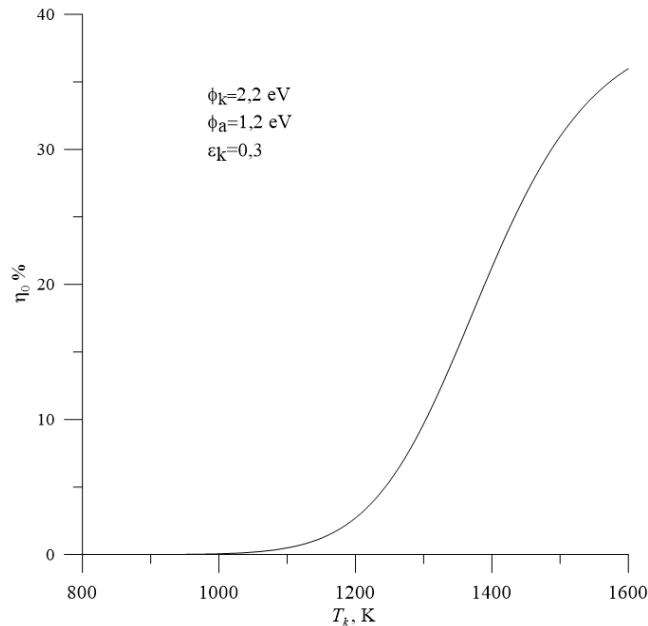
i podstawiając wyrażenia (3.7), (3.8) do wzoru (3.10), sprawność  $\eta_0$  przetwornika idealnego przyjmuje postać:

$$\eta_0 = \frac{I_n (\phi_k - \phi_a)}{eP_r + I_n (\phi_k + 2kT_k)} \quad (3.11a)$$

Dzieląc licznik i mianownik przez natężenie prądu katody  $I_n$  i podstawiając wzory (2.12b), (3.9) do wyrażenia (3.11a), otrzymuje się zależność wygodną do interpretacji:

$$\eta_0 = \frac{\phi_k - \phi_a}{\frac{\varepsilon_k \sigma T_k^2}{Ae^{\frac{-\phi_k}{kT_k}}} e + \phi_k + 2kT_k} \quad (3.11b)$$

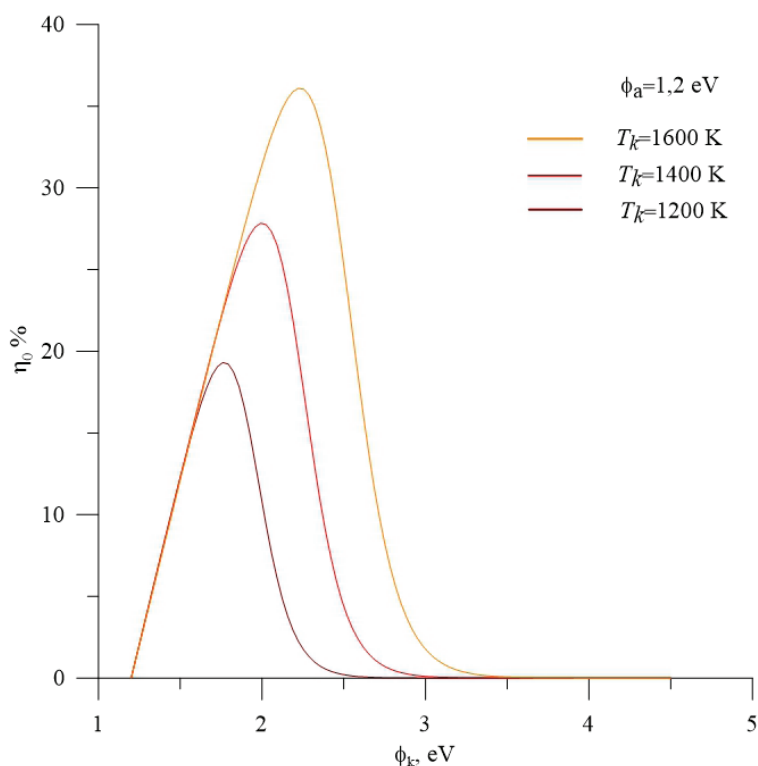
Na rysunku 3.3 jest przedstawiony wykres sprawności  $\eta_0$  w funkcji temperatury katody, dla zadanych wartości pracy wyjścia elektrod. Obliczenia wykonano dla zakresu temperatury (800–1600)K oraz dla  $\phi_k = 2,2\text{eV}$ ;  $\phi_a = 1,2\text{eV}$ ;  $\varepsilon_k = 0,3$ .



Rys. 3.3. Zależność modelowa sprawności energetycznej przetwornika idealnego w funkcji temperatury katody, dla  $\phi_k = 2,2\text{ eV}$ ;  $\varepsilon_k = 0,3$ ;  $\phi_a = 1,2\text{ eV}$

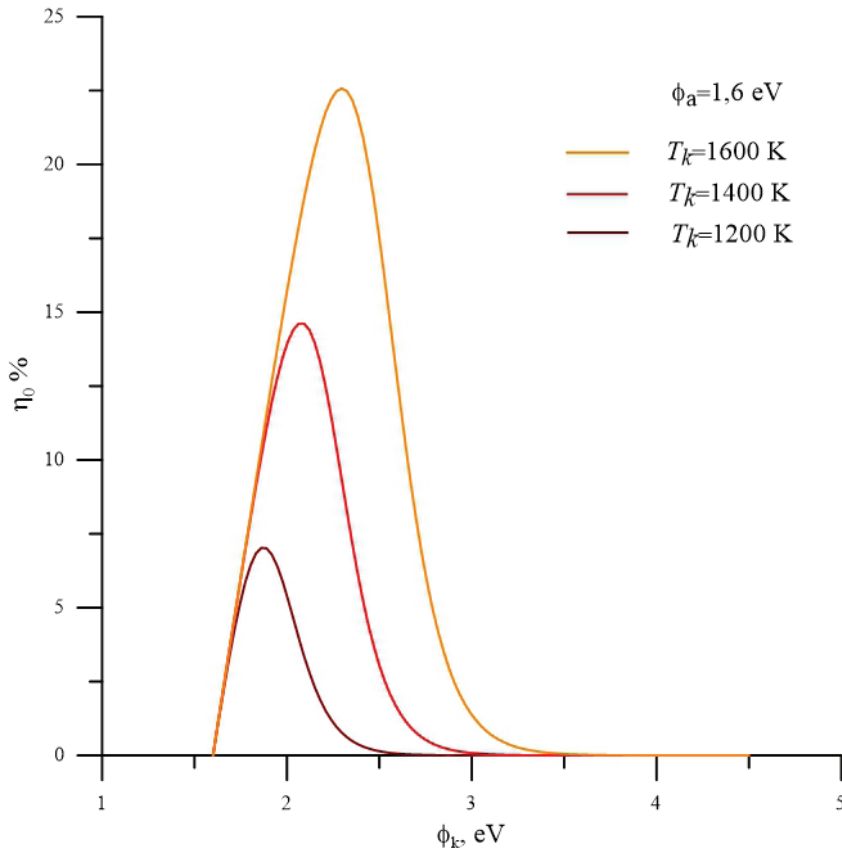
Wraz ze wzrostem temperatury katody sprawność rośnie, przy czym dla temperatury 1208 K wynosi 3%, dla 1400 K już 21,3%, dla  $T = 1604\text{ K}$  osiąga wartość około 36,1%. Jest to przebieg modelowy dla przetwornika idealnego, w zastosowaniach praktycznych należy uwzględnić, między innymi, dopuszczalny zakres temperatury pracy katody. Katody metaliczne wykonane np. z wolframu, molibdenu mają wysokie tem-

peratury pracy ( $T > 2000$  K), przy jednocześnie wysokich pracach wyjścia elektronu  $\phi > 4$  eV. Dla wielu materiałów prace wyjścia elektronu są relatywnie niskie, np. dla irydu pokrytego tlenkiem iru praca wyjścia elektronu wynosi 3,1 eV, dla wolframu impregnowanego związkami baru, strontu i wapnia praca wyjścia elektronu równa jest około 2 eV (wzory (2.15a), (2.15b)) i jednocześnie mniejszy jest zakres temperatury pracy. W celu uzyskania wysokiej sprawności, praca wyjścia elektronu dla anody powinna być jak najmniejsza, wynika to z zależności (3.11a, b). Dla ustalonej, pracy wyjścia elektronu anody  $\phi_a = 1,2$  eV, zależność sprawności w funkcji pracy wyjścia elektronu katody, dla trzech temperatur pracy katody jest przedstawiona na rysunku 3.4. Dla każdej z nich istnieje optymalna wartość pracy wyjścia elektronu dla katody, przy której uzyskuje się maksymalną sprawność energetyczną.



Rys. 3.4. Sprawność energetyczna przetwornika termioemisyjnego w funkcji pracy wyjścia elektronu dla katody, dla zadanych temperatur katody i pracy wyjścia elektronu dla anody,  $\phi_a = 1,2$  eV

Dla porównania, na rysunku 3.5 są przedstawione analogiczne zależności, dla większej wartości pracy wyjścia elektronu anody,  $\phi_a = 1,6$  eV.



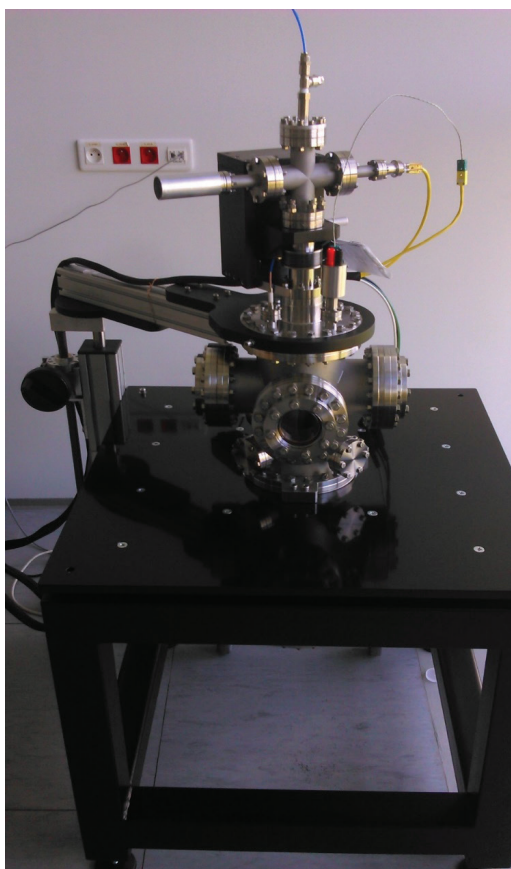
Rys. 3.5. Modelowa zależność sprawności energetycznej przetwornika termoemisyjnego w funkcji pracy wyjścia elektronu katody, dla zadanych wartości temperatury katody i pracy wyjścia elektronu dla anody

Optymalne wartości pracy wyjścia elektronu dla katody uległy zwiększeniu, natomiast wartości sprawności zmniejszyły się. Największy względny spadek sprawności widoczny jest dla wartości temperatury katody 1200 K. Otrzymane rezultaty wskazują, że wartości pracy wyjścia elektronu dla anody i katody mają kluczowe znaczenie dla sprawności termoemisyjnego przetwarzania energii. Zgodnie z wzorem (3.7), moc wyjściowa rośnie wraz ze wzrostem napięcia wyjściowego. Dla zadanej pracy wyjścia elektronu katody wzrost napięcia wyjściowego można uzyskać poprzez zmniejszenie pracy wyjścia anody. Zagadnienie jest jednak bardziej złożone, ponieważ niska praca wyjścia elektronu anody jest powodem niekorzystnej emisji wstecznej elektronów z anody do katody, która zmniejsza natężenie prądu obciążenia i sprawność. W takiej sytuacji skuteczne jest chłodzenie anody. Niskie prace wyjścia elektronu dla anody termoemisyjnych przetworników energii uzyskuje się tradycyjnie poprzez pokrycie materiałów cezem. Wolfram pokryty cezem charakteryzuje się pracą wyjścia elektronu około 1,36 eV i wysoką stabilnością temperaturową. Znane są metody uzyskiwania niskiej pracy wyjścia poprzez naniesienie na metaliczne podłoże cienkiej

warstwy polikrystalicznego diamentu, domieszkowanego fosforem, a następnie ekspozycję w plazmie wodorowej, w celu uzyskania ujemnego powinowactwa elektronowego. Uzyskana w ten sposób praca wyjścia elektronu wynosi 0,9 eV [57].

Termoemisyjne źródła elektronów, wykorzystywane jako przetworniki energii, mogą być zasilane energią skoncentrowanego promieniowania słonecznego [82], [84] energią wydzielaną w reakcjach chemicznych (spalanie paliw), reakcjach jądrowych [80], [97]. Na podstawie wyników analizy modelowej można stwierdzić, że termoemisyjne układy wytwarzania energii elektrycznej charakteryzują się wysoką gęstością natężenia prądu wyjściowego, relatywnie niskim napięciem wyjściowym i teoretycznie wysoką sprawnością energetyczną. Z punktu widzenia konstrukcji i eksploatacji zaletami są, między innymi, brak podzespołów ruchomych, relatywnie mała masa.

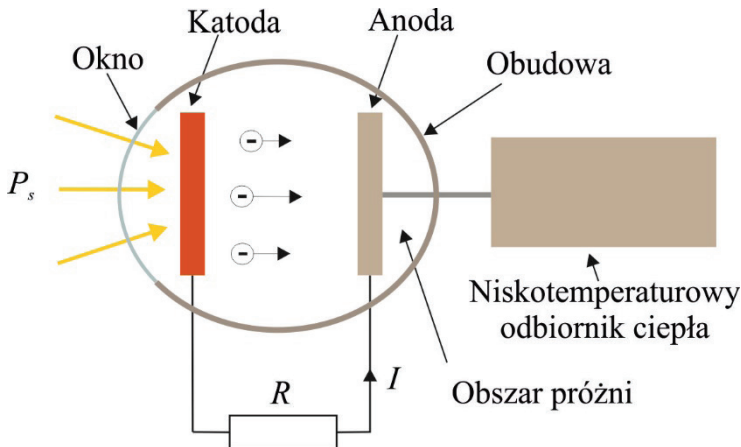
Na rysunku 3.6 jest przedstawiona ilustracja stanowiska doświadczalnego do badania termoemisyjnych przetworników energii, w Katedrze Automatyki i Metrologii Politechniki Lubelskiej.



Rys. 3.6. Stanowisko doświadczalne do badania termoemisyjnych przetworników energii w Katedrze Automatyki i Metrologii Politechniki Lubelskiej (fot. D. Kuś)

### 3.1.2. Przetwornik energii z fotonowo wzmocnioną termoemisją elektronową

W źródle elektronów wykorzystującym fotonowo wzmocnioną termoemisję elektronową (ang. PETE – Photon Enhanced Thermionic Emission), w stosunku do klasycznego termoemisyjnego źródła elektronów, metaliczna katoda została zastąpiona materiałem półprzewodnikowym typu  $p$  [93], [94], [95], [96], [90], [62]. Schemat funkcjonalny źródła elektronów wykorzystującego fotonowo wzmocnioną termoemisję elektronową, w układzie wytwarzania energii elektrycznej jest przedstawiony na rysunku 3.7. Źródło elektronów zbudowane jest z próżnioszczelnej obudowy wyposażonej w okno optyczne oraz próżniowe przepusty elektryczne służące do połączenia katody i anody z obciążeniem zewnętrznym  $R$ . Wewnątrz obudowy, w obszarze próżni, znajdują się metalowa anoda oraz półprzewodnikowa katoda wykonana z półprzewodnika typu  $p$  i umieszczona od strony okna optycznego, przez które jest oświetlana skoncentrowanym światłem słonecznym. Anoda jest sprzężona termicznie z niskotemperaturowym odbiornikiem ciepła, który umożliwia stosowne chłodzenie jej podczas pracy.

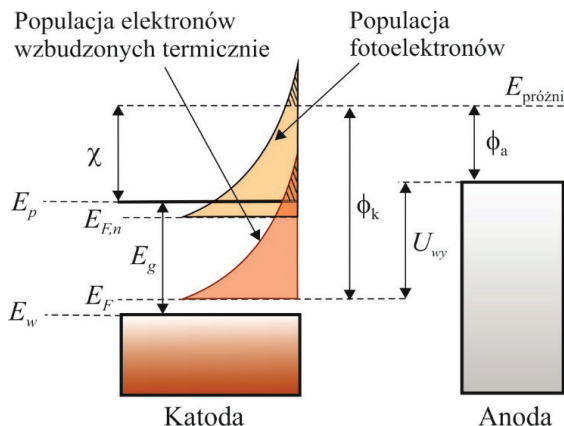


Rys. 3.7. Schemat funkcjonalny źródła elektronów wykorzystującego fotonowo wzmocnioną termoemisję elektronową, w układzie wytwarzania energii elektrycznej.  $P_s$  – moc promieniowania słonecznego,  $R$  – rezystancja obciążenia

Na rysunku 3.8 przedstawiono schemat pasm energetycznych katody i anody oraz uproszczone rozkłady elektronów w funkcji energii, ilustrujące efekty iluminacji i grzania katody [93].

W efekcie iluminacji katody, elektrony z pasma podstawowego katody są wzbudzone termicznie oraz w wyniku zjawiska fotoelektrycznego wewnętrznego [51] do pasma przewodnictwa katody. Fotoelektrony oraz elektrony wzbudzone termicznie (Rys. 3.8) zwiększają łączną liczbę nośników w paśmie przewodnictwa i umożliwiają znaczące zwiększenie natężenia prądu termoemisji elektronowej z powierzchni półprzewodnikowej katody, w stosunku do termoemisyjnych źródeł elektronów z tradycyjnymi katodami.





Rys. 3.8. Schemat pasm energetycznych dla przetwornika energii wykorzystującego fotonowo wzmocnioną termoemisję elektronową,  $E_p$  – minimalna energia pasma przewodnictwa,  $E_w$  – maksymalna energia pasma walencyjnego,  $E_g$  – zakres przerwy energetycznej,  $E_{F,n}$  – poziom quasi-Fermiego,  $E_F$  – równowagowy poziom Fermiego,  $E_{pr\acute{o}żni}$  – energia elektronu w próżni,  $\chi$  – powinowactwo elektronowe katody,  $\phi_k$  – praca wyjścia katody,  $\phi_a$  – praca wyjścia anody,  $U_{wy}$  – napięcie wyjściowe przetwornika równe różnicy wartości pracy wyjścia elektronu katody i anody (na podstawie pracy [93])

Pierwsze wyniki badań w zakresie wpływu iluminacji i energii cieplnej na właściwości termoemisyjnego źródła elektronów z półprzewodnikową katodą przedstawiono w 2004 r. w pracy [113], jednak ich interpretacja w zakresie emisji tzw. „gorących elektronów” była niewłaściwa [93]. Kompleksowe badania właściwości termoemisyjnego źródła elektronów w układzie polaryzacji przedstawionym na rysunku 3.7 oraz ich wyniki potwierdziły odkrycie nowego zjawiska – fotonowo wzmocnionej termoemisji elektronowej. Wyniki badań opublikowano w 2010 r. [93].

Fotony docierające do półprzewodnikowej katody mają energię zarówno większą jak i mniejszą od przerwy energetycznej  $E_g$  półprzewodnika. Absorbpcja fotonów o energii  $h\nu$  w zakresie  $E_g < h\nu < E_g + \chi$  powoduje wzbudzenie elektronów z pasma walencyjnego do pasma przewodnictwa, którego minimalną energię oznaczono na rysunku 3.8, jako  $E_p$ . Wygenerowane fotoelektrony posiadające nadwyżkę energii względem stanu, jaki zajęły w paśmie przewodnictwa, przekazują ją sieci krystalicznej, poprzez oddziaływania fotoelektron-fonon, aż do osiągnięcia stanu równowagi termodynamicznej katody. Proces ten nazywany jest termalizacją elektronów i powoduje ogrzewanie katody [93]. Fotony o energii  $h\nu < E_g$  również mogą być absorbowane przez katodę a ich energia przekazywana jest sieci krystalicznej katody i w konsekwencji zwiększa temperaturę katody. Z kolei absorbpcja fotonów o energii  $h\nu > E_g + \chi$  wywołuje wzbudzenie elektronów powyżej poziomu energetycznego próżni i przemieszczanie ich w kierunku powierzchni półprzewodnikowej katody. Elektrony, które dotarły do powierzchni katody z energią kinetyczną większą od bariery energetycznej, są emitowane w obszar próżni, są to tzw. elektrony „gorące” [136]. Procesowi fotogeneracji elektronów z pasma podstawowego towarzyszą

procesy rekombinacji promienistej, rekombinacji Auger, rekombinacji Shockley-Read-Hall oraz rekombinacji powierzchniowej [93], [89].

Fotonowo wzmocnioną termoemisję elektronową można opisać w formie trzech etapów [93], [94]:

1. Wzbudzenie elektronów z pasma walencyjnego do pasma przewodnictwa katody pod wpływem fotonów, których energia jest większa od przerwy energetycznej półprzewodnikowej katody.
2. Termalizacja elektronów w paśmie przewodnictwa katody, polegająca na przekazaniu nadwyżki energii elektronów sieci krystalicznej, poprzez oddziaływania elektron-fonon, aż do osiągnięcia rozkładu w stanie równowagi termodynamicznej katody. Absorbowane przez katodę fotony o energii mniejszej od przerwy energetycznej katody przekazują energię w postaci ciepła. W wyniku absorpcji fotonów i termalizacji elektronów katoda uzyskuje relatywnie wysoką temperaturę oraz zwiększoną koncentrację elektronów w paśmie przewodnictwa.
3. Termoemisja elektronów, które w wyniku dyfuzji dotarły do powierzchni katody z energią większą od powinowactwa elektronowego katody i formowanie prądu elektrycznego w obwodzie katoda-anoda-obciążenie zewnętrzne.

Procesem konkurencyjnym dla termalizacji elektronów jest rekombinacja międzypasmowa, która zmniejsza koncentrację elektronów w paśmie przewodnictwa katody i w konsekwencji, może zmniejszać natężenie prądu termoemisji elektronowej. Szybkość rekombinacji międzypasmowej jest o rząd wielkości mniejsza od szybkości termalizacji (rzędu pikosekund) i ta relacja czasowa jest korzystna z punktu widzenia sprawności przetwarzania [94]. W badaniach nad zmniejszaniem wpływu rekombinacji zaproponowano katodę w postaci heterostruktury absorber-emiter, z emiterym o relatywnie dużej przerwie energetycznej. Elektrony wzbudzone do pasma przewodnictwa absorbera termalizują i dyfundują w kierunku złącza, część z nich dociera do pasma przewodnictwa emitery, skąd są emitowane do anody [94].

W celu wyznaczenia natężenia  $I_{\text{PETE}}$  prądu źródła elektronów z fotonowo wzmocnioną termoemisją elektronową należy określić barierę energii jaką muszą pokonać elektrony w procesie termoemisji elektronowej. W paśmie przewodnictwa katody znajdują się zarówno fotoelektrony termalizowane, jak również elektrony wzbudzone termicznie z pasma podstawowego oraz elektrony, które znajdowały się w paśmie przewodnictwa już przed iluminacją. Populacja fotoelektronów znacząco zwiększa koncentrację elektronów w paśmie przewodnictwa i w konsekwencji wzrasta poziom quasi-Fermiego  $E_{F,n}$ , którego wartość opisuje zależność [69], [93]:

$$E_{F,n} = E_F + kT_K \ln \frac{n}{n_{\text{ref}}} \quad (3.12)$$

gdzie:  $n_{\text{ref}}$  – koncentracja elektronów w paśmie przewodnictwa bez iluminacji,  $n$  – koncentracja elektronów w paśmie przewodzenia po iluminacji półprzewodnika, w stanie równowagi termodynamicznej.

Zgodnie z przyjętymi na rysunku 3.8 oznaczeniami, pracę wyjścia katody można opisać następująco:

$$\phi_k = E_p - E_F + \chi \quad (3.13)$$

natomiast bariera energetyczna, dla termoemisji elektronów, względem poziomu quasi-Fermiego jest równa:

$$E_B = E_p - E_{F,n} + \chi \quad (3.14)$$

Natężenie  $I_{\text{PETE}}$  prądu termoemisji elektronowej, dla bariery energii  $E_B$ , można zapisać, zgodnie z równaniem Richardson-Dushmana (wzór 2.12b), następująco:

$$I_{\text{PETE}} = AT_k^2 S \exp\left[\frac{-E_B}{kT_k}\right] \quad (3.15)$$

a podstawiając wyrażenie (3.14), otrzymuje się:

$$I_{\text{PETE}} = AT_k^2 S \exp\left[\frac{-(E_p - E_{F,n} + \chi)}{kT_k}\right] \quad (3.16)$$

W celu porównania uzyskanego wyniku z natężeniem prądu klasycznego termoemisyjnego przetwornika energii o takiej samej pracy wyjścia elektronu katody  $\phi_k$  i temperaturze pracy  $T_k$ , można do równania (3.16) podstawić wielkość  $E_p$  wyznaczoną z równania (3.13), wtedy zależność (3.16) przyjmie postać:

$$I_{\text{PETE}} = AT_k^2 S \exp\left(\frac{-(\phi_k - (E_{F,n} - E_F))}{kT_k}\right) \quad (3.17)$$

Po podstawieniu wzoru (3.12) do równania (3.17), natężenie prądu można zapisać następująco:

$$I_{\text{PETE}} = \frac{n}{n_{\text{ref}}}\left[AT_k^2 S \exp\left(\frac{-\phi_k}{kT_k}\right)\right] \quad (3.18)$$

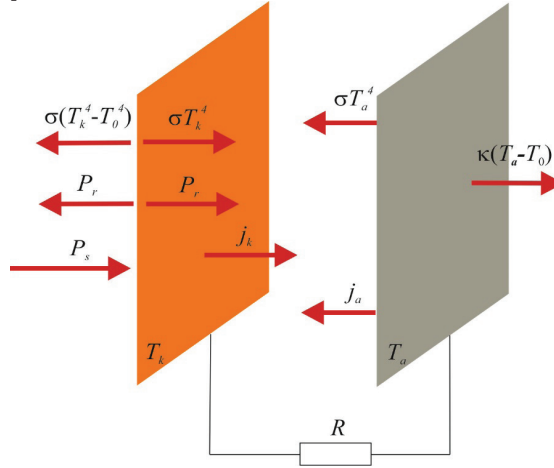
Wyrażenie w nawiasie kwadratowym opisuje natężenie prądu nasycenia termoemisyjnego źródła elektronów (wzór (2.12b)), w związku z tym równanie (3.18) można zapisać następująco:

$$I_{\text{PETE}} = \frac{n}{n_{\text{ref}}} I_n \quad (3.19)$$

Wskutek optycznego wzbudzenia elektronów do pasma przewodnictwa i zwiększonej w ten sposób koncentracji elektronów natężenie prądu źródła elektronów PETE jest  $n/n_{\text{ref}}$  razy większe w stosunku do natężenia prądu  $I_n$  termoemisyjnego źródła energii o takich samych wartościach pracy wyjścia elektronu i temperatury katody, zasilanego jedynie energią cieplną.

Autorska zależność (3.19) może stanowić uzasadnienie przyjętej nazwy – fotonowo wzmocniona termoemisja elektronowa.

Sprawność przetwornika można wyznaczyć na podstawie analizy przetwarzania energii słonecznej w elektryczną i ciepłą [85], [95], [96], [114]. Na rysunku 3.9 jest przedstawiony schemat przetwornika z fotonowo wzmocnioną termoemisją elektronową ilustrujący propagację energii w jednostce czasu oraz gęstości natężenia prądów katody i anody [114].



Rys. 3.9. Schemat funkcjonalny układu polaryzacji źródła elektronów z fotonowo wzmocnioną termoemisją elektronową, ilustrujący propagację energii na jednostkę czasu i prądy elektrod

Pod wpływem dostarczanej energii promieniowania słonecznego o gęstości  $P_s^*$ , na wyjściu przetwornika generowana jest energia elektryczna. Gęstość wyjściowej mocy elektrycznej oznaczono jak  $P_{wy}^*$ . Dla napięcia wyjściowego równego napięciu kontaktowemu  $U_{knt} = (\phi_k - \phi_a)/e$ , gęstość wyjściowej mocy elektrycznej wynosi:

$$P_{wy}^* = (j_k - j_a) \frac{\phi_k - \phi_a}{e} \quad (3.20)$$

oraz sprawność:

$$\eta = \frac{(j_k - j_a) \frac{\phi_k - \phi_a}{e}}{P_s^*} \quad (3.21)$$

Natężenie prądów elektrod obliczono w oparciu o znajomość wartości temperatury elektrod, wyznaczonych na podstawie bilansu energetycznego dla każdej z elektrod, które opisane są poniższymi równaniami, dla katody [114]:

$$P_s - (2 - \Gamma)P_r + j_a(\phi_k + 2kT_a) - j_k(\phi_k + 2kT_k) + \\ - (1 - \Gamma)\sigma(T_k^4 - T_a^4) - \sigma(T_k^4 - T_0^4) = 0 \quad (3.22)$$

oraz dla anody [114]:

$$j_k (\phi_a + 2kT_k) - j_a (\phi_a + 2kT_a) + (1 - \Gamma) P_r + (1 - \Gamma) \sigma (T_k^4 - T_a^4) - \kappa (T_a - T_0) = 0 \quad (3.23)$$

$\Gamma$  jest współczynnikiem odbicia promieniowania od powierzchni elektrod,  $\kappa$  jest współczynnikiem przewodzenia ciepła z anody do odbiornika ciepła (np. otoczenia),  $P_r$  jest mocą na jednostkę powierzchni wzmocnionego fotonowo promieniowania [114].

Moc dostarczana do źródła elektronów jest określona na podstawie skoncentrowanego 1000 razy promieniowania słonecznego o widmie referencyjnym AM1.5 [1]. W oparciu o kryterium maksymalnej sprawności energetycznej dla zadanych wartości pasma wzbronionego  $E_g$  półprzewodnikowej katody wyznaczono numerycznie, optymalne parametry przetwornika PETE: powinowactwo elektronowe katody, temperatury pracy katody i anody, napięcie wyjściowe przetwornika i gęstość prądu wyjściowego [114]. W obliczeniach przyjęto  $\Gamma = 0$ . Wyniki obliczeń są przedstawione w Tabeli 3.1.

Tabela. 3.1. Optymalne parametry przetwornika PETE względem kryterium maksymalnej sprawności energetycznej, dla zadanych wartości pasma wzbronionego  $E_g$  katody [114].

$E_g$ , eV	$\eta_{\max}$	$\chi_{\text{opt}}$ , eV	$T_{k^{\text{opt}}}$ , K	$T_{a^{\text{opt}}}$ , K	$V_{\text{opt}}$ , V	$j_{\text{opt}}$ , Acm <sup>-2</sup>
0,60	0,256	1,01	997	600	0,519	44,5
0,80	0,303	0,95	996	578	0,649	42,1
1,00	0,348	0,90	1007	556	0,794	39,5
1,20	0,374	0,96	1098	532	1,03	32,8
1,30	0,375	1,00	1156	522	1,15	29,4
1,36	0,379	1,01	1170	518	1,21	28,2
1,38	0,378	1,01	1179	517	1,23	27,8
1,39	0,378	1,01	1183	516	1,24	27,5
1,40	0,377	1,02	1189	515	1,26	27,0
1,41	0,376	1,02	1196	515	1,27	26,7
1,42	0,375	1,03	1202	514	1,29	26,3
1,44	0,373	1,04	1214	513	1,31	25,7
1,46	0,370	1,05	1226	511	1,34	24,9
1,50	0,363	1,06	1251	509	1,38	23,7
1,60	0,347	1,10	1300	504	1,51	20,8

Na podstawie wyników zamieszczonych w Tabeli 3.1 optymalna wartość pasma wzbronionego półprzewodnikowej katody względem sprawności dla konwersji promieniowania słonecznego zawarta jest w przedziale (1,36–1,40) eV.

Układ implementujący fotonowo wzmocnioną termoemisję elektronową jest termoemisyjnym przetwornikiem energii zasilanym skoncentrowanym światłem słonecz-

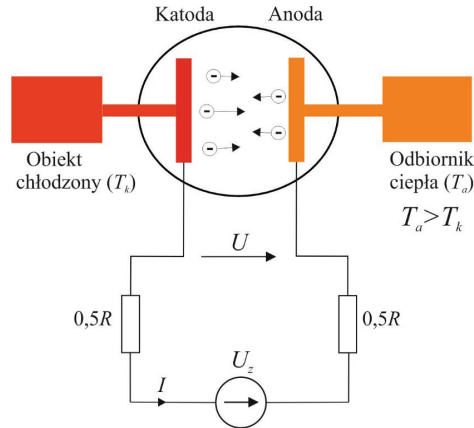
nym. Znane są również badania modelowe w zakresie zasilania przetwornika PETE energią pochodzącą z gorących skał grzanych geotermicznie, gorącej magmy, ciepła odpadowego np. z silników (energiją promieniowania ciała doskonale czarnego lub szarego [123]). Wyniki badań modelowych pokazują, że optymalna wartość pasma wzbronionego półprzewodnikowej katody zawarta jest w przedziale (0,45–0,5) eV [123]. Wyznaczona sprawność przy temperaturze katody  $T_k = 1600$  K jest równa 40%, natomiast dla  $T_k = 1000$  K wynosi 20%. Obiecującymi materiałami do wytwarzania katod mogą być arsenek indu (InAs), którego temperatura topnienia jest równa  $T_t = 1220$  K i pasmo wzbronione  $E_g = 0,35$  eV oraz siarczek ołowiu (PbS) o temperaturze topnienia  $T_t = 1390$  K i paśmie wzbronionym  $E_g = 0,4$  eV [123].

W kontekście poszukiwań bardziej efektywnych metod i układów wytwarzania energii elektrycznej termoemisyjne źródła elektronów stały się obiektem intensywnych badań. Znane są, między innymi, prace w zakresie konwersji energii promieniowania słonecznego w energię elektryczną przy wykorzystaniu, łącznie, fotonowo wzmocnionej termoemisji elektronowej i zjawiska termoelektrycznego [115]. Interesującym kierunkiem badań są prace w zakresie wykorzystania termoemisji elektronowej i zjawiska fotoelektrycznego zewnętrznego [22]. Wspólną cechą obydwu zjawisk jest emisja elektronów w obszar próżni i ich odbiór na anodzie [127]. W pierwszym przypadku mamy do czynienia z efektem termicznym, w drugim z kwantowym. Zastosowanie obydwu zjawisk jednocześnie, do przetwarzania energii słonecznej w elektryczną, umożliwia wykorzystanie energii zarówno fotonów wysokoenergetycznych – poprzez zjawisko fotoelektryczne zewnętrzne oraz energii fotonów niskoenergetycznych poprzez termoemisję elektronową [127]. Interesującym poznawczo i aplikacyjnie kierunkiem badań jest wykorzystanie promieniowania termicznego bliskiego pola (ang. near-field enhanced thermionic energy conversion – NETEC) [28] do sprzężenia termicznego źródła energii cieplnej z półprzewodnikową katodą termoemisyjnego źródła elektronów. Analiza porównawcza wybranych metod przetwarzania energii słonecznej w elektryczną jest przedstawiona we współautorskiej pracy [27].

### 3.2. Termoemisyjne chłodzenie elektronowe

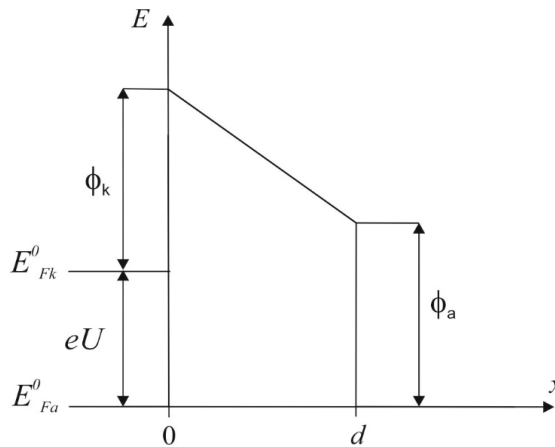
Termoemisyjna metoda chłodzenia wykorzystuje odprowadzanie ciepła przez elektrony emitowane z powierzchni katody [19], [70]. Ideę metody, dla katody sprzężonej termicznie z chłodzonym obiektem, przedstawił w 1994 r. G. D. Mahan [70] i od tego czasu prace w tym zakresie są intensywnie rozwijane [9], [46], [78], [135], [134].

Schemat funkcjonalny układu polaryzacji termoemisyjnego źródła elektronów jest przedstawiony na rysunku 3.10. W tej konfiguracji źródło pracuje w zakresie pochłaniania energii elektrycznej [78].



Rys. 3.10. Schemat funkcjonalny układu polaryzacji termoemisyjnego źródła elektronów w zakresie pochłaniania energii elektrycznej – termoemisyjne chłodzenie elektronowe

Katoda o temperaturze  $T_k$  jest sprzężona termicznie z obiektem chłodzonym (również o temperaturze  $T_k$ ), anoda z odbiornikiem ciepła o temperaturze  $T_a > T_k$ . Do zacisków termoemisyjnego źródła elektronów jest dołączone zewnętrzne źródło napięcia  $U_z$ . Rezystancja przewodów elektrycznych łączących źródło napięcia  $U_z$  z zaciskami termoemisyjnego źródła elektronów jest równa  $R$ . Źródło spolaryzowane jest napięciem  $U = U_z - I \cdot R$ . Dla przyjętej polaryzacji źródła  $U > 0$ , rozkład elektrostatycznej energii potencjalnej elektronu w obszarze katoda-anoda jest przedstawiony na rysunku 3.11. Barię energii dla elektronów emitowanych z katody jest praca wyjścia katody, dla elektronów emitowanych z anody, w drodze do katody, bariera energii jest równa  $\phi_k + eU$ .



Rys. 3. 11. Uproszczony rozkład elektrostatycznej energii potencjalnej elektronu w obszarze katoda-anoda, w zakresie pochłaniania energii elektrycznej przez termoemisyjne źródło elektronów

Zakładając, że powierzchnie elektrod są jednakowe i równe  $S$ , natężenie prądu termoemisji elektronowej z katody można opisać, zgodnie ze wzorem (2.12b):

$$I_k = AS T_k^2 e^{-\phi_k/kT_k} \quad (3.24)$$

natomiast, natężenie prądu termoemisji elektronowej z anody, z uwagi na barierę energii  $\phi_k + eU$ , następująco [9], [15]:

$$I_a = AS T_a^2 e^{-(\phi_k + eU)/kT_a} \quad (3.25)$$

Natężenie  $I$  prądu w obwodzie zewnętrznym jest równe:

$$I = I_k - I_a \quad (3.26a)$$

Z uwagi na relację między wartościami temperatury katody i anody,  $T_k < T_a$ , natężenie prądu wypadkowego będzie większe od zera dla określonego zakresu napięcia  $U$  polaryzującego termoemisyjne źródło elektronów. Przyjmując równanie  $I = 0$ , otrzymuje się:

$$AS T_k^2 e^{-\phi_k/kT_k} = AS T_a^2 e^{-(\phi_k + eU)/kT_a} \quad (3.26b)$$

Rozwiązując je względem napięcia  $U$ , można wyznaczyć napięcie progowe  $U_0$ :

$$U_0 = \frac{\phi_k}{e} \left( \frac{T_a}{T_k} - 1 \right) + 2 \frac{kT_a}{e} \ln \left( \frac{T_a}{T_k} \right) \quad (3.27)$$

Napięcie progowe jest funkcją pracy wyjścia katody i wartości temperatury elektrod. Dla  $U > U_0$  kierunek (umowny) wypadkowego prądu jest do anody.

Uporządkowany ruch elektronów z katody do anody o natężeniu  $I_k$  implikuje przepływ energii cieplnej w tym samym kierunku (powoduje chłodzenie katody), ponieważ każdy emitowany z katody elektron pobiera energię cieplną równą sumie pracy wyjścia elektronu  $\phi_k$  katody i średniej energii termicznej elektronu  $2kT_k$  [49]. Elektrony po dotarciu do anody przekazują jej energię równą sumie energii pobranej z katody i pracy pola elektrostatycznego  $eU$ . Przekazanie przez elektrony energii anodzie powoduje jej ogrzanie i wzrost temperatury. Termoemisja elektronów z anody wywołuje przepływ energii cieplnej z anody do katody. Elektrony, które docierają do katody przekazują jej energię równą  $\phi_a + 2kT_a$  [70].

W procesie wymiany energii cieplnej między elektrodami należy uwzględnić również promieniowanie cieplne z elektrody o wyższej temperaturze tj. anody do katody [9], [15], [78]. Wykorzystując prawo Stefana-Boltzmann (wzór (3.9)), gęstość mocy

$P_r^*$  promieniowania termicznego z anody opisuje zależność:

$$P_r = \sigma \varepsilon_a (T_a^4 - T_k^4) \quad (3.28)$$



Zgodnie ze schematem układu polaryzacji (Rys. 3.10) pod wpływem płynącego prądu o natężeniu  $I$  na rezystancji  $R$  przewodów elektrycznych wydziela się energia cieplna na jednostkę czasu,  $I^2R$ , która, można przyjąć [78], po połowie jest przekazywana do anody i katody i w tym zakresie zmniejsza efekt chłodzenia katody. Dodatkowym źródłem zmniejszającym efekt chłodzenia katody jest przepływ energii cieplnej z anody o wyższej temperaturze, do katody, poprzez przewody elektryczne łączące źródło elektronów z zewnętrznym źródłem napięcia. Wartość tej energii na jednostkę czasu jest równa  $\kappa \frac{S_p}{l} (T_a - T_k)$ , gdzie  $\kappa$  jest współczynnikiem przewodności cieplnej

materiału, z którego wykonane są przewody elektryczne oraz  $S_p$ ,  $l$  odpowiednio pole przekroju poprzecznego i długość przewodów [15], [45].

Uwzględniając powyższą analizę, moc cieplną odprowadzaną z katody należy zapisać następująco [15]:

$$\begin{aligned} \frac{dQ_k}{dt} = & \frac{I_k(\phi_k + 2kT_k)}{e} - \frac{I_a(\phi_k + 2kT_a)}{e} - \frac{I^2 R_L}{2} + \\ & - \kappa \frac{S_p}{l} (T_a - T_k) - S\varepsilon\sigma (T_a^4 - T_k^4) \end{aligned} \quad (3.29)$$

Analogiczną zależność przedstawiono w pracy [78], przyjmując drugi składnik prawej strony równania (3.29) jako pomijalnie mały, w pracy [70] jako pomijalnie małe przyjęto składniki trzeci i czwarty, w pracy [15], odpowiednio składnik czwarty.

Sprawność układu chłodzenia jest ilorazem mocy cieplnej odprowadzanej z katoda i mocy elektrycznej dostarczanej do układu chłodzenia. W literaturze przedmiotu, sprawność jest oznaczana jako współczynnik COP (Coefficient of Performance) [9], [15], [78], [86], w związku z tym:

$$COP = \frac{\frac{\partial Q_k}{\partial t}}{IU_a} \quad (3.30)$$

Mając na uwadze wyniki analizy zjawisk cieplnych na anodzie, moc cieplną dostarczaną do anody można opisać za pomocą następującego wyrażenia [15]:

$$\begin{aligned} \frac{dQ_a}{dt} = & \frac{I_k(\phi_a + U + 2kT_k) - I_a(\phi_a + U + 2kT_a)}{e} + \frac{I^2 R_L}{2} + \\ & - \kappa \frac{S_p}{l} (T_a - T_k) - S\varepsilon\sigma (T_a^4 - T_k^4) \end{aligned} \quad (3.31)$$

Różnica wartości mocy cieplnej dostarczonej do anody i odprowadzanej z katody jest równa sumie mocy elektrycznej pochłanianej przez termoemisyjne źródło elektronów i mocy wydzielanej na przewodach elektrycznych o rezystancji  $R$ :

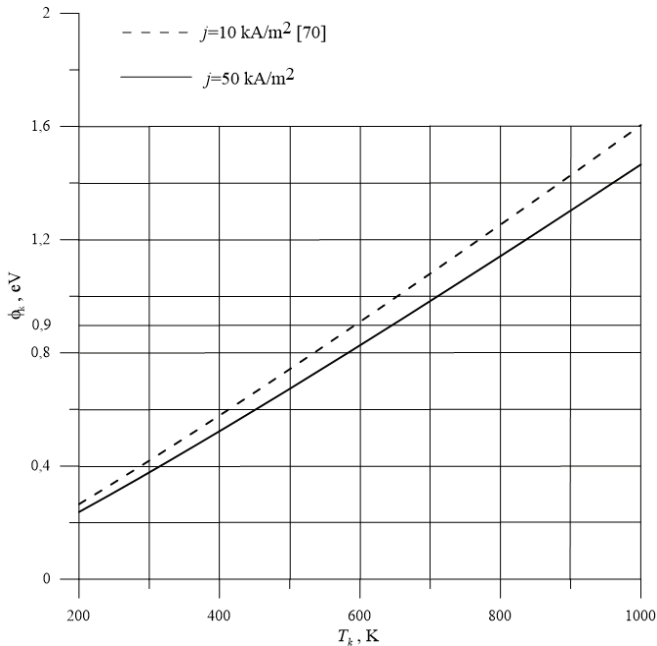
$$\frac{dQ_a}{dt} - \frac{dQ_k}{dt} = IU + I^2 R \quad (3.32)$$

Teoretyczna sprawność termoemisyjnego układu chłodzenia wynosi około 80% sprawności idealnego układu Carnot [70].

Dla praktycznego chłodzenia obiektów termicznie sprzężonych z katodą, wartości natężenia prądu termoemisji elektronowej powinny być rzędu amperów [70]. W celu wyznaczenia wymaganej pracy wyjścia elektronu katody, dla uzyskania zadanej temperatury chłodzonego obiektu, można wykorzystać wzór Dushmana-Richardsona (2.12a), odpowiednio przekształcając względem pracy wyjścia:

$$\phi_k = kT \ln \frac{AT_k^2}{j_k} \quad (3.33)$$

Na rysunku 3.12 przedstawiono zależność pracy wyjścia elektronu katody w funkcji zadanej temperatury (chłodzenia) katody dla prądu termoemisji elektronowej o gęstości natężenia  $j = 50 \text{ kA/m}^2$  i porównano z wynikami zamieszczonymi w pracy [70], dla  $j = 10 \text{ kA/m}^2$ .



Rys. 3.12. Praca wyjścia katody w funkcji temperatury katody dla zadanych wartości gęstości natężenia prądu termoemisji elektronowej  $10 \text{ kA/m}^2$  i  $50 \text{ kA/m}^2$

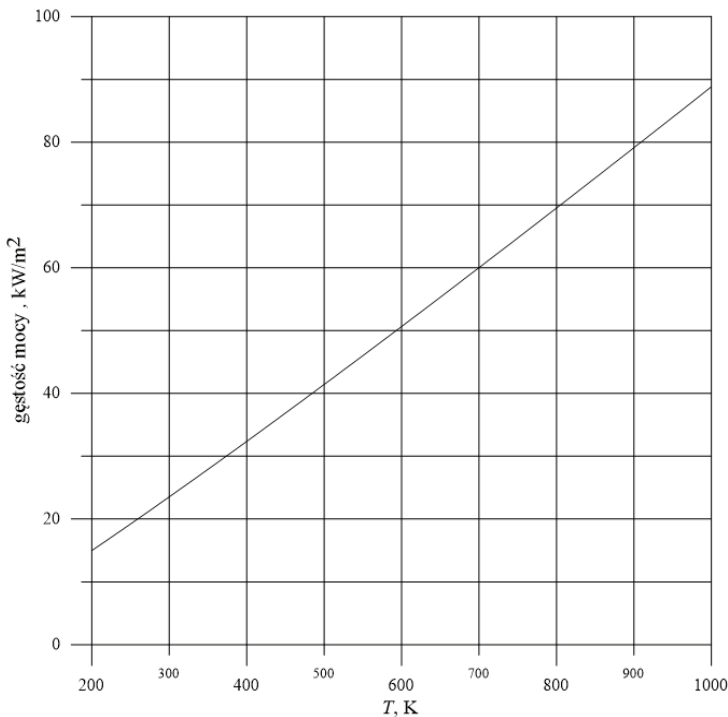
Przyjmując, na podstawie Tabeli 2.1, najniższą wartość pracy wyjścia elektronu 0,9 eV, można uzyskać wartości temperatury chłodzenia około 600 K i 650 K (Rys. 3.12), dla wartości gęstości natężenia prądu 10 kA/m<sup>2</sup> i 50 kA/m<sup>2</sup>, odpowiednio. Dla utrzymywania temperatury chłodzenia 300 K, katoda powinna mieć pracę wyjścia około 0,4 eV. Uzyskanie materiałów o takiej wartości pracy wyjścia elektronu stanowi wyzwanie dla technologii materiałowych. W celu wyznaczenia gęstości mocy  $P_1^*$  pobieranej przez elektrony emitowane z katody (dla 50 kA/m<sup>2</sup>) wykorzystano pierwszy składnik prawej strony wyrażenia (3.29):

$$P_1^* = \frac{j_k}{e} (\phi_k + 2kT_k) \quad (3.34)$$

Podstawiając do powyższego wzoru zależność (3.33), opisującą pracę wyjścia elektronu, otrzymuje się:

$$P_1^* = \frac{j_k}{e} \left( kT \ln \frac{AT_k^2}{j_k} + 2kT_k \right) \quad (3.35)$$

Zależność (3.35), w postaci graficznej zilustrowano na rysunku 3.13.



Rys. 3. 13. Gęstość mocy odprowadzanej przez elektrony emitowane z katody w funkcji temperatury, dla zadanej wartości gęstości natężenia prądu termoemisji elektronowej z katody,  $j_k = 50 \text{ kA/m}^2$

Dla przykładowej temperatury 700 K, gęstość mocy odbieranej przez elektrony wynosi  $60 \text{ kW/m}^2$ , przy gęstości natężenia prądu termoemisji elektronowej  $50 \text{ kA/m}^2$  i pracy wyjścia elektronu dla katody około  $1 \text{ eV}$  (Rys. 3.12).

Wiele praktycznych układów pracuje w temperaturze 1500 K z katodami pokrytymi cezem, które w tych warunkach mają pracę wyjścia elektronu około  $2 \text{ eV}$  i gęstość natężenia prądu termoemisji elektronowej wynosi  $520 \text{ kA/m}^2$  [70].

Znane są rozwiązania wykorzystujące łącznie zjawisko termoemisji elektronowej i termoelektryczne [15], [86]. W pracy [78] przedstawiono analizę porównawczą metod chłodzenia termoemisyjnej i termoelektrycznej, wskazując na perspektywiczny potencjał metody termoemisyjnej, przy założeniu redukcji bariery energetycznej dla emitowanych elektronów. Zmniejszenie bariery energetycznej można uzyskać poprzez opracowanie materiałów o niskiej pracy wyjścia elektronu a także, wskazując na to wyniki badań modelowych, poprzez znaczące zmniejszenie odległości katoda-anoda, do rzędu kilku nanometrów [46], [125]. Znane są również badania termoemisyjnych układów chłodzenia wykonanych w nanoskali, na bazie ciała stałego [134].

### 3.3. Przyrządy pomiarowe z termoelektronową wiązką jonizującą

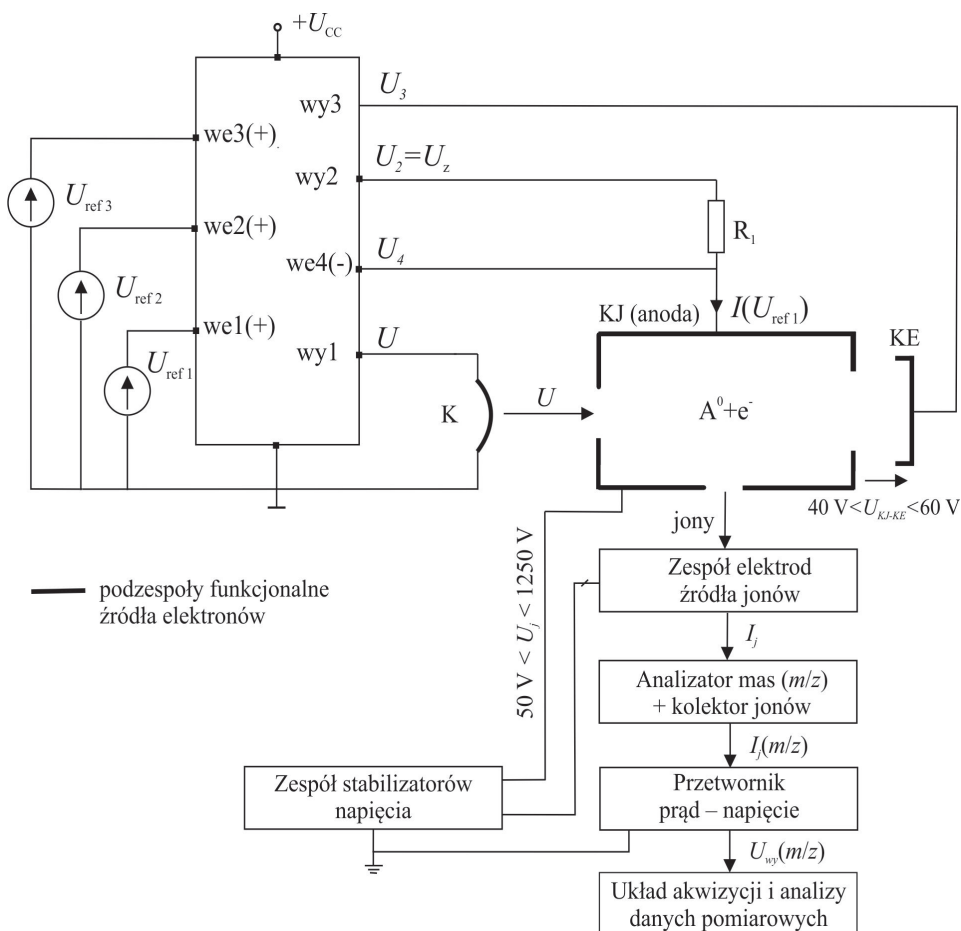
Termoemisyjne źródła elektronów, stosowane w spektrometrach mas [29], [34], [47], [117], [137] i próżniomierzach jonizacyjnych [34], [39], [88] są wykorzystywane do wytwarzania termoelektronowej wiązki, jonizującej gazową materię. Otrzymane w procesie jonizacji jony, tworzą prąd jonowy, którego natężenie może być miarą koncentracji atomów i molekuł gazu [121], ciśnienia.

Schemat funkcjonalny spektrometru mas z termoemisyjnym źródłem elektronów jest przedstawiony na rysunku 3.14.

Źródło elektronów pracuje w zakresie prądu Schottky'ego [92]. Katodę K stanowi metalowe włókno o typowej średnicy rzędu  $0,0001 \text{ m}$ , przykładowej długości  $0,02 \text{ m}$ , zasilane napięciem żarzenia  $U_k$  ze źródła napięcia zewnętrznego. Pod wpływem płynącego prądu w katodzie wydziela się energia cieplna. Przyjmując, że napięcie zasilania katody jest funkcją czasu,  $U_k(t)$  bilans energii na jednostkę czasu, dla elementu katody o długości  $dx$ , można zapisać następująco [18]:

$$U_k^2(t) \frac{S}{\rho} dx = D\epsilon\sigma(T^4(x,t) - T_0^4) dx - S \left( \frac{\partial \kappa}{\partial x} \frac{\partial T(x,t)}{\partial x} + \kappa \frac{\partial^2 T(x,t)}{\partial x^2} \right) dx + \mu S c \frac{\partial T(x,t)}{\partial t} dx + \frac{j(t) D}{e} \left( \frac{3}{2} kT(x,t) + \phi(x,t) - \sqrt{\frac{eE_0}{4\pi\epsilon_0}} \right) dx \quad (3.36)$$

gdzie:  $S$  – pole przekroju poprzecznego katody,  $D$  – obwód katody,  $\rho$  – rezystancja właściwa materiału katody,  $c$  – ciepło właściwe materiału katody,  $l$  – długość katody,  $\mu$  – gęstość materiału katody,  $j$  – gęstość powierzchniowa natężenia prądu termoemisji elektronowej,  $j = I / \pi D l$ .



Rys. 3. 14. Schemat funkcjonalny spektrometru mas z termoemisyjnym źródłem elektronów:  
 $A_0$  – atom, molekula, K – katoda, KJ – komora jonizacyjna, KE – kolektor elektronów

Wyrażenie po lewej stronie równania (3.36) opisuje pobieraną w jednostce czasu energię elektryczną. Pierwszy składnik prawej strony równania wyraża moc promieniowania termicznego, drugi opisuje energię cieplną w jednostce czasu odprowadzaną do przewodów zasilających katodę, trzeci składnik wyraża energię w jednostce czasu gromadzoną w rozpatrywanej elementarnej części katody o długości  $dx$ , czwarty składnik opisuje energię cieplną w jednostce czasu odprowadzaną przez emitowane elektrony (efekt chłodzenia katody).

Na podstawie znajomości rozkładu temperatury  $T(x, t)$ , który jest rozwiązaniem równania (3.36), oraz wykorzystując zależność (2.12b), można wyznaczyć natężenie prądu termoemisji elektronowej [53]:

$$I(t) = \int_0^l A(1-r)\pi DT^2(x,t) e^{-\frac{\phi[T(x,t)]}{kT(x,t)}} dx \quad (3.37a)$$

Rozkład temperatury  $T(x, t)$  jest funkcją napięcia  $U_k$  zasilania katody (równanie (3.36)). W warunkach praktycznych szereg zjawisk powierzchniowych na katodzie, między innymi adsorpcji [17], modyfikuje pracę wyjścia elektronu oraz rozkład temperatury  $T(x, t)$  i ma wpływ na natężenie I prądu termoemisji elektronowej. W konsekwencji, prąd termoemisji elektronowej należy stabilizować.

Zgodnie ze schematem przedstawionym na rysunku 3.14 elektrony są kierowane poprzez komorę jonizacyjną (KJ) do kolektora elektronów (KE), który jest na potencjale wyższym w stosunku do potencjału KJ w zakresie (40–60). Na dystansie ½ długości geometrycznej katody – komora jonizacyjna, dzięki napięciu polaryzującemu  $U$ , zwanym dalej napięciem przyspieszającym, elektrony docierają do komory jonizacyjnej z energią kinetyczną  $E$ . Komora jonizacyjna dla termoemisyjnego źródła elektronów stanowi anodę.

Zakładając, że energia początkowa elektronów w wyniku termoemisji elektronowej jest pomijalnie mała [137], energię kinetyczną  $E$  można zapisać następująco:

$$E = eU \quad (3.37b)$$

Napięcie  $U$ , zgodnie ze schematem przedstawionym na rysunku 3.12, opisuje zależność:

$$U = U_z - R_1 I(U_{ref1}) - 0,5U_k(U_{ref1}) \quad (3.37c)$$

W komorze jonizacyjnej elektrony jonizują atomy i molekuly badanego gazu i następnie, w obszarze pola elektrostatycznego na dystansie K–KE, są kierowane do kolektora elektronów. Termoemisyjne źródło elektronów jest polaryzowane napięciem  $U_j$  o wartościach w zakresie (50–1250) V względem potencjału elektrostatycznego przetwornika prąd-napięcie. Natężenie prądu jonowego utworzonego przez zjonizowane atomy i molekuly badanego gazu można opisać następująco [137], [103]:

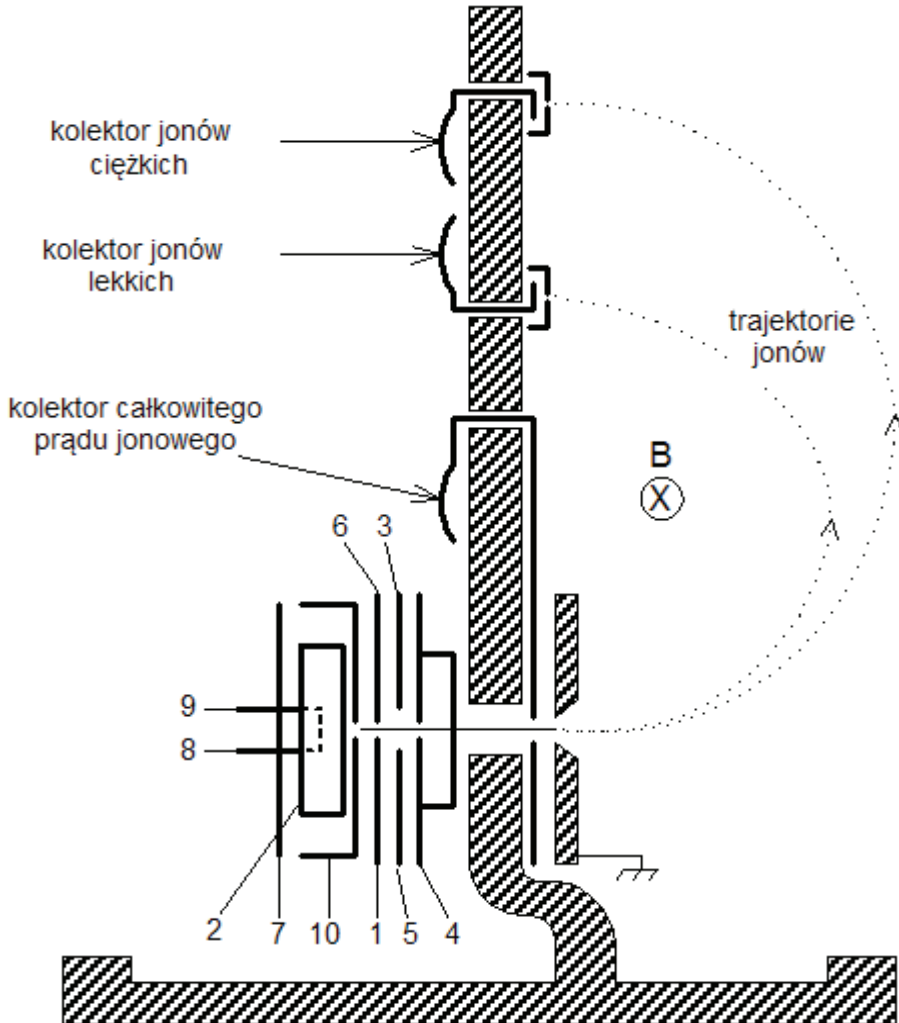
$$I_j = nlQ(E)I \quad (3.38)$$

gdzie:  $n$  – koncentracja atomów i molekuł badanego gazu,  $l$  – długość drogi jonizacji (długość komory jonizacyjnej),  $Q(E)$  – całkowity przekrój czynny na jonizację gazu elektronami – zależność nieliniowa [137], [103]. Wyprowadzenie wzoru (3.38) jest opisane w pracy autorskiej [103].

Odpowiedni dobór energii elektronów i natężenia prądu termoemisji elektronowej wpływa na wydajność jonizacji gazu i umożliwia uzyskanie relatywnie dużych wartości natężenia prądu jonowego, które są kluczowe dla dokładności i powtarzalności pomiarów realizowanych spektrometrem. W celu zapewnienia odpowiednich parametrów wiązki termoelektronowej należy zapewnić szeroki zakres regulacji napięcia przyspie-

szającego elektrony i natężenia prądu termoemisji elektronowej oraz relatywnie małe wartości estymatora odchylenia standardowego wymienionych wyżej wielkości [26].

Schemat funkcjonalny spektrometru mas typu Dempstera jest przedstawiony na rysunku 3.15. Jony, utworzone w procesie jonizacji gazu wiązką termoelektronową, kierowane są do obszaru pola magnetycznego o indukcji  $B$ .



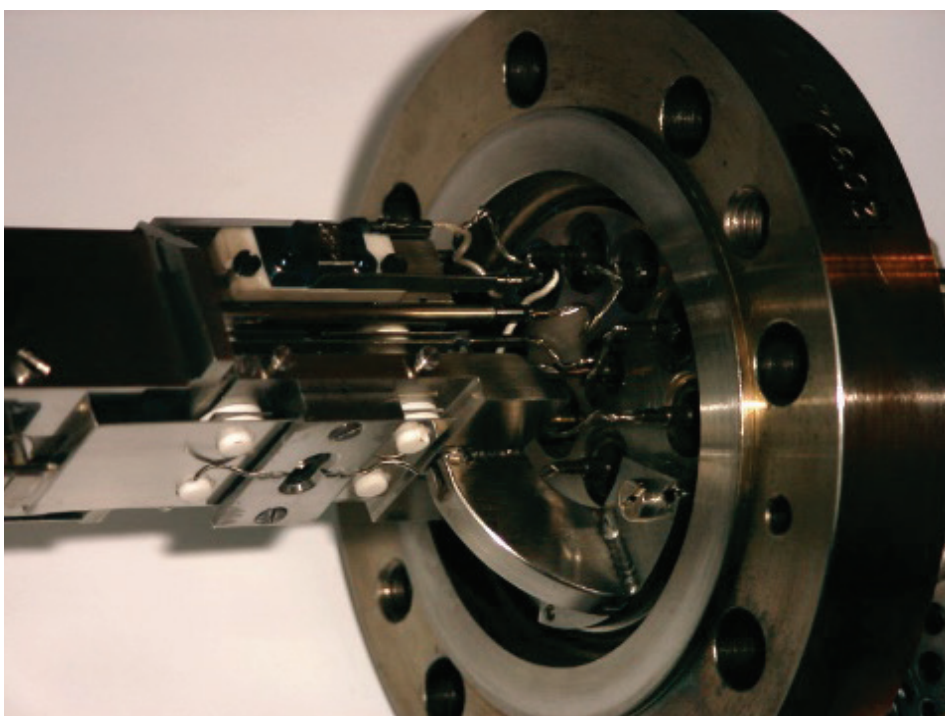
Rys. 3.15. Schemat funkcjonalny spektrometru mas typu Dempstera [120]: (1, 6) – elektrody ekstrakcyjne, (2) – kolektor elektronów, (3, 4, 5) – elektrody ogniskowania przestrzennego, (7) – elektroda wypychająca jony, (8, 9) – zaciski katody, (10) – komora jonizacyjna

Do danego kolektora docierają jony o wybranym ilorazie  $m_j/ze$ , opisanym następującym wzorem [29]:

$$\frac{m_j}{ze} = r^2 \frac{B^2}{2 \cdot U_j} \quad (3.39a)$$

gdzie  $z$  – liczba naturalna opisująca krotność jonizacji,  $m_j$  – masa analizowanych jonów,  $r$  – promień trajektorii jonów,  $B$  – indukcja magnetyczna w obszarze analizatora mas,  $U_j$  – napięcie przyspieszające jony.

Na rysunku 3. 16 przedstawiono ilustrację źródła jonów z termoemisyjnym źródłem elektronów w spektrometrze mas typu Dempstera [137] GD–150, do analizy izotopowej gazowych próbek materii.



Rys. 3.16. Źródło jonów z termoemisyjnym źródłem elektronów w spektrometrze mas typu Dempstera GD–150, w Katedrze Automatyki i Metrologii Politechniki Lubelskiej (Fot. P. Staszewski)

Masę jonu  $m_j$  można wyrazić w jednostkach masy atomowej:

$$m_j = M \cdot 1 \text{ j.m.a.} \quad (3.39b)$$

gdzie:  $1 \text{ j.m.a.} = 1.66055 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$  jest jednostką masy atomowej [29],  $M$  jest masą cząsteczkową.

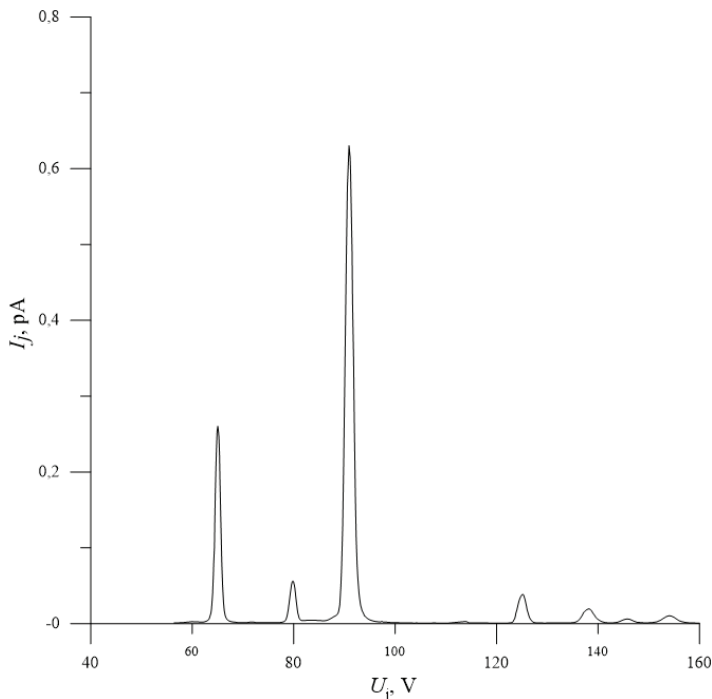


Podstawiając do wzoru (3.39a) wzór (3.39b) oraz wartości parametrów technicznych spektrometru  $r = 0,02$  m,  $B = 0,36$  T [108], otrzymuje się następującą zależność:

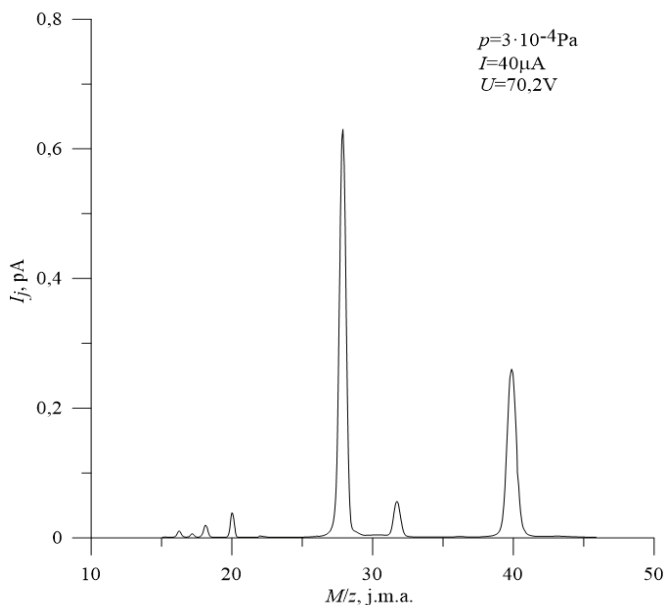
$$\frac{M}{z} = \frac{2492 \text{ V}}{U_j} \quad (3.39c)$$

Dla ustalonego napięcia  $U_j$  na kolektorze usytuowanym w odległości  $2r$  od szczeliny wyjściowej źródła jonów są ogniskowane jony o wybranym stosunku  $M/z$ . Dla trajektorii jonów o promieniu  $r = 0,05$  m, wartości napięcia jonowego  $U_j$  będą odpowiednio większe. Zależności (3.39a), (3.39c) nie stanowią podstawy do kalibracji spektrometru mas, z powodu, między innymi, określonych tolerancji wykonania podzespołów mechanicznych, w tym, źródła jonów, kolektorów, szczelin kolektorów, niejednorodności pola magnetycznego w obszarze analizatora mas. W celu kalibracji stosuje się materiały odniesienia – gazy wzorcowe o znanym składzie izotopowym.

Wyniki pomiarów natężenia prądu jonowego w funkcji napięcia  $U_j$  oraz stosunku  $M/z$ , dla próbki powietrza wzbogaconej w argon, przedstawiono odpowiednio na rysunku 3.17 i 3.18. Wartości natężenia prądu jonowego wyznaczono w oparciu o pomiary napięcia wyjściowego przetwornika prąd-napięcie, wykonane za pomocą karty pomiarowej NI USB-6251 BNC, wartości napięcia  $U_j$  zmierzono multimetrem Agilent 34461A.

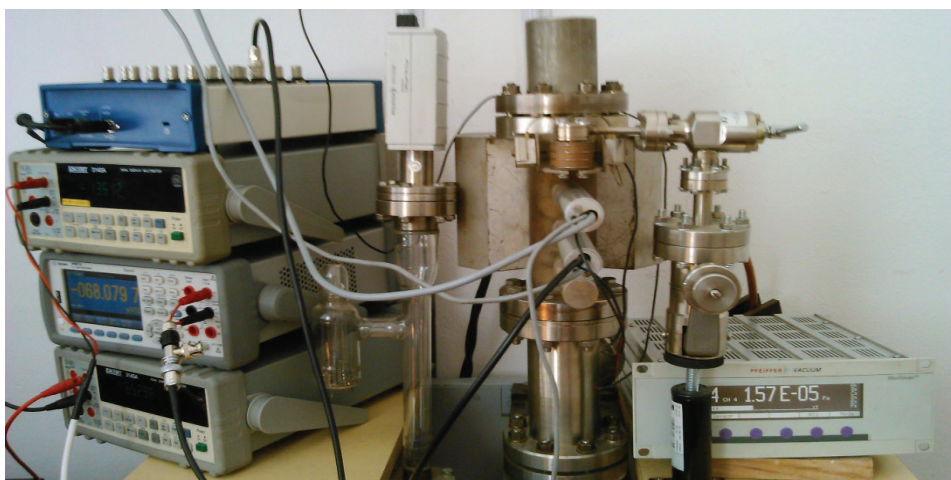


Rys. 3.17. Wyznaczona eksperymentalnie zależność natężenia prądu jonowego w funkcji napięcia przyspieszającego jony. Warunki pomiaru:  $p = 3 \cdot 10^{-4}$  Pa,  $I = 40 \mu\text{A}$ ,  $U = 70,2$  V



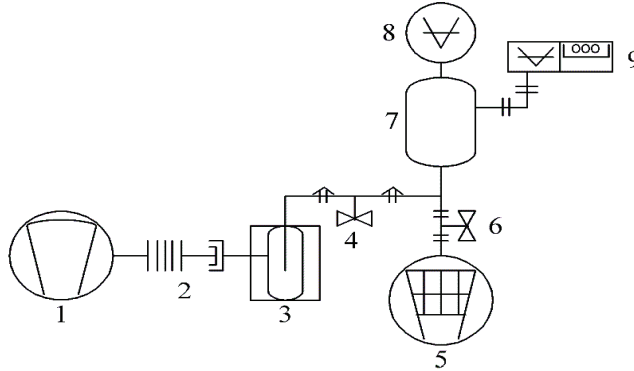
Rys. 3.18. Wyznaczona eksperymentalnie zależność natężenia prądu jonowego w funkcji  $M/z$ .  
 Warunki pomiaru:  $p = 3 \cdot 10^{-4} \text{ Pa}$ ,  $I = 40 \mu\text{A}$ ,  $U = 70.2 \text{ V}$

Na rysunku 3.19 przedstawiono wygląd stanowiska doświadczalnego, które służy, między innymi, do badania układów polaryzacji termoemisyjnego źródła elektronów w spektrometrze mas. Na pierwszym planie jest widoczna konstrukcja spektrometru mas, w bezpośrednim sąsiedztwie z lewej strony zamontowane są dwie głowice próżniowe, w prawej dolnej części znajduje się próżniomierz, w lewej części ilustracji są widoczne karta pomiarowa i multimetry.



Rys. 3.19. Ilustracja stanowiska doświadczalnego ze spektrometrem mas typu Dempstera GD-150

Schemat połączeń podzespołów próżniowych [34] stanowiska badawczego jest przedstawiony na rysunku 3.20.



Rys. 3.20. Schemat połączeń podzespołów próżniowych stanowiska doświadczalnego [120]: 1 – pompa rotacyjna Trivac E2 (Leybold Vacuum), 2 – przyłącze pompy rotacyjnej, 3 – wymrażarka, 4 – zawór odcinający zespół niskiej próżni M/N ¼ Metal (Varian), 5 – pompa jonowo-sorpcyjna PJ-25 (PIE Warszawa), 6 – zawór odcinający pompę jonowo-sorpcyjną, 7 – komora próżniowa spektrometru mas, 8 – źródło jonów spektrometru mas, 9 – próżniowa głowica kompaktowa PBR260 z kontrolerem TPG256 (Pfeiffer Vacuum)

Zestaw pomp próżniowych pozwala osiągnąć wartość ciśnienia  $p = 10^{-7}$  Pa. Konwersja obojętnych elektrycznie atomów i molekuł gazu w jony jest pierwszym etapem procesu pomiarowego w spektrometrze mas, próżniomierzu jonizacyjnym i jej wydajność jest znacząca dla dokładności pomiarów. Wyrażenia (3.37b), (3.37c), (3.38), dają podstawę do stwierdzenia, że natężenie  $I_j$  prądu jonowego jest nieliniową funkcją natężenia  $I$  prądu termoemisji elektronowej:

$$I_j(I) = n \cdot l \cdot Q[E(I)] \cdot I \quad (3.39d)$$

W celu wyznaczenia warunku, który umożliwi linearyzację zależności (3.39d), można skorzystać z kryterium stałej wrażliwości natężenia prądu jonowego względem natężenia prądu termoemisji elektronowej [104]. Miarą wrażliwości jest iloraz przyrostów odwzorowań i przyrostów argumentów lub w granicy pochodna sygnału wyjściowego względem sygnału wejściowego [122]. Zakładając, że funkcja  $I_j(I)$  w pewnym otoczeniu punktu  $I$  jest klasy  $C^\infty$  [60], można wyznaczyć przyrost  $\delta I_j(I)$  wykorzystując rozwinięcie funkcji  $I_j(I)$  w szereg Taylora:

$$\delta I_j(I) = I_j(I + \delta I) - I_j(I) = \sum_{k=1}^{\infty} \frac{1}{k!} \frac{\partial^k}{\partial I^k} I_j(I) (\delta I)^k \quad (3.40)$$

Wrażliwość  $s_{I_j, I}$  natężenia prądu jonowego względem natężenia prądu termoemisji elektronowej opisuje zależność [104]:

$$s_{I_j, I} = \frac{\delta I_j}{\delta I} = \sum_{k=1}^{\infty} \frac{1}{(k-1)!} \frac{\partial^k I_j(I)}{\partial I^k} (\delta I)^{k-1} \quad (3.41)$$

Kryterium stałej wrażliwości  $S_{I_j, I}$ , dla każdej wartości natężenia prądu termoemisji elektronowej, w pełnym zakresie charakterystyki statycznej  $I_j(I)$ , można zapisać następująco:

$$\frac{\delta S_{I_j, I}}{\delta I} = 0 \quad (3.42)$$

Powyższe równanie, po uwzględnieniu wzoru (3.41), przyjmuje postać [104]:

$$\frac{\partial^2 I_j(I)}{\partial I^2} + \sum_{k=3}^{\infty} \frac{1}{(k-2)!} \frac{\partial^{k-2}}{\partial I^{k-2}} \left[ \frac{\partial^2 I_j(I)}{\partial I^2} \right] (\delta I)^{k-2} = 0 \quad (3.43)$$

Podstawiając do równania (3.43) zależności (3.37b) i (3.38), otrzymuje się postać analogiczną do równania przedstawionego w autorskiej pracy [104]:

$$\left[ \frac{\partial}{\partial I} \left( \frac{\partial Q}{\partial U} \right) \frac{\partial U}{\partial I} + \frac{\partial Q}{\partial U} \frac{\partial^2 U}{\partial I^2} + 2 \frac{\partial Q}{\partial U} \frac{\partial U}{\partial I} \right] + \sum_{k=3}^{\infty} \frac{1}{(k-2)!} \frac{\partial^{k-2}}{\partial I^{k-2}} \left[ \frac{\partial}{\partial I} \left( \frac{\partial Q}{\partial U} \right) \frac{\partial U}{\partial I} + \frac{\partial Q}{\partial U} \frac{\partial^2 U}{\partial I^2} + 2 \frac{\partial Q}{\partial U} \frac{\partial U}{\partial I} \right] (\delta I)^{k-2} = 0 \quad (3.44)$$

Wrażliwość napięcia przyspieszającego elektrony względem natężenia prądu termoemisji elektronowej można zapisać następująco:

$$S_{U, I} = \frac{\partial U}{\partial I} \quad (3.45a)$$

Równanie (3.44) jest spełnione dla (wszystkie rozwiązania nie są rozpatrywane):

$$S_{U, I} = 0 \quad (3.45b)$$

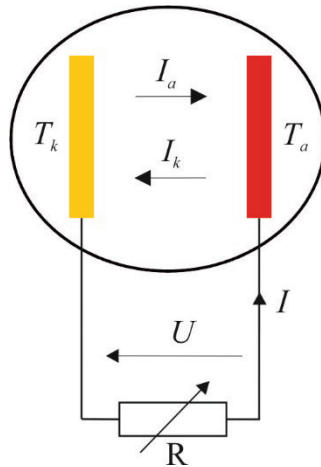
Liniowość charakterystyki natężenia  $I_j$  prądu jonowego względem natężenia  $I$  prądu termoemisji elektronowej można uzyskać poprzez zapewnienie zerowej wartości wrażliwości napięcia przyspieszającego elektrony względem natężenia prądu termoemisji elektronowej. Umożliwia to, między innymi, niezależny dobór napięcia przyspieszającego w celu uzyskania optymalnej, w danych warunkach, wydajności jonizacji gazu [106], a także umożliwia realizację impulsowej [119] oraz harmonicznego [61] jonizacji gazu, przy zachowaniu stałej w czasie energii elektronów.

Wyniki analizy układów polaryzacji termoemisyjnego źródła elektronów w przyrządach pomiarowych wykorzystujących jonizację gazu, w tym w spektrometrze mas, są przedstawione w rozdziale piątym.



## 4. Polaryzacja źródła w układzie wytwarzania energii elektrycznej

Na rysunku 4.1 jest przedstawiony schemat funkcjonalny układu polaryzacji termoemisyjnego źródła elektronów, w którym zaciski źródła są połączone z rezystorem  $R$  o regulowanej rezystancji. Wartości temperatury elektrod spełniają zależność  $T_k > T_a$ . Przyjmuje się, że wszystkie elektrony wyemitowane z danej elektrody docierają do drugiej elektrody. Wartości pracy wyjścia elektronu dla katody i anody spełniają relację  $\phi_k > \phi_a$ .



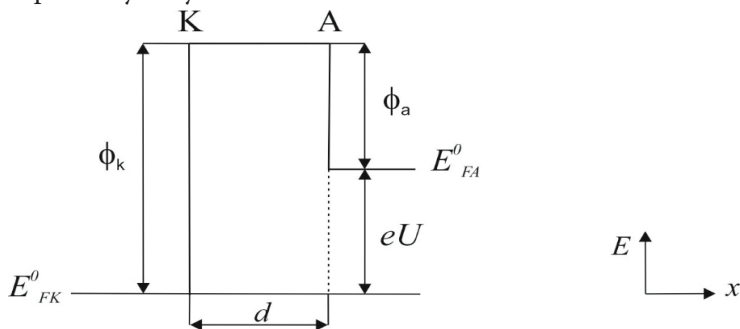
Rys. 4.1. Schemat funkcjonalny układu polaryzacji termoemisyjnego źródła elektronów dla wartości temperatury katody  $T_k$  i anody  $T_a$

Na rysunku zaznaczono umowny kierunek prądu  $I_k$  formowanego przez elektrony emitowane z katody oraz umowny kierunek prądu  $I_a$  utworzonego przez elektrony emitowane z anody. Jako dodatni kierunek przyjmuje się umowny kierunek prądu katody. Charakterystykę prądowo-napięciową termoemisyjnego źródła elektronów, w zakresie wytwarzania energii elektrycznej, przyjęto powszechnie przedstawiać w układzie współrzędnych dla  $I \geq 0$  i  $U \geq 0$  [44], [74], [82], [132]. Przedstawiony na rysunku 4.1 schemat układu polaryzacji ilustruje sposób zmiany napięcia wyjściowego, poprzez zmianę rezystancji obciążenia.

Natężenie prądu wyjściowego można wyznaczyć w oparciu o rozkład elektrostatycznej energii potencjalnej elektronu w obszarze katoda-anoda, który dla zadanych wartości pracy wyjścia elektronu elektrod, zależy od napięcia polaryzującego źródło, które jest jednocześnie napięciem wyjściowym. W tym zakresie można wyróżnić trzy przedmiotowe rozkłady. Dla przedstawionej poniżej zależności:

$$\phi_k = \phi_a + eU \quad (4.1)$$

uproszczony rozkład elektrostatycznej energii potencjalnej elektronu w obszarze katoda-anoda jest pokazany na rysunku 4.2.



Rys. 4.2. Rozkład elektrostatycznej energii potencjalnej elektronu w obszarze katoda-anoda, dla  $\phi_k = \phi_a + eU$  (na podstawie pracy [44])

Napięcie wyjściowe  $U$  jest równe:

$$U = \frac{\phi_k - \phi_a}{e} \quad (4.2)$$

$$U = U_{knt} \quad (4.3)$$

Dla elektronów emitowanych z katody, bariera energii względem poziomu Fermiego katody jest równa  $\phi_k$ , wobec tego natężenie prądu  $I_k$ , na podstawie wzoru (2.12b), jest równe:

$$I_k = AT_k^2 S_k \exp\left(-\frac{\phi_k}{kT_k}\right) \quad (4.4)$$

Dla elektronów emitowanych z anody barierą energii względem poziomu Fermiego anody jest praca wyjścia elektronu anody  $\phi_a$ , zgodnie ze wzorem (2.12b), natężenie prądu anody jest równe:

$$I_a = AT_a^2 S_a \exp\left(-\frac{\phi_a}{kT_a}\right) \quad (4.5)$$

Natężenie  $I$  prądu wyjściowego (wypadkowego) wynosi:

$$I = I_k - I_a \quad (4.6)$$

Podstawiając wyrażenia (4.4), i (4.5) do wzoru (4.6), otrzymuje się:

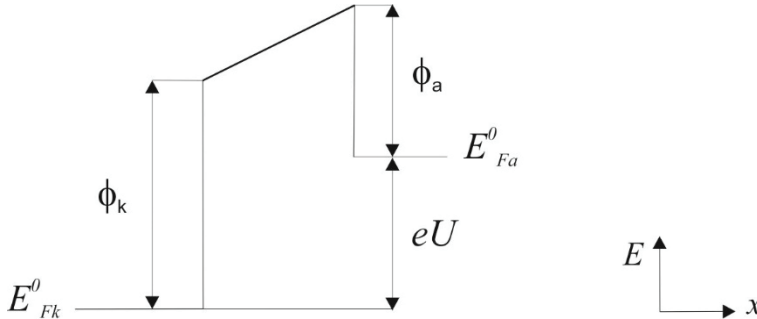
$$I = AT_k^2 S_k \exp\left(-\frac{\phi_k}{kT_k}\right) - AT_a^2 S_a \exp\left(-\frac{\phi_a}{kT_a}\right) \quad (4.7)$$

Natężenie prądu anody jest z reguły dużo mniejsze od natężenia prądu katody z uwagi na relację wartości temperatury elektrod  $T_k > T_a$ . Jednak dla relatywnie małej pracy wyjścia elektronu anody wartość drugiego wyrazu we wzorze (4.7) może być znacząca i w konsekwencji natężenie prądu wyjściowego ulegnie zmniejszeniu.

Rozkład elektrostatycznej energii potencjalnej elektronu w obszarze katoda-anoda dla:

$$\phi_k < \phi_a + eU \quad (4.8)$$

jest pokazany na rysunku 4.3.



Rys. 4.3. Uproszczony rozkład elektrostatycznej energii potencjalnej elektronu w obszarze katoda-anoda, dla  $\phi_k < \phi_a + eU$  (na podstawie pracy [44])

Napięcie wyjściowe  $U$  jest opisane nierównością:

$$U > U_{knt} \quad (4.9)$$

Bariera energii dla elektronu emitowanego z katody jest równa  $\phi_a + eU$  stąd natężenie  $I_k$  prądu katody wynosi:

$$I_k = AT_k^2 S_k \exp\left(-\frac{\phi_a + eU}{kT_k}\right) \quad (4.10)$$

Z kolei dla elektronów emitowanych z anody bariera energii jest równa pracy wyjścia elektronu dla anody, dlatego natężenie prądu termoemisji elektronowej,  $I_a$ , zgodnie ze wzorem (2.12b), jest równe:

$$I_a = AT_a^2 S_a \exp\left(-\frac{\phi_a}{kT_a}\right) \quad (4.11)$$

Podstawiając wyrażenia (4.10) i (4.11) do równania (4.6) otrzymuje się wzór opisujący natężenie  $I$  prądu obciążenia:

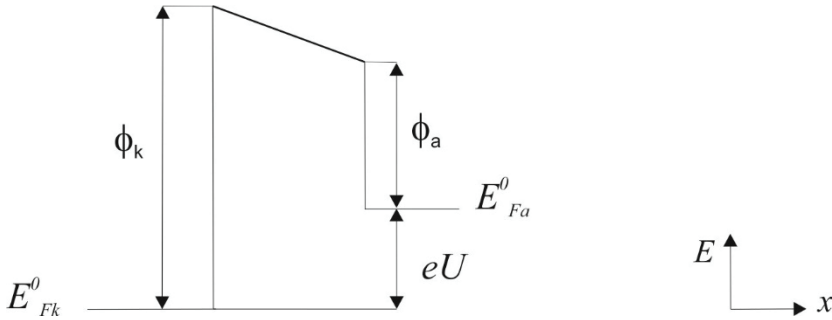
$$I = AT_k^2 S_k \exp\left(-\frac{\phi_a + eU}{kT_k}\right) - AT_a^2 S_a \exp\left(-\frac{\phi_a}{kT_a}\right) \quad (4.12)$$

W zakresie wartości napięcia wyjściowego większych od napięcia kontaktowego, natężenie prądu wyjściowego  $I$  maleje wykładniczo wraz ze wzrostem napięcia wyjściowego  $U$ . Rozkład elektrostatycznej energii potencjalnej elektronu w obszarze katoda-anoda dla:

$$\phi_k > \phi_a + eU \quad (4.13)$$



jest zilustrowany na rysunku 4.4.



Rys. 4.4. Uproszczony rozkład elektrostacyjnej energii potencjalnej elektronu w obszarze katoda-anoda, dla  $\phi_k > \phi_a + eU$  (na podstawie pracy [44])

Napięcie wyjściowe  $U$  jest opisane nierównościami:

$$U < U_{knt} \quad (4.14)$$

Na podstawie wzoru (2.12b), natężenie  $I_k$  prądu katody wynosi:

$$I_k = AT_k^2 S_k \exp\left(-\frac{\phi_k}{kT_k}\right) \quad (4.15)$$

natomiast natężenie  $I_a$  prądu anody:

$$I_a = AT_a^2 S_a \exp\left(-\frac{\phi_k - eU}{kT_a}\right) \quad (4.16)$$

W rezultacie, natężenie prądu wyjściowego jest równe:

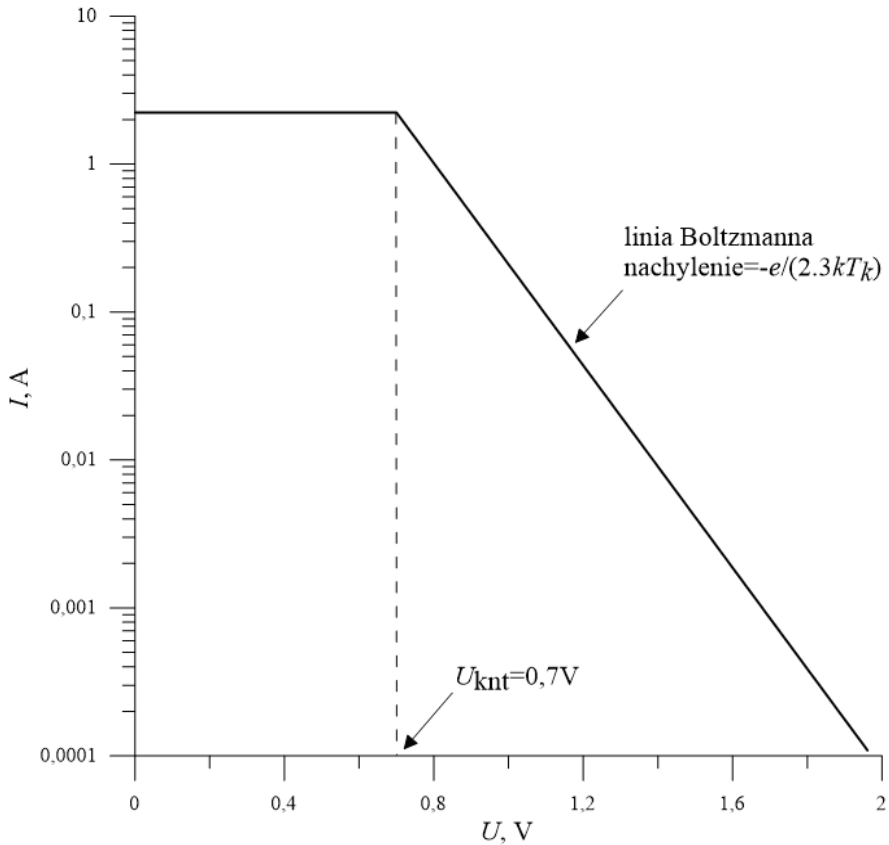
$$I = AT_k^2 S_k \exp\left(-\frac{\phi_k}{kT_k}\right) - AT_a^2 S_a \exp\left(-\frac{\phi_k - eU}{kT_a}\right) \quad (4.17)$$

Przy pomijalnie małym natężeniu  $I_a$  prądu anody, natężenie prądu obciążenia jest niezależne od napięcia wyjściowego, jest to zakres nasycenia. Przyjmując w zależnościach (4.12), (4.17) natężenie prądu anody jako pomijalnie małe, można otrzymać charakterystykę prądowo-napięciową idealnego termoemisyjnego przetwornika energii. Wzory (4.12) i (4.17) przyjmują postaci [44]:

$$I = AT_k^2 S_k \exp\left(-\frac{\phi_k + eU}{kT_k}\right) \quad \text{dla } U \geq U_{knt} \quad (4.18)$$

$$I = AT_k^2 S_k \exp\left(-\frac{\phi_k}{kT_k}\right) \quad \text{dla } U \leq U_{knt} \quad (4.19)$$

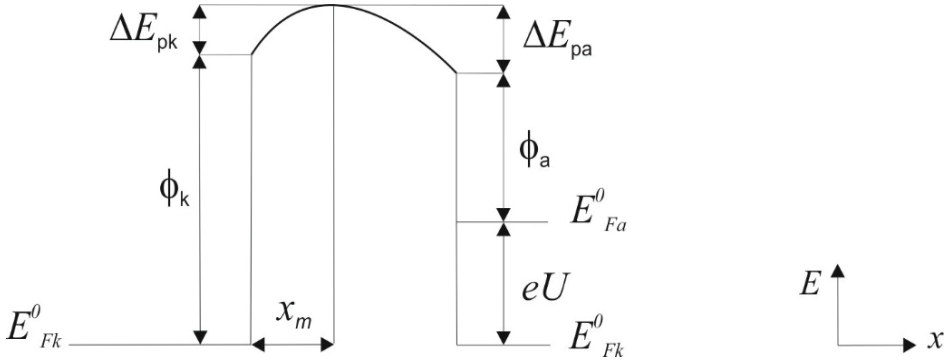
Na podstawie zależności (4.18), (4.19) wyznaczono charakterystykę prądowo-napięciową idealnego termoemisyjnego przetwornika energii, która jest przedstawiona w skali półlogarymicznej, z zaznaczoną linią Boltzmanna na rysunku 4.5.



Rys. 4.5. Charakterystyka prądowo napięciowa idealnego termoemisyjnego przetwornika energii, dla  $\phi_k = 2,36$  eV,  $T_k = 1473$  K,  $\phi_a = 1,66$  eV,  $S_k = S_a = 10^{-4}$  m<sup>2</sup>

Napięcie kontaktowe, równe różnicy wartości pracy wyjścia elektronu dla katody i anody, wynosi  $U_{knt} = 0,7$  V. Pomijając efekt Schottky'ego, dla wartości napięcia wyjściowego mniejszych lub równych napięciu kontaktowemu występuje zakres nasycenia prądu termoemisji elektronowej. Dla napięć odpowiednio większych od napięcia kontaktowego, natężenie prądu wyjściowego maleje wykładniczo wraz ze wzrostem napięcia wyjściowego.

W rzeczywistych źródłach elektronów, w obszarze katoda-anoda gromadzi się ujemny ładunek elektrostatyczny, który modyfikuje rozkład elektrostatycznej energii potencjalnej elektronu. Przykładowy rozkład jest przedstawiony na rysunku 4.6.



Rys. 4.6. Rozkład elektrostatycznej energii potencjalnej elektronu w obszarze katoda-anoda, w obecności ujemnego ładunku przestrzennego (na podstawie pracy [44])

Barierą energii dla elektronów emitowanych z katody i docierających do anody jest energia  $\phi_k + \Delta E_{pk}$ . Przyjmując, że natężenie prądu termoemisji elektronowej z anody jest pomijalnie małe, natężenie prądu wyjściowego źródła jest równe:

$$I = AT_k^2 S_k \exp\left(-\frac{\phi_k + \Delta E_{pk}}{kT_k}\right) \quad (4.20)$$

Korzystając z zależności (2.12b) powyższe równanie można zapisać następująco:

$$I = I_n \exp\left(-\frac{\Delta E_{pk}}{kT_k}\right) \quad (4.21)$$

gdzie  $I_n$  jest natężeniem prądu nasycenia katody.

W obecności ujemnego ładunku przestrzennego natężenie  $I$  prądu termoemisji elektronowej jest mniejsze od natężenia  $I_n$  prądu nasycenia, iloraz natężeń wynosi:

$$\frac{I_n}{I} = \exp\frac{\Delta E_{pk}}{kT_k} \quad (4.22)$$

Napięcie wyjściowe, na podstawie rysunku 4.6 jest równe:

$$U = \frac{\phi_k + \Delta E_{pk} - (\phi_a + \Delta E_{pa})}{e} \quad (4.23)$$

Charakterystykę prądowo-napięciową  $I(U)$ , w obecności ujemnego ładunku przestrzennego, można wyznaczyć w oparciu o znajomość rozkładu potencjału elektrostatycznego lub elektrostatycznej energii potencjalnej w obszarze katoda-anoda. Sposób wyznaczania rozkładu potencjału elektrostatycznego, przy pominięciu wpływu termoemisji elektronów z anody, przedstawiono w pracy [64]. Wykorzystano w tym celu rów-

nanie Poissona [3] oraz wprowadzono zmienne bezwymiarowe dla minimum potencjału elektrostatycznego i jego położenia, opisane poniżej [64]:

$$\gamma_k = \frac{\Delta E_{pk}}{kT_k} \quad (4.24a)$$

$$\gamma_a = \frac{\Delta E_{pa}}{kT_k} \quad (4.24b)$$

$$\xi_k = \frac{x_m}{x_0} \quad (4.24c)$$

$$\xi_a = \frac{d - x_m}{x_0} \quad (4.24d)$$

$$x_0 = 1,09 \cdot 10^{-6} \frac{T_k^{3/4}}{\sqrt{j}} \quad (4.24e)$$

Rozwiązaniem bezwymiarowego równania Poissona są zależności funkcyjne między  $\gamma_k$  i  $\xi_k$  oraz  $\gamma_a$  i  $\xi_a$ , które umożliwiają wyznaczenie charakterystyki prądowo-napięciowej termoemisyjnego przetwornika energii w zakresie ładunku przestrzennego. Algorytm wyznaczania charakterystyki prądowo-napięciowej termoemisyjnego przetwornika energii można przedstawić następująco [44]:

1. Wyznaczenie gęstości natężenia prądu nasycenia dla danej pracy wyjścia i temperatury katody w oparciu o równanie Richardsona (2.12a).
2. Zadanie wartości gęstości natężenia  $j$  prądu wyjściowego w zakresie ujemnego ładunku przestrzennego:

$$j_{kr} < j < j_n \quad (4.25)$$

3. Obliczenie  $\gamma_k$  w oparciu o zależność (4.22) i (4.24a):

$$\gamma_k = \ln \frac{j_n}{j} \quad (4.26)$$

4. Wyznaczenie  $\xi_k$  na podstawie stabilizowanych wartości rozwiązania bezwymiarowego równania Poissona [44].

5. Obliczenie  $\xi_a$ :

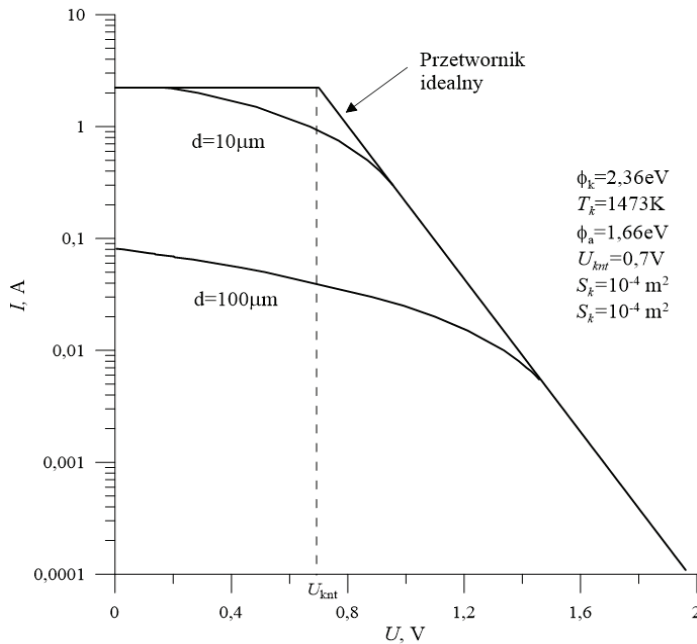
$$\xi_a = \frac{d}{x_0} - \xi_k \quad (4.27)$$

6. Wyznaczenie  $\gamma_a$  na podstawie stabilizowanych wartości rozwiązania bezwymiarowego równania Poissona [44].

7. Wyznaczenie napięcia wyjściowego  $U$ :

$$U = \frac{\phi_k + \gamma_k k T_k - (\phi_a + \gamma_a k T_k)}{e} \quad (4.28)$$

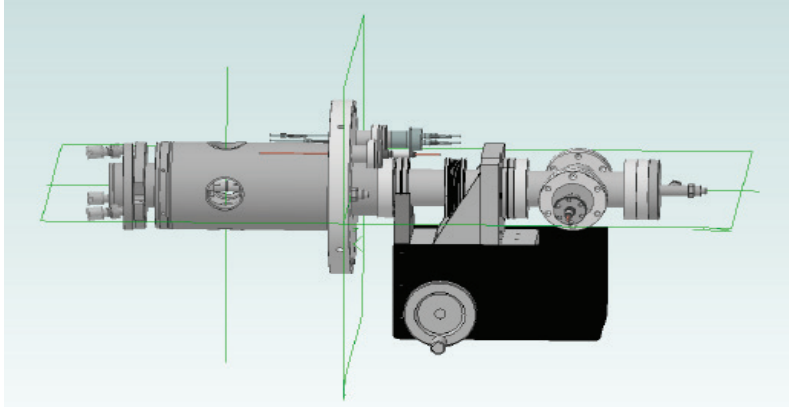
Korzystając z powyższego algorytmu oraz ustalonych wartości rozwiązania równania Poissona, wyznaczono charakterystykę prądowo-napięciową przetwor-  
ników, dla których przyjęto wartości pracy wyjścia elektronu dla katody  $\phi_k = 2,36$  eV (Dispenser cathode 502, *HeatWave Lab.*), dla anody  $\phi_a = 1,66$  eV, powierzchni elektrod  $S_k = S_a = 10^{-4}$  m<sup>2</sup> i odległości międzyelektrodowej  $d$  równych 10  $\mu$ m i 100  $\mu$ m. Na ry-  
sunku 4.7 przedstawiono wyznaczone charakterystyki wspólnie z charakterystyką prze-  
twornika idealnego o takich samych parametrach konstrukcyjnych, ale bez uwzględnie-  
nia ładunku przestrzennego.



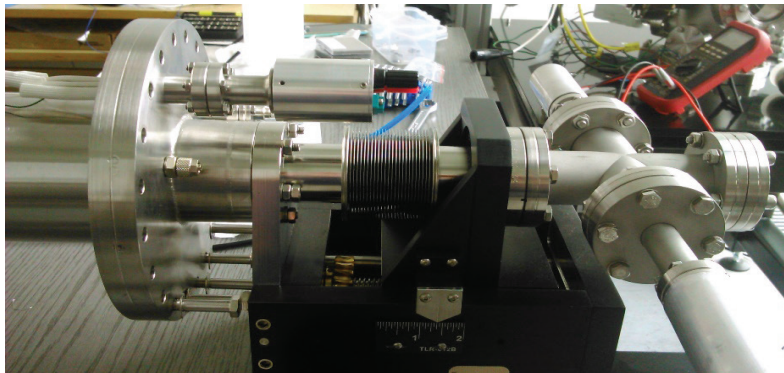
Rys. 4.7. Charakterystyki prądowo-napięciowe przetwornika idealnego oraz rzeczywistego, z uwzględnieniem ujemnego ładunku przestrzennego, dla dwóch zadanych odległości katoda-anoda

Wpływ odległości międzyelektrodowej  $d$  jest kluczowy dla natężenia prądu termoemisji elektronowej. Im mniejsza odległość  $d$ , tym mniejszy wpływ oddziaływania ujemnego ładunku przestrzennego i większe natężenie prądu termoemisji elektronowej. Jak widać dla  $d = 100$   $\mu$ m natężenie prądu wyjściowego jest relatywnie małe i prąd nie osiąga nasycenia w zakresie napięcia  $U > 0$ . Dla każdej z przedstawionych charakterystyk największe natężenie prądu termoemisji elektronowej występuje w zakresie wartości napięcia wyjściowego mniejszych od napięcia kontaktowego. W celu zapewnienia odpowiedniej odległości międzyelektrodowej, w doświadczalnym termoemisyjnym układzie przetwarzania energii cieplnej

w elektryczną w Katedrze Automatyki i Metrologii PL, zastosowano precyzyjny manipulator. Wizualizacja układu przestrzennej konfiguracji elektrod zawierającego manipulator jest przedstawiona na rysunku 4.8 (w kolorze czarnym obudowa manipulatora), na rysunku 4.9 przedstawiono ilustrację praktycznej realizacji układu.



Rys. 4.8. Wizualizacja układu przestrzennej konfiguracji elektrod w doświadczalnym termoemisyjnym układzie przetwarzana energii cieplnej w elektryczną (Wyk. Janusz Budzioch Measline)



Rys. 4.9. Ilustracja praktycznej realizacji układu przestrzennej konfiguracji elektrod w doświadczalnym termoemisyjnym układzie przetwarzana energii cieplnej w elektryczną w Katedrze Automatyki i Metrologii Politechniki Lubelskiej

Sprawność  $\eta_0$  przetwarzania energii cieplnej w elektryczną, dla idealnego termoemisyjnego źródła elektronów, została opisana zależnością (3.11a), którą poniżej przedstawiono w następującej postaci:

$$\eta_0 = \frac{I_n (\phi_k - \phi_a)}{P_r + \frac{I_n (\phi_k + 2kT_k)}{e}} \quad (4.29)$$

Napięcie wyjściowe w praktycznym przetworniku będzie pomniejszone o spadek potencjału  $\rho \frac{l}{S_p} I$  na przewodach łączących termoemisyjne źródło elektronów z rezy-  
stancją obciążenia, gdzie  $\rho$  jest rezystancją właściwą materiału przewodów,  $l$ ,  $S_p$  są  
długością i polem przekroju poprzecznego przewodów.

Moc promieniowania cieplnego  $P_r$  jest opisana wzorem (3.9), w którym występuje  
współczynnik emisyjności  $\varepsilon_k$  katody. W praktycznych realizacjach termoemisyjnych  
przetworników energii należy przyjąć efektywny współczynnik emisyjności  $\varepsilon_{ef}$  [42],  
[44], [45]:

$$\varepsilon_{ef} = \left( \frac{1}{\varepsilon_k} + \frac{1}{\varepsilon_a} - 1 \right) \quad (4.30)$$

Stąd moc promieniowania cieplnego opisuje zależność:

$$P_r = S_k \sigma T_k^4 \left( \frac{1}{\varepsilon_k} + \frac{1}{\varepsilon_a} - 1 \right) \quad (4.31)$$

Pod wpływem płynącego prądu o natężeniu  $I$  na rezystancji  $\rho \frac{l}{S_p}$  przewodów elek-  
trycznych wydziela się energia cieplna na jednostkę czasu  $\rho \frac{l}{S_p} I^2$ , która po połowie  
jest przekazywana do anody i katody [45]. Dodatkowym źródłem zmniejszającym  
sprawność jest przepływ energii cieplnej  $\kappa \Delta T \frac{S_p}{l}$  z katody do anody poprzez przewody  
elektryczne łączące źródło elektronów z obciążeniem, gdzie  $\kappa$  jest współczynnikiem  
przewodności cieplnej materiału przewodów (W/(K·m)).

Mając na uwadze powyższe zjawiska fizyczne, wzór na sprawność energetyczną  
przetwornika można zapisać następująco:

$$\eta = \frac{\frac{(\phi_k - \phi_a)I}{e} - \rho \frac{l}{S_p} I^2}{\frac{\phi_k I}{e} + P_r + \kappa \Delta T \frac{S_p}{l} + \frac{2kT_k}{e} - 0,5 \rho \frac{l}{S} I^2 e} \quad (4.32a)$$

Przyjmując energię termiczną elektronów  $2kT_k$  jako pomijalnie małą [45], wzór (4.32a) można zapisać następująco:

$$\eta = \frac{\frac{(\phi_k - \phi_a)I}{e} - \rho \frac{l}{S_p} I^2}{\frac{\phi_k I}{e} + P_r + \kappa \Delta T \frac{S_p}{l} - 0,5 \rho \frac{l}{S} I^2 e} \quad (4.32b)$$

Postaci analityczne dwóch ostatnich składników w mianowniku wyrażenia (4.32b) pozwalają na stwierdzenie, że można zminimalizować wpływ przewodów na sprawność przetwornika.

Podstawiając do wzoru (4.32b) wyrażenie opisujące spadek potencjału  $U_{pd}$  na rezystancji przewodów:

$$U_{pd} = \frac{\rho l}{S_p} I \quad (4.33)$$

otrzymuje się sprawność w następującej postaci [45]:

$$\eta = \frac{\phi_k - \phi_a - U_{pd} e}{\phi_a + \frac{P_r}{I} e + \frac{\kappa \rho \Delta T}{U_{pd}} e - \frac{U_{pd}}{2} e} \quad (4.34)$$

Optymalizacja sprawności, w oparciu o warunek [45]:

$$\frac{\partial \eta}{\partial U_{pd}} = 0 \quad (4.35)$$

prowadzi do wyniku [45]:

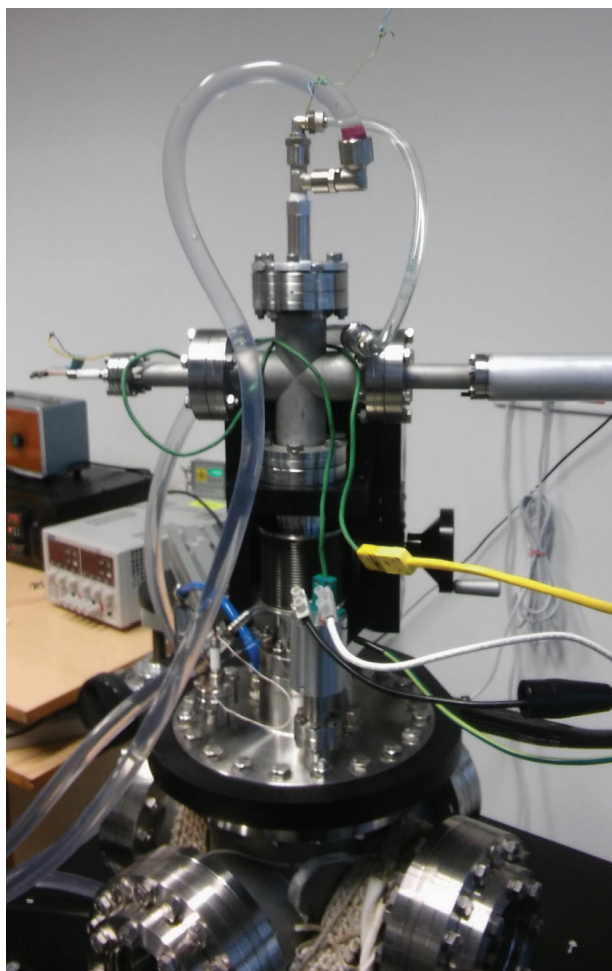
$$\frac{l}{S_p} = \frac{1}{I} \sqrt{\frac{\kappa (T_k - T_a) (\phi_k - \phi_a) I}{\rho \left( \phi_k I + \frac{P_r}{e} \right)}}, \quad (4.36)$$

który umożliwia dobór parametrów geometrycznych przewodów w celu zminimalizowania strat energii cieplnej.

Maksymalne wartości eksperymentalne sprawności energetycznej termoemisyjnych układów wytwarzania energii elektrycznej wynoszą około 17% [84], jednak w połączeniu hybrydowym przetworników termoemisyjnego i termoelektrycznego potwierdzona eksperymentalnie sprawność jest równa 42,2% [84].

Na rysunku 4.10 zilustrowano doświadczalny termoemisyjny układ przetwarzania energii cieplnej w elektryczną w trakcie aktywacji katody, wykorzystywany w badaniach próżniowych termoemisyjnych przetworników energii w Katedrze Automatyki i Metrologii Politechniki Lubelskiej.





Rys. 4.10. Ilustracja doświadczalnego termoemisyjnego układu przetwarzania energii cieplnej w elektryczną w Politechnice Lubelskiej w Katedrze Automatyki i Metrologii

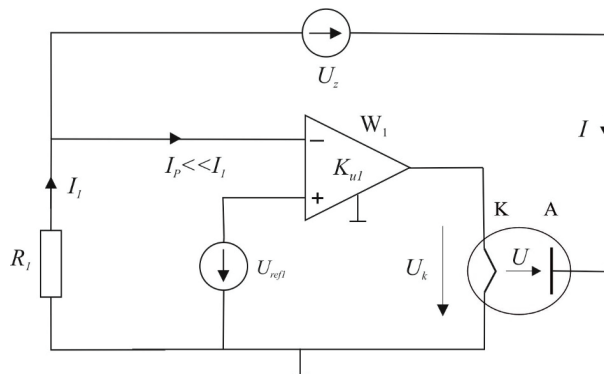
Obecnie badania w zakresie termoemisyjnych przetworników energii koncentrują się, między innymi, na opracowaniu technologii wytwarzania materiałów o niskiej pracy wyjścia do konstrukcji anody, materiałów o wysokiej izolacji termicznej zapewniających dystans mechaniczny między katodą i anodą np. polikrystaliczny węgiel krzemowy dla odległości międzyelektrodowych 1–10  $\mu\text{m}$  [67] oraz badania modelowe zjawiska odbicia elektronów od ładunku przestrzennego w termoemisyjnym przetworniku energii [68]. Nowe wyniki badań modelowych [68] wskazują, że efekty odbicia mogły zostać błędnie zinterpretowane w dotychczasowych eksperymentach, jako relatywnie duże odległości katoda-anoda. Uwzględnienie wpływu odbicia elektronów może znacząco zmienić analizę i optymalizację rzeczywistych termoemisyjnych przetworników energii [68].

## 5. Układy polaryzacji termoemisyjnego źródła elektronów w przyrządach pomiarowych z jonizacją gazu

W przyrządach pomiarowych wykorzystujących termoelektronową wiązkę do jonizacji gazu termoemisyjne źródło elektronów pracuje w zakresie prądu Schottky'ego. Z punktu widzenia jonizacji gazu układ polaryzacji źródła elektronów powinien zapewniać stałe, zadawane wartości natężenia prądu termoemisji elektronowej i napięcia przyspieszającego elektrony. W celu stabilizacji prądu termoemisji elektronowej należy na bieżąco realizować pomiar jego natężenia. W niniejszym rozdziale jest przedstawiona analiza i synteza autorskich i współautorskich układów polaryzacji, w których pomiar natężenia prądu termoemisji elektronowej jest realizowany w obwodzie zasilania anody (podrozdział 5.1) oraz w obwodzie zasilania katody (podrozdział 5.2.).

### 5.1. Pomiar natężenia prądu termoemisji elektronowej w obwodzie zasilania anody

Schemat podstawowego układu polaryzacji termoemisyjnego źródła elektronów z pomiarem natężenia prądu w obwodzie zasilania anody jest przedstawiony na rysunku 5.1. Wzmacniacz  $W_1$ , oparty na wzmacniaczu operacyjny z wyjściowym stopniem mocy, jest objęty obwodem ujemnego sprzężenia zwrotnego składającym się z katody, anody, źródła regulowanego napięcia anodowego  $U_z$  oraz rezystora wzorcowego  $R_1$ . W układzie tym źródło napięcia  $U_z$  nie posiada połączenia galwanicznego z masą układu, jest typu „floating”. Przyjmując, że natężenie  $I_p$  prądu polaryzacji wzmacniacza  $W_1$  jest dużo mniejsze od natężenia  $I$  prądu termoemisji elektronowej, spadek potencjału na rezystorze  $R_1$  jest wprost proporcjonalny do natężenia prądu termoemisji elektronowej i jest sygnałem ujemnego sprzężenia zwrotnego dla wzmacniacza  $W_1$ . Różnica napięć wejściowych wzmacniacza  $W_1$  stanowi sygnał błędny, który steruje grzaniem katody, tak aby utrzymać zadaną wartość  $I$ .



Rys. 5.1. Schemat układu polaryzacji termoemisyjnego źródła elektronów z niezziemionym źródłem napięcia zasilania obwodowego [36], [106]

Przyjmując, założenia wzmacniacza idealnego [102] oraz korzystając z drugiego prawa Kirchhoffa dla obwodu wejściowego wzmacniacza, otrzymuje się równanie:

$$-IR_1 + U_{ref1} = 0 \quad (5.1)$$

z którego można wyznaczyć natężenie prądu termoemisji elektronowej:

$$I = \frac{U_{ref1}}{R_1} \quad (5.2)$$

Elektrony w polu elektrostatycznym, wytworzonym na dystansie katoda-anoda, uzyskują energię kinetyczną, która jest wprost proporcjonalna do napięcia  $U$  przyspieszającego elektrony. Z uwagi na rozkład temperatury katody [35], dla którego wartości maksymalne temperatury i w rezultacie maksymalne wartości gęstości natężenia prądu termoemisji elektronowej, występują w bliskim sąsiedztwie środka geometrycznego katody, napięcie  $U$  przyspieszające elektrony można estymować jako różnicę potencjałów elektrostatycznych anody i środka geometrycznego katody. Korzystając z drugiego prawa Kirchhoffa dla obwodu zamkniętego katoda, anoda, źródło napięcia  $U_z$ , rezystor  $R_1$ , napięcie przyspieszające elektrony jest określone zależnością:

$$U = U_z - IR_1 + 0,5U_k(I) \quad (5.3)$$

Dla ustalonej wartości napięcia zasilania  $U_z$ , napięcie  $U$  jest funkcją natężenia  $I$  prądu termoemisji elektronowej. W procesie regulacji prądu katody i stabilizacji prądu termoemisji elektronowej, zmianom w czasie ulega napięcie  $U_k$ , co wpływa na wartości napięcia przyspieszającego elektrony. Ponadto, przy doborze natężenia prądu  $I$ , w celu uzyskania optymalnej wydajności jonizacji gazu, zmiany napięcia  $U$  są odpowiednio większe. Wrażliwość napięcia  $U$  względem natężenia  $I$  prądu, zgodnie ze wzorem (3.45a), opisuje wyrażenie:

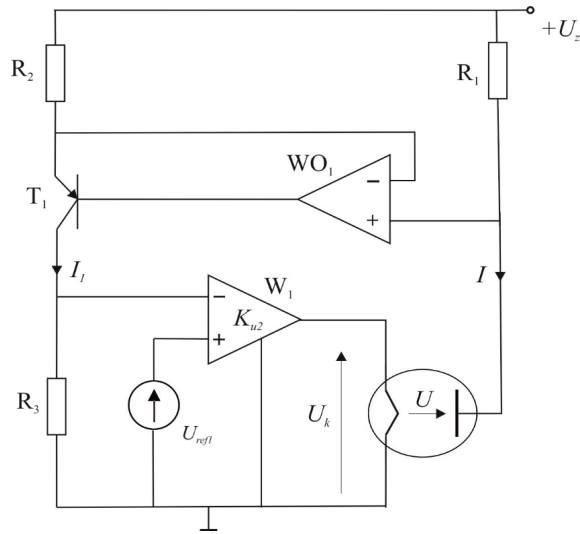
$$s_{U,I} = -R_1 + 0,5 \frac{dU_k(I)}{dI} \quad (5.4)$$

Postać wyrażenia wskazuje, że wrażliwość można zredukować poprzez odpowiedni dobór rezystancji  $R_1$  względem pochodnej  $\frac{dU_k(I)}{dI}$ .

Układ polaryzacji może być używany w aplikacjach, w których nie jest wymagane stałe napięcie przyspieszające elektrony. Dodanie diody półprzewodnikowej między zacisk katody i zacisk rezystora  $R_1$  zapewnia stopniowe rozgrzewanie katody podczas włączania układu i zabezpiecza ją przed spalaniem w sytuacji przerywania obwodu prądu termoemisji elektronowej [36]. Układ charakteryzuje się prostą budową, jednak zastosowanie źródła napięcia  $U_z$  typu „floating”, wpływa ujemnie na jakość stabilizacji prądu

termoemisji elektronowej z powodu sygnałów zakłócających przedostających się, poprzez sprzężone pojemnościowo uzwojenia transformatora sieciowego, na czułe wejście odwracacza  $W_1$ .

Schemat układu polaryzacji bez źródeł napięciowych typu „floating” jest przedstawiony na rysunku 5.2. W układzie zastosowano źródło prądowe sterowane prądowo (zwierciadło prądowe), które składa się z rezystorów  $R_1$ ,  $R_2$ , wzmacniacza operacyjnego  $WO_1$  i tranzystora  $T_1$ . Wzmacniacz operacyjny  $W_1$  jest objęty obwodem ujemnego sprzężenia zwrotnego zawierającym termoemisyjne źródło elektronów, źródło prądowe sterowane prądowo oraz rezystor  $R_3$ .



Rys. 5.2. Schemat układu polaryzacji źródła elektronów z uziemionym źródłem napięcia zasilania obwodu anodowego [99], [100]

Zakładając, że wzmacniacz operacyjny  $WO_1$  jest idealny [102], współczynnik wzmocnienia prądowego tranzystora bipolarnego  $T_1$  jest dużo większy od jedności oraz rezystancje  $R_1 = R_2$ , natężenie prądu termoemisji elektronowej można aproksymować następującym wyrażeniem [102], [106]:

$$I = \frac{U_{ref1}}{R_3} \quad (5.5)$$

Napięcie  $U$  przyspieszające elektrony opisuje zależność:

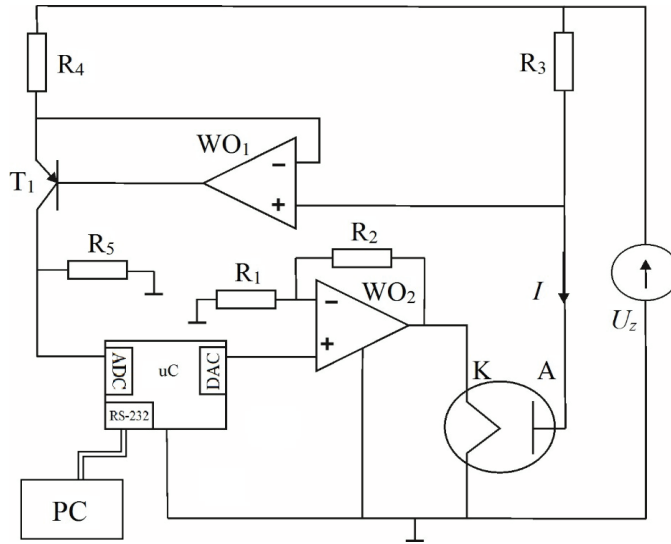
$$U = U_z - IR_1 - 0,5U_k(I) \quad (5.6)$$

Wrażliwość napięcia  $U$  względem natężenia prądu  $I$  wynosi:

$$s_{U,I} = -R_1 - 0,5 \frac{dU_k(I)}{dI} \quad (5.7)$$

Porównanie wzorów (5.4) i (5.7), prowadzi do stwierdzenia, że wartość bezwzględna wrażliwości  $S_{U,I}$  jest większa dla układu polaryzacji przedstawionego na rysunku 5.2.

W oparciu o przedstawioną konfigurację opracowano układ z regulatorem cyfrowym, którego uproszczony schemat jest przedstawiony na rysunku 5.3 [52].

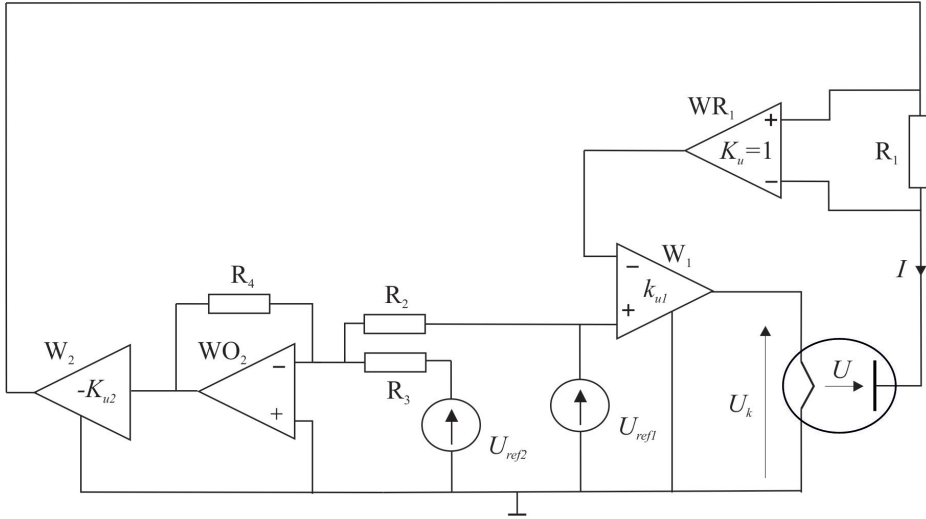


Rys. 5.3. Uproszczony schemat układu polaryzacji termoemisyjnego źródła elektronów z cyfrowym regulatorem PID.  $R_3=R_4=R_5=390\ \Omega$ ,  $R_1=R_2=1\ \text{k}\Omega$ ,  $T_1$  – BX 393,  $WO_1$  – CA 3140,  $WO_2$  – OPA 549,  $\mu\text{C}$  – ATXMEGA32A4U–AU,  $U_z=120\ \text{V}$

Zaimplementowany w pamięci mikrokontrolera algorytm zapewnia akwizycję danych pomiarowych, filtrację, sterowanie PID oraz komunikację z komputerem. Dla termoemisyjnego źródła elektronów z katodą wolframową o długości 0,04 m i średnicy 0,0001 m średnia wartość estymatora nieobciążonego odchylenia standardowego natężenia prądu termoemisji elektronowej wynosi 0,015%, w zakresie natężenia prądu (0–5,5) mA [52]. Otrzymana wartość jest mniejsza od prezentowanych w dotychczasowych pracach, między innymi, w pracy [102]. Poprawa jakości stabilizacji prądu termoemisji elektronowej wynika z zastosowania cyfrowego regulatora PID.

Wykorzystanie zwierciadła prądowego w powyższych układach eliminuje konieczność stosowania nieziemionego źródła napięcia zasilania obwodu anodowego, jednak w dalszym ciągu napięcie przyspieszające elektrony jest zależne od natężenia prądu termoemisji elektronowej (wzór (5.6)). W spektrometrach mas, zgodnie z wynikami analizy przedstawionej w podrozdziale 3.3, a także w układach do pomiaru przekrojów czynnych na jonizację gazu elektronami [137], wrażliwość napięcia przyspieszającego elektrony względem natężenia prądu termoemisji elektronowej powinna spełniać warunek (3.45b).

Analizując wzór (5.6) warto zauważyć, że redukcję wrażliwości  $S_{U,I}$  można uzyskać poprzez funkcyjne uzależnienie napięcia zasilania  $U_z$  obwodu anodowego od natężenia prądu termoemisji elektronowej. Na rysunku 5.4 jest przedstawiony schemat układu polaryzacji termoemisyjnego źródła elektronów, w którym do zasilania obwodu anodowego służy napięcie  $U_{W_2}$  wyjściowe wzmacniacza  $W_2$ .



Rys. 5.4. Schemat układu polaryzacji termoemisyjnego źródła elektronów z napięciem zasilania obwodu anodowego zależnym od natężenia prądu termoemisji elektronowej

Źródło prądowe sterowane prądowo zostało zastąpione wzmacniaczem różnicowym  $WR_1$  (AD 626, Analog Devices) o relatywnie dużych wartościach wspólnego napięcia wejściowego, w zakresie  $\pm 270$  V. Napięcie wyjściowe wzmacniacza  $WR_1$  jest wprost proporcjonalne do natężenia prądu termoemisji elektronowej. Pomiar natężenia prądu termoemisji elektronowej odbywa się w obwodzie anody. Wynik pomiaru w postaci spadku potencjału na rezystancji  $R_1$  wprost proporcjonalnego do natężenia  $I$  jest przekazywany przez wzmacniacz  $WR_1$  na wejście odwracające wzmacniacza  $W_1$ . Wzmacniacze  $W_1$ ,  $WR_1$ , rezystor  $R_1$ , źródło napięcia  $U_{ref1}$  tworzą układ stabilizacji prądu termoemisji elektronowej. Przyjmując, że wartości natężenia prądów polaryzujących wzmacniacze są pomijalnie małe, natężenie  $I$  prądu termoemisji elektronowej opisuje wyrażenie (5.2). Funkcyjne uzależnienie napięcia  $U_{W_2}$  zrealizowano poprzez operację sumowania napięcia  $U_{ref2}$  i napięcia  $U_{ref1}$ . Układ sumujący zbudowany jest w oparciu o wzmacniacz operacyjny  $WO_2$ .

Napięcie  $U_{W_2}$  zasilające obwód anodowy jest równe:

$$U_{W_2} = k_{u2} \left( \frac{R_4}{R_2} U_{ref1} + \frac{R_4}{R_3} U_{ref2} \right) \quad (5.8)$$

Napięcie przyspieszające elektrony opisuje zależność:

$$U = U_{w2} - IR_1 - 0,5U_k(I) \quad (5.9)$$

Łącząc wyrażenia (5.2), (5.8) i podstawiając do wzoru (5.9), otrzymuje się:

$$U = k_{u2} \left( \frac{R_1 R_4}{R_2} I + \frac{R_4}{R_3} U_{ref2} \right) - IR_1 - 0,5U_k(I) \quad (5.10)$$

Wrażliwość napięcia przyspieszającego elektrony względem natężenia prądu termoemisyjnej elektronowej jest równa:

$$s_{U,I} = \frac{k_{u2} R_1 R_4}{R_2} - R_1 - 0,5 \frac{dU_k(I)}{dI} \quad (5.11)$$

Redukcję wrażliwości można uzyskać przy zachowaniu warunku:

$$\frac{k_{u2} R_4}{R_2} - 1 = 0 \quad (5.12a)$$

Stąd:

$$k_{u2} = \frac{R_2}{R_4} \quad (5.12b)$$

Wrażliwość  $s_{U,I}$  jest równa:

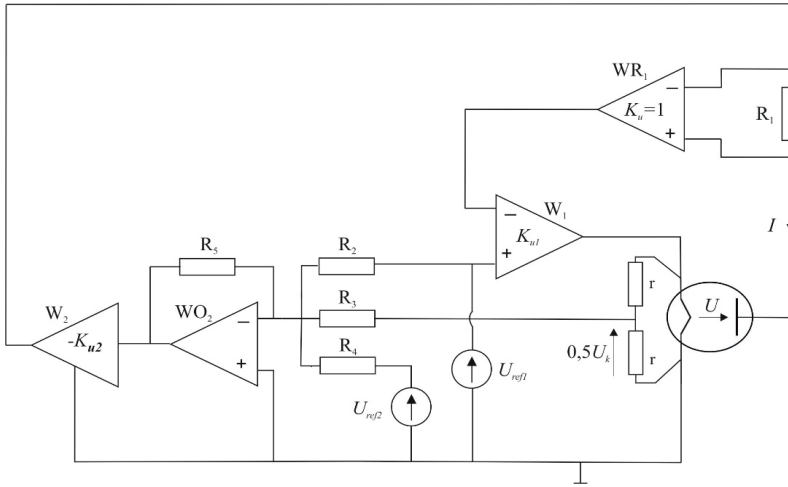
$$s_{U,I} = -0,5 \frac{dU_k(I)}{dI} \quad (5.13)$$

Zgodnie z zależnościami (5.10) i (5.12b) napięcie przyspieszające elektrony jest opisane wyrażeniem:

$$U = \frac{R_2}{R_3} U_{ref2} - 0,5U_k(I) \quad (5.14)$$

Porównanie zależności (5.13) z wyrażeniami (5.4), (5.7) prowadzi do wniosku, że najmniejszą wartość wrażliwości  $s_{U,I}$  można uzyskać w pierwszym z analizowanych układów polaryzacji (rysunek 5.1).

W celu dalszej redukcji wrażliwości  $s_{U,I}$  należy funkcyjnie uzależnić napięcie zasilania obwodu anodowego od napięcia katody. Schemat układu polaryzacji źródła, w którym wykorzystano układ sumatora trójwejściowego, jest przedstawiony na rysunku 5.5.



Rys. 5.5. Schemat układu polaryzacji źródła elektronów z napięciem zasilania obwodu anodowego sterowanego dwoma napięciami referencyjnymi i napięciem katody

Do wejść układu sumującego zbudowanego w oparciu o wzmacniacz operacyjny  $WO_2$  są podane napięcia referencyjne  $U_{ref1}$  i  $U_{ref2}$  oraz napięcie równe  $0,5U_k$ . Napięcie wyjściowe wzmacniacza  $W_2$ , które służy do zasilania obwodu anodowego jest równe:

$$U_{W2} = k_{u2} \left[ \frac{R_5}{R_2} U_{ref1} + \frac{R_5}{R_4} U_{ref2} + 0,5 \frac{R_5}{R_3} U_k(I) \right] \quad (5.15)$$

Napięcie  $U$  przyspieszające elektrony jest opisane zależnością (5.9). Łącząc wzory (5.2), (5.15) i podstawiając do wyrażenia (5.9) otrzymuje się:

$$U = k_{u2} \left[ \frac{R_5 R_1}{R_2} I + \frac{R_5}{R_4} U_{ref2} + 0,5 \frac{R_5}{R_3} U_k(I) \right] - IR_1 - 0,5 U_k(I) \quad (5.16)$$

Wrażliwość  $s_{U,I}$  jest równa:

$$s_{U,I} = k_{u2} \left[ \frac{R_1 R_5}{R_2} + 0,5 \frac{R_5}{R_3} \frac{dU_k(I)}{dI} \right] - R_1 - 0,5 \frac{dU_k(I)}{dI} \quad (5.17)$$

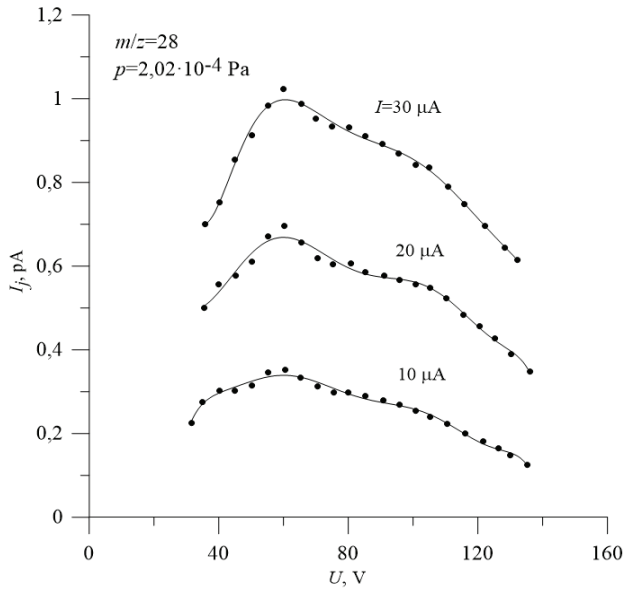
Dla przyjętego warunku  $s_{U,I} = 0$ , otrzymuje się rozwiązanie końcowe w postaci koniunkcji dwóch zależności:

$$R_2 = k_{u2} R_5 \quad (5.18a)$$

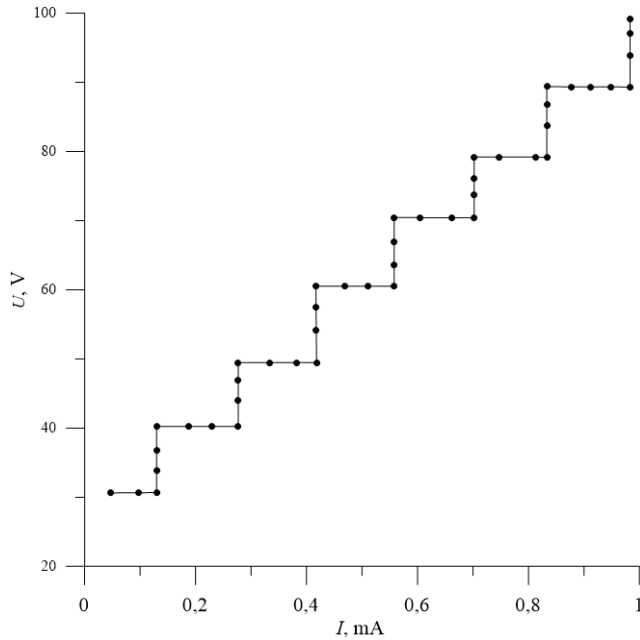
$$R_3 = k_{u2} R_5 \quad (5.18b)$$

Na rysunku 5.6 przedstawiono wyniki pomiarów natężenia prądu jonowego w funkcji napięcia przyspieszającego elektrony dla trzech wartości natężenia prądu termioemisyjnego elektronowej. Pomiarzy zrealizowano spektrometrem mas.





Rys. 5.6. Zależność natężenia prądu jonowego w funkcji napięcia przyspieszającego elektrony dla trzech wartości natężenia prądu termoemisji elektronowej [106]

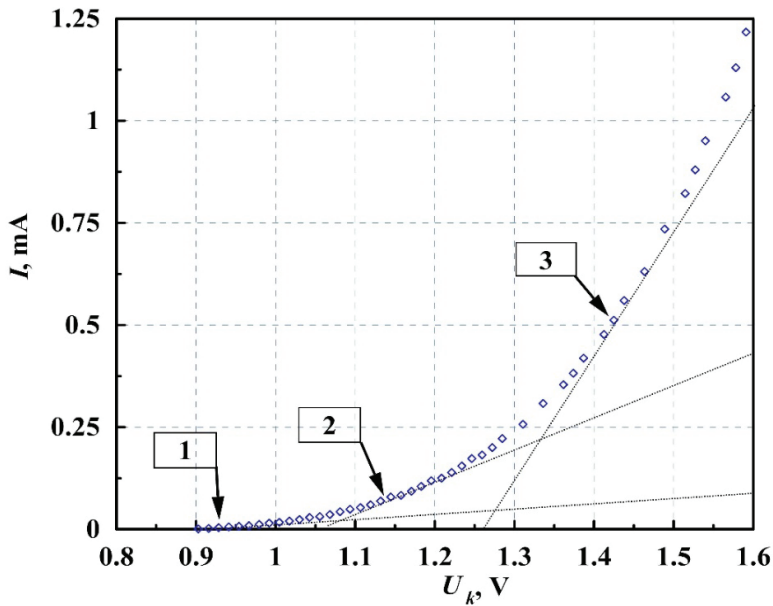


Rys. 5.7. Ilustracja przykładowych zmian natężenia prądu termoemisji elektronowej i napięcia przyspieszającego elektrony dla termoemisyjnego źródła elektronów z katodą wolframową torowaną o długości 0,04 m i średnicy 0,00011 m w głowicy jonizacyjnej [106]

Wartości maksymalne natężenia prądu jonowego, niezależnie od natężenia prądu termoemisji elektronowej, występują przy tej samej wartości napięcia przyspieszającego elektrony (Rys. 5.6). W badanym układzie polaryzacji, w miejsce wzmacniacza różnicowego, zastosowano źródło prądowe sterowane prądowo.

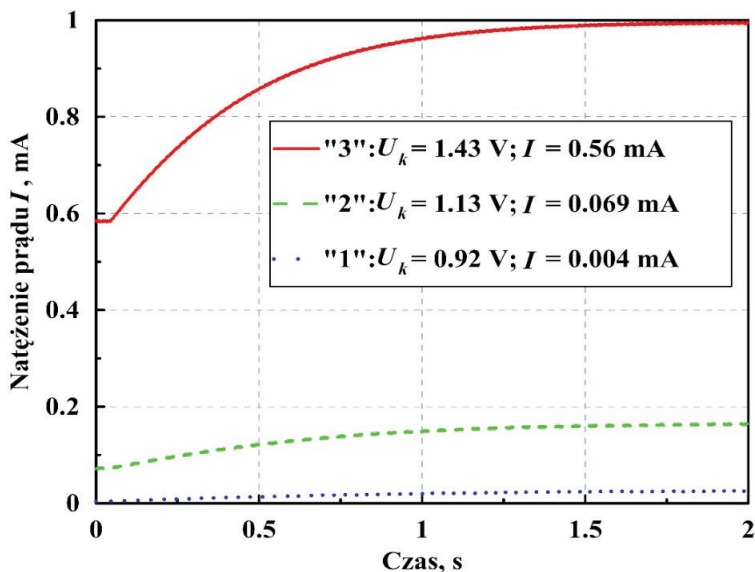
Rysunek 5.7 ilustruje wyniki pomiarów przykładowych zmian napięcia przyspieszającego elektrony i natężenia prądu termoemisji elektronowej, które potwierdzają, w przedstawionym zakresie, niezależność doboru wielkości wyjściowych źródła elektronów.

W opisanych powyżej układach polaryzacji termoemisyjnego źródła elektronów stabilizowany jest prąd termoemisji elektronowej. Dobór wzmocnienia  $K_{ul}$  wzmacniacza  $W_1$  należy przeprowadzać w odniesieniu do danego źródła elektronów. Na rysunku 5.8 jest przedstawiona statyczna charakterystyka natężenia prądu termoemisji elektronowej w funkcji napięcia zasilania katody o długości 0,0045m i średnicy 0,0001m, wykonanej z wolframu torowanego.



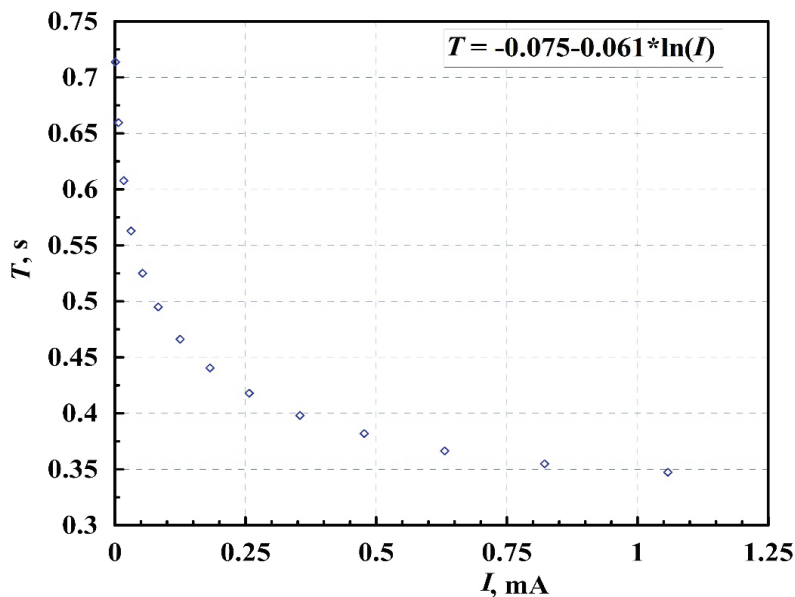
Rys. 5.8. Charakterystyka statyczna natężenia prądu termoemisji elektronowej w funkcji napięcia zasilania katody [53]

Styczne w trzech punktach charakterystyki ilustrują transkonduktancję statyczną źródła [98], [63], która jak widać jest zależna od punktu pracy źródła. Na rysunku 5.9 przedstawiono trzy przebiegi czasowe natężenia prądu termoemisji elektronowej w odpowiedzi na skok napięcia katody, dla  $\Delta U_k = 0,1$  V, oraz trzech składowych stałych napięcia katody.



Rys. 5.9. Przebiegi czasowe natężenia prądu termoemisji elektronowej w odpowiedzi na skok napięcia katody [53]

Na podstawie przebiegów czasowych można wyznaczyć parametry dynamiczne źródła: transkonduktancję statyczną, stałą czasową oraz czas opóźnienia. Na rysunku 5.10 pokazano przykładowo zależność stałej czasowej badanego źródła w funkcji natężenia prądu termoemisji elektronowej.



Rys. 5.10. Zależność stałej czasowej termoemisyjnego źródła elektronów (o charakterystyce statycznej pokazanej na rysunku 5.8) w funkcji natężenia prądu termoemisji elektronowej [53]

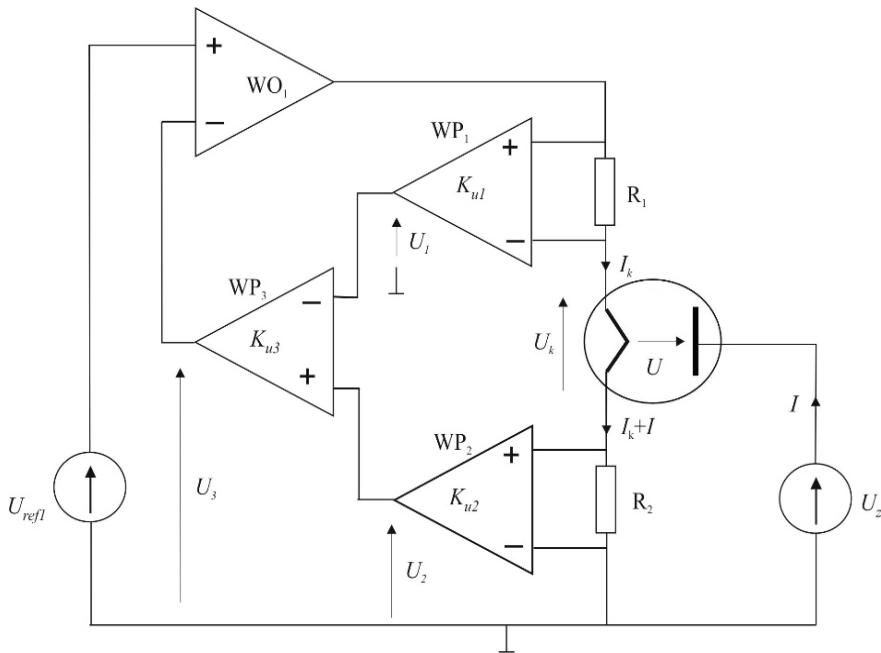
Wraz ze wzrostem natężenia prądu termoemisji elektronowej (wzrostem temperatury katody) stała czasowa maleje. Wyniki badań parametrów dynamicznych trzech źródeł elektronów są przedstawione we współautorskiej pracy [53]. Przyjmując model termoemisyjnego źródła elektronów w postaci inercji I rzędu z opóźnieniem wyznaczono, w funkcji natężenia prądu termoemisji elektronowej, maksymalne wartości wzmocnienia  $K_{ui}$ , które w Tabeli 5.1 są podane w postaci iloczynu  $K_{ui}R_i$  (oznaczenia zgodne z rysunkami 5.1, 5.2, 5.4, 5.5).

Tabela 5.1. Aproxymowane krytyczne wartości wzmocnienia dla układu regulacji prądu termoemisji elektronowej,  $k_u = T/T_0$ , gdzie:  $T$  – stała czasowa,  $T_0$  – czas opóźnienia i maksymalne wartości iloczynu  $K_{ui}R_i$  w funkcji natężenia prądu termoemisji elektronowej [53]

GU12 Katoda – wolfram torowany $2r = 0.1 \text{ mm}, l = 45 \text{ mm}$			GW11 Katoda – wolfram $2r = 0.13 \text{ mm}, l = 45 \text{ mm}$			GW21 Katoda – iryd pokryty tlenkiem itru $2r = 0.1 \text{ mm}, l = 20 \text{ mm}$		
$I$ mA	$k_u$ V/V	$K_{ui} * R_i$ $\Omega$	$I$ mA	$k_u$ V/V	$K_{ui} * R_i$ $\Omega$	$I$ mA	$k_u$ V/V	$K_{ui} * R_i$ $\Omega$
0.001	18.19	145543	0.117	29.78	55668	0.004	28.88	91092
0.007	20.47	104440	0.173	17.88	25256	0.009	30.89	69412
0.017	22.42	75736	0.243	15.92	17376	0.017	31.84	52450
0.031	21.62	50152	0.333	14.28	12270	0.029	34.40	41650
0.053	20.72	34029	0.447	13.65	9276	0.044	32.21	29551
0.083	20.69	24567	0.592	13.12	7105	0.063	33.95	23857
0.125	20.70	18270	0.774	12.30	5356	0.089	30.11	16365
0.182	21.05	14023	1.001	12.36	4322	0.122	31.75	13621
0.257	21.75	11196	1.285	12.71	3613	0.164	31.11	10689
0.354	21.75	8830	1.634	12.83	2980	0.216	29.36	8219
0.477	22.90	7423	2.063	13.20	2511	0.281	29.18	6701
0.631	25.18	6613	2.589	13.50	2109	0.359	32.20	6051
0.822	28.01	6008	3.229	14.07	1819	0.455	38.71	6000
1.058	35.10	6217	4.001	14.38	1549	0.574	50.48	6456
-	-	-	-	-	-	0.718	99.04	10531

## 5.2. Pomiar natężenia prądu termoemisji elektronowej w obwodzie zasilania katody

W analizowanych dotychczas układach polaryzacji termoemisyjnych źródeł elektronów pomiar natężenia prądu termoemisji elektronowej, dla potrzeb realizacji ujemnego sprzężenia zwrotnego, jest przeprowadzany w obwodzie zasilania anody, która znajduje się na relatywnie wysokim potencjale względem katody. Przekazanie próbki napięcia, którego wartość jest miarą natężenia prądu termoemisji elektronowej, do niskonapięciowego obwodu wymaga stosowania wysokonapięciowych podzespołów półprzewodnikowych lub optoizolacji. W wielu zastosowaniach np. ewaporatorach [16], [77], [83], w tym, wykorzystujących pomiar natężenia prądu jonowego do kontroli procesu nanoszenia cienkich warstw [2], różnica wartości potencjału katoda-anoda jest rzędu kilowoltów [16], [77] w urządzeniach rentgenowskich, mikroskopach elektronowych rzędu kilkudziesięciu, a nawet setek kV. Stosowanie układów z izolacją galwaniczną może być przyczyną zniekształceń nieliniowych i wpływać niekorzystnie na jakość stabilizacji prądu termoemisji elektronowej [107]. Na rysunku 5.11 jest przedstawiony schemat układu polaryzacji źródła elektronów z pomiarem natężenia prądu termoemisji elektronowej w obwodzie zasilania katody, który został opracowany w Katedrze Automatyki i Metrologii Politechniki Lubelskiej [105], [107].



Rys. 5.11. Schemat układu polaryzacji źródła elektronów z pomiarem natężenia prądu termoemisji elektronowej w obwodzie zasilania katody.  $WP_1$ ,  $WP_2$ ,  $WP_3$  – wzmacniacze pomiarowe

Anoda jest połączona bezpośrednio ze źródłem o napięciu  $U_z$ , którego wartość nie jest ograniczona parametrami układu polaryzacji. Katoda zasilana jest z wysokonapięciowego, wysokoprądowego wzmacniacza operacyjnego  $WO_1$  (np. OPA 549, *Texas Instruments*). Natężenie prądu wypływającego z katody jest równe sumie natężenia prądu wpływającego do katody i natężenia prądu termoemisji elektronowej. Przyjmuje się, że wzmocnienie sumacyjne dla wzmacniaczy pomiarowych jest pomijalnie małe. Napięcia wyjściowe wzmacniaczy  $WP_1$ ,  $WP_2$  są wprost proporcjonalne do wartości natężenia prądów:

$$U_1 = K_{u1} I_k R_1 \quad (5.19a)$$

$$U_2 = K_{u2} (I_k + I) R_2 \quad (5.19b)$$

gdzie:  $K_{u1}$ ,  $K_{u2}$  są różnicowymi wzmocnieniami napięciowymi wzmacniaczy pomiarowych  $WP_1$ ,  $WP_2$ .

Napięcie wyjściowe wzmacniacza pomiarowego  $WP_3$  jest równe:

$$U_3 = K_{u3} (U_2 - U_1) \quad (5.20)$$

gdzie:  $K_{u3}$  – różnicowe wzmocnienie napięciowe wzmacniacza pomiarowego  $WP_3$ .

Podstawiając wzory (5.19a), (5.19b) do wyrażenia (5.20) i zakładając, że rezystancje  $R_1 = R_2$  oraz wzmocnienia  $K_{u1} = K_{u2}$ , otrzymuje się:

$$U_3 = K_{u3} K_{u2} R_1 I \quad (5.21)$$

Napięcie wyjściowe wzmacniacza pomiarowego  $WP_3$ , wprost proporcjonalne do natężenia prądu termoemisji elektronowej jest podawane na wejście odwracające wzmacniacza operacyjnego  $WO_1$  i stanowi sygnał ujemnego sprzężenia zwrotnego. Na wejście nieodwracające  $WO_1$  jest podawane napięcie referencyjne  $U_{ref1}$ . Zakładając, że  $WO_1$  spełnia założenia idealnego wzmacniacza operacyjnego, natężenie prądu termoemisji elektronowej można aproksymować następującym wyrażeniem:

$$I = \frac{U_{ref1}}{K_{u3} K_{u1} R_1} \quad (5.22)$$

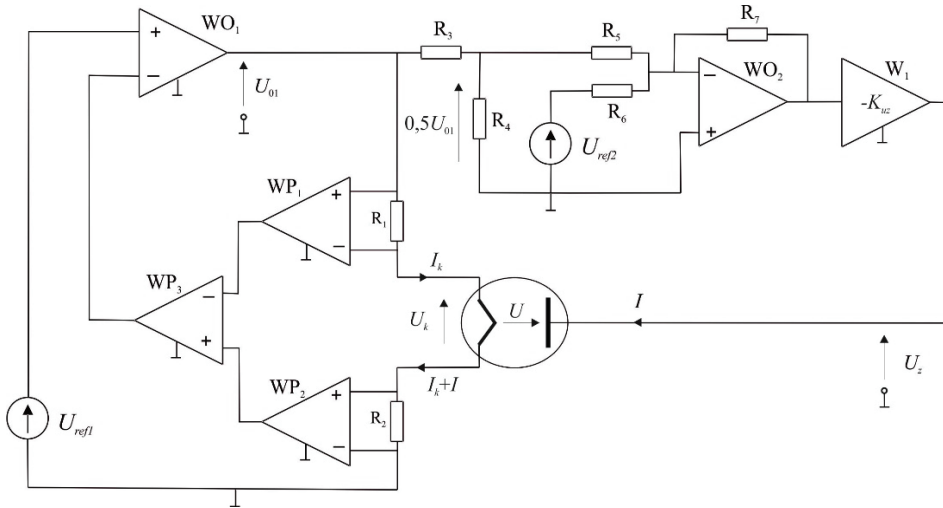
Napięcie  $U$  przyspieszające elektrony opisane jest następująco:

$$U = U_z - 0,5 U_k - (I_k + I) R_2 \quad (5.23)$$

Wrażliwość napięcia  $U$  względem natężenia  $I$  prądu termoemisji elektronowej wynosi:

$$s_{U,I} = -0,5 \frac{dU_k}{dI} - R_2 \frac{dI_k}{dI} - R_2 \quad (5.24)$$

W celu redukcji wrażliwości  $s_{U,I}$ , należy uzależnić napięcie zasilania obwodu anodowego od spadków potencjału na katodzie i rezystorze  $R_2$  [109]. Schemat układu polaryzacji z pomiarem natężenia prądu termoemisji elektronicznej w obwodzie zasilania katody i adaptacyjnie dobranym napięciem zasilania obwodu anodowego jest przedstawiony na rysunku 5.12.



Rys. 5.12. Schemat układu polaryzacji źródła elektronów z pomiarem natężenia prądu w obwodzie zasilania katody i adaptacyjnym doborem napięcia zasilania anody

Katoda wraz z połączonymi szeregowo rezystorami  $R_1$ ,  $R_2$  jest zasilana napięciem wyjściowym  $U_{01}$  wzmacniacza  $WO_1$ . Napięcie  $U_{01}$  jest również podawane na dzielnik rezystancyjny  $R_3$ ,  $R_4$ , ( $R_3 = R_4$ ), z którego napięcie o wartości  $0,5U_{01}$  steruje wejście układu sumującego. Do drugiego wejścia układu sumującego jest dołączone źródło napięcia referencyjnego  $U_{ref2}$ . Zakładając, że rezystancje  $R_3$ ,  $R_4 \ll R_5$ , napięcie wyjściowe  $U_z$  wzmacniacza  $W_1$  można opisać następującą zależnością:

$$U_z = K_{uz} \left( 0,5 \frac{R_7}{R_5} U_{01} + \frac{R_7}{R_6} U_{ref2} \right) \quad (5.25)$$

Napięcie  $U_{01}$  jest równe:

$$U_{01} = I_k R_1 + U_k + (I_k + I) R_2 \quad (5.26)$$

Łącząc zależności (5.25), (5.26), otrzymuje się wyrażenie opisujące napięcie zasilania obwodu anodowego:

$$U_z = 0,5K_{uz} \frac{R_7}{R_5} [IR_2 + U_k + I_k (R_1 + R_2)] + K_{uz} \frac{R_7}{R_6} U_{ref2} \quad (5.27)$$

W celu wyznaczenia napięcia przyspieszającego elektrony, wyrażenie (5.27) należy podstawić do wzoru (5.23). Po przyjęciu  $R_1 = R_2$ , otrzymuje się:

$$U = K_{uz} \frac{R_7}{R_6} U_{ref2} + \left( K_{uz} \frac{R_7}{R_5} - 1 \right) (I_k R_1 + 0,5U_k) + \left( 0,5K_{uz} \frac{R_7}{R_5} - 1 \right) IR_1 \quad (5.28)$$

Wpływ wielkości zależnych od natężenia prądu termoemisji elektronowej można zredukować poprzez dobór współczynnika wzmocnienia napięciowego  $K_{uz}$  wzmacniacza  $W_1$ . Przyjmując:

$$K_{uz} = \frac{R_5}{R_7} \quad (5.29)$$

otrzymuje się:

$$U = K_{uz} \frac{R_7}{R_6} U_{ref2} - 0,5IR_1 \quad (5.30)$$

Wyznaczona wrażliwość  $s_{U,I}$  wynosi:

$$s_{U,I} = -0,5R_1 \quad (5.31)$$

Porównanie zależności (5.24) i (5.31) prowadzi do wniosku, że zastosowanie adaptacyjnego doboru napięcia zasilania obwodu anodowego w układzie polaryzacji termoemisyjnego źródła elektronów z pomiarem natężenia prądu w obwodzie zasilania katody, umożliwia znaczącą redukcję przedmiotowej wrażliwości. Układ polaryzacji jest przedmiotem autorskiego patentu PL 219991 [109].





## 6. Stabilizacja natężenia prądu termoemisji elektronowej i napięcia przyspieszającego elektrony

Opracowane autorskie [101], [102], [111] i współautorskie [36], [38], [52], [99], [100], [106], [110] układy polaryzacji termoemisyjnego źródła elektronów z pomiarem natężenia prądu termoemisji elektronowej w obwodzie zasilania anody a także układy polaryzacji innych Autorów, opisane w dostępnej literaturze, między innymi, w pracach [23], [75], [8] oraz układy analizowane w monografii umożliwiają jedynie stabilizację natężenia prądu termoemisji elektronowej. Dla układu polaryzacji z regulatorem cyfrowym estymata średniego odchylenia standardowego natężenia prądu termoemisji elektronowej wynosi 0,015% [52], dla układu z niezależnym doborem napięcia przyspieszającego elektrony, odpowiednio 0,01% [102], dla układu z adaptacyjnym, cyfrowo programowanym wzmocnieniem napięciowym regulatora proporcjonalnego, odpowiednio 0,0036% [100]. Przedstawione wyniki prac współautorskich i autorskiej potwierdzają odpowiednią jakość stabilizacji prądu termoemisji elektronowej w odniesieniu do wymagań dla jonizacji gazu w przyrządach pomiarowych.

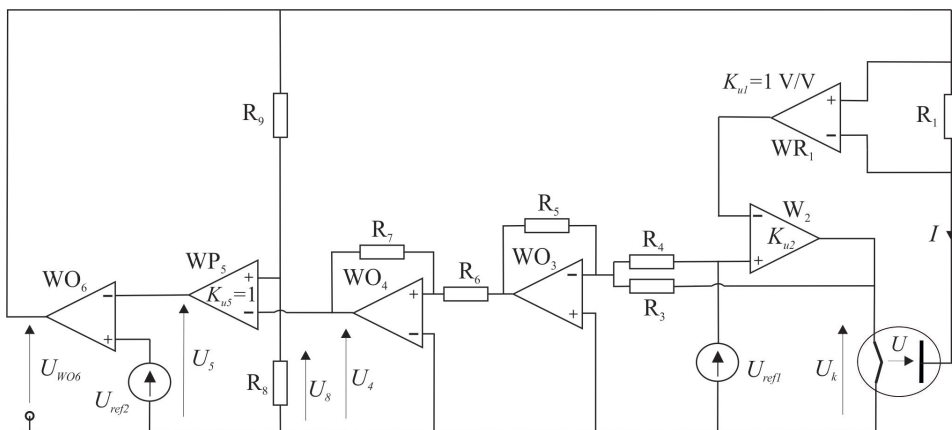
Układ polaryzacji termoemisyjnego źródła elektronów przedstawiony na rysunku 5.5 oraz układ polaryzacji opisany w pracy [106] zapewniają stabilizację natężenia prądu termoemisji elektronowej i dodatkowo spełniają warunek  $s_{UI} = 0$ , wynikający z kryterium stałej wrażliwości natężenia prądu jonowego względem natężenia prądu termoemisji elektronowej.

W warunkach praktycznych, na napięcie przyspieszające elektrony oddziałują jednak wielkości wpływające, między innymi, napięcie zasilania, temperatura poprzez wpływ na napięcie nierównoważenia i prądy polaryzujące wzmocniacze. Różniczkę napięcia przyspieszającego elektrony można zapisać następująco:

$$dU = \sum_{i=1}^n \frac{\partial U}{\partial x_i} dx_i \quad (6.1)$$

gdzie:  $x_i$  jest  $i$ -tą wielkością wpływającą,  $\partial U / \partial x_i$  jest współczynnikiem wrażliwości napięcia przyspieszającego elektrony względem  $i$ -tej wielkości wpływającej,  $n$  jest liczbą wielkości wpływających.

W celu redukcji wpływu wielkości  $x_i$  na napięcie przyspieszające elektrony należy poprzez regulację napięcia zasilania obwodu anody zapewnić również stabilizację napięcia przyspieszającego elektrony. Na rysunku 6.1 jest przedstawiony schemat układu polaryzacji termoemisyjnego źródła elektronów ze stabilizacją natężenia prądu termoemisji elektronowej oraz napięcia przyspieszającego elektrony [112].



Rys. 6.1. Schemat układu polaryzacji termoemisyjnego źródła elektronów ze stabilizacją natężenia prądu termoemisji elektronowej i napięcia przyspieszającego elektrony

Zgodnie z analizą przedstawioną w podrozdziale 5.1, natężenie prądu termoemisji elektronowej opisuje zależność:

$$I = \frac{U_{ref1}}{R_1} \quad (6.2)$$

Wyjście układu sumującego ( $WO_3$ ) jest połączone z wejściem wzmacniacza odwracającego fazę ( $WO_4$ ). Dla  $R_7 = R_6$ , napięcie  $U_4$  wyjściowe wzmacniacza odwracającego fazę, równe:

$$U_4 = \frac{R_5}{R_4} U_{ref1} + \frac{R_5}{R_3} U_k \quad (6.3)$$

jest podawane na wejście odwracające wzmacniacza pomiarowego  $WP_5$ . Napięcie  $U_8$  na wejściu nieodwracającym wzmacniacza  $WP_5$  wynika z podziału napięcia  $U_{WO6}$  na dzielniku rezystorowym  $R_8, R_9$  i wynosi:

$$U_8 = U_{WO6} \frac{R_8}{R_8 + R_9} \quad (6.4)$$

Napięcie  $U_5$  na wyjściu wzmacniacza pomiarowego  $WP_5$ , równe różnicy napięć  $U_8, U_4$  jest opisane następującą zależnością:

$$U_5 = U_{WO6} \frac{R_8}{R_8 + R_9} - \frac{R_5}{R_4} U_{ref1} - \frac{R_5}{R_3} U_k \quad (6.5)$$

Wysokonapięciowy wzmacniacz operacyjny  $WO_6$  objęty obwodem ujemnego sprzężenia zwrotnego, pod wpływem sygnału błędu  $U_{ref2} - U_5$ , steruje napięciem wyjściowym  $U_{WO6}$ , zapewniając równość napięć na swoich wejściach:

$$U_{ref2} = U_{WO6} \frac{R_8}{R_8 + R_9} - \frac{R_5}{R_4} U_{ref1} - \frac{R_5}{R_3} U_k \quad (6.6)$$

Przyjęto, że wzmacniacz operacyjny  $WO_6$  spełnia założenia wzmacniacza idealnego [102]. Zgodnie ze schematem przedstawionym na rysunku 6.1, napięcie przyspieszające elektrony wynosi:

$$U = U_{WO6} - I_1 R_1 - \frac{1}{2} U_k \quad (6.7)$$

Podstawiając do powyższego równania zależność (6.6) oraz (6.2), napięcie przyspieszające elektrony można zapisać następująco:

$$U = \left(1 + \frac{R_9}{R_8}\right) U_{ref2} + \left(\frac{R_8 + R_9}{R_8} \frac{R_5}{R_4} - 1\right) U_{ref1} + \left(\frac{R_8 + R_9}{R_8} \frac{R_5}{R_3} - \frac{1}{2}\right) U_k \quad (6.8)$$

Zakładając, że:

$$R_3 = 2R_4 \quad (6.9a)$$

oraz

$$\frac{R_5}{R_4} = \frac{R_8}{R_8 + R_9} \quad (6.9b)$$

napięcie przyspieszające elektrony przyjmuje postać:

$$U = \left(1 + \frac{R_9}{R_8}\right) U_{ref2} \quad (6.10)$$

Stabilizowane napięcie przyspieszające elektrony może być precyzyjnie dobierane za pomocą napięcia referencyjnego  $U_{ref2}$ .

Przedstawione wyrażenia (6.2), (6.3), (6.4), (6.5), opisujące przetwarzanie sygnałów  $U_{ref2}$ ,  $U_k$ ,  $U_8$ , za pomocą wzmacniaczy tworzą algorytm, umożliwiający wyznaczanie, w czasie rzeczywistym, napięcia  $U_5$ , wprost proporcjonalnego do napięcia przyspieszającego elektrony. W analizowanym układzie polaryzacji napięcie  $U_5$  zostało wykorzystane jako sygnał ujemnego sprzężenia zwrotnego dla wysokonapięciowego wzmacniacza  $WO_6$ , który poprzez regulację napięcia zasilania obwodu anodowego zapewnia stabilizację napięcia przyspieszającego elektrony.

Na podstawie wyników uproszczonej analizy modelowej układu polaryzacji, można przyjąć, że nowo opracowany układ zapewnia stabilizację napięcia przyspieszającego elektrony i natężenia prądu termoemisji elektronowej.

Założenia, przyjęte dla opracowania układu polaryzacji, wynikają z wymagań w zakresie powtarzalności wyników pomiarów realizowanych za pomocą przyrządów pomiarowych wykorzystujących termoelektronową wiązkę jonizującą. Zastosowanie stabilizacji napięcia przyspieszającego elektrony i natężenia prądu termoemisji elektronicznej zapewnia redukcję estymat odchylenia standardowego w/w wielkości, względem odpowiednio, dotychczasowych układów polaryzacji.

Na podstawie przeglądu literatury przedmiotu należy przyjąć, że jest to pierwszy układ polaryzacji termoemisyjnego źródła elektronów [112], który umożliwia jednoczesną stabilizację natężenia prądu termoemisji elektronicznej i napięcia przyspieszającego elektrony. Opracowany układ może być zastosowany w urządzeniach technicznych wykorzystujących termoemisyjne źródła elektronów w zakresie pochłaniania energii elektrycznej, w tym, w przyrządach pomiarowych z termoelektronową wiązką jonizującą.

## 7. Podsumowanie

W termoemisyjnych źródłach elektronów natężenie prądu wyjściowego jest uwarunkowane rozkładem elektrostatycznej energii potencjalnej elektronu w obszarze katoda-anoda, który jest zależny od napięcia polaryzującego źródła. Napięcie polaryzujące może być efektem dostarczania do katody energii cieplnej – praca źródła w zakresie wytwarzania energii elektrycznej albo wskutek dostarczania do obwodu katoda-anoda energii elektrycznej – źródło pracuje w zakresie pochłaniania energii elektrycznej. W monografii opisano w sposób analityczny [44], [93], poparty wynikami badań modelowych, zastosowania termoemisyjnych źródeł elektronów oraz źródeł wykorzystujących fotonowo wzmocnioną termoemisję elektronową (PETE) w wytwarzaniu energii elektrycznej. Wyznaczono modelowe charakterystyki prądowo-napięciowe dla źródeł idealnego i rzeczywistego oraz sprawność energetyczną dla źródła idealnego. Wyprowadzono autorską zależność opisującą efekt wzmocnienia prądowego źródła wykorzystującego fotonowo wzmocnioną termoemisję elektronową w stosunku do termoemisyjnego źródła elektronów. Rezultatem badań modelowych termoemisyjnej metody wytwarzania energii elektrycznej oraz doświadczeń w zakresie próżniowych przyrządów pomiarowych, jest zaprojektowanie w Katedrze Automatyki i Metrologii PL oraz wykonanie we współpracy z Janusz Budzich Measline (Kraków) i ITL Vacuum Components (Sussex) stanowiska doświadczalnego, w ramach przyznanej, decyzją MNiSW, dotacji celowej Nr IA/SP/0336/2016 na sfinansowanie kosztów wytworzenia aparatury naukowo-badawczej stanowiącej dużą infrastrukturę badawczą pn. „Eksperymentalny termoemisyjny generator energii elektrycznej”. Cytowane w monografii publikacje z lat 2014–2018 ilustrują dynamiczny rozwój badań termoemisyjnej metody wytwarzania energii elektrycznej [68], [67], [54], [82], w tym, wykorzystującej fotonowo wzmocnioną termoemisję elektronową [96], [90], [136], [84], [85].

Pracę źródła w zakresie pochłaniania energii elektrycznej zilustrowano w realizacji metody termoemisyjnego chłodzenia elektronowego zaproponowanej w 1994 r. [70] oraz jonizacji gazu termoelektronową wiązką elektronową w spektrometrze mas.

Metoda termoemisyjnego chłodzenia elektronowego wykorzystuje zjawiska ciepłe towarzyszące termoemisji elektronowej. W monografii przedstawiono schemat układu polaryzacji termoemisyjnego źródła elektronów, wyrażenia analityczne opisujące moc cieplną odprowadzaną z katody przez emitowane elektrony, moc cieplną dostarczaną do anody oraz sprawność energetyczną termoemisyjnego układu chłodzenia [70]. Wyznaczono modelową zależność gęstości mocy cieplnej odprowadzanej z katody w funkcji temperatury chłodzenia, dla zadanej wartości gęstości natężenia prądu termoemisji elektronowej katody.

Termoemisyjne źródła elektronów stosowane w spektrometrach mas do analizy izotopowej, próżniomierzach jonizacyjnych służą do wytwarzania termoelektronowej wiązki jonizującej. Pracują w zakresie prądu Schottky'ego, energia elektryczna jest dostarczana z układu polaryzacji termoemisyjnego źródła elektronów do katody oraz ob-

wodu katoda-anoda. Dokładność i powtarzalność wyników pomiarów realizowanych za pomocą przyrządów pomiarowych wykorzystujących termoelektronową wiązkę jonizującą zależy, między innymi, od jakości parametrów wiązki wyrażonej esymatami odchylenia standardowego natężenia prądu termoemisji elektronowej i napięcia polaryzującego źródło. W ramach kontynuacji autorskich badań w zakresie poprawy jakości termoelektronowej wiązki jonizującej, w celu realizacji, między innymi, impulsowej i harmonicznej jonizacji gazu, przyjęto kryterium liniowości natężenia prądu jonowego względem natężenia prądu termoemisji elektronowej, wyrażone w formie warunku stałej wrażliwości natężenia prądu jonowego względem natężenia prądu termoemisji elektronowej. W ten sposób uzasadniono analitycznie przyjęty w pracy [103] postulat metrologiczny wzajemnej niezależności natężenia prądu termoemisji elektronowej i energii elektronów.

W monografii przedstawiono analizę autorskiego i współautorskich układów polaryzacji termoemisyjnego źródła elektronów i ocenę ich przydatności dla zastosowań metrologicznych, w oparciu o przyjęte kryterium wrażliwościowe.

Kontynuacja oraz ocena wyników badań w zakresie parametrów dynamicznych termoemisyjnego źródła elektronów [53], zmian pracy wyjścia elektronu dla katody [17], wyników pomiarów realizowanych spektrometrem mas [106], w kontekście poprawy jakości termoelektronowej wiązki jonizującej oraz analiza uwarunkowań polaryzacyjnych źródła, były podstawą do przyjęcia kryterium redukcji wrażliwości napięcia polaryzującego źródła względem wielkości wpływających.

W oparciu o przyjęte kryterium, w monografii przedstawiono syntezę układu polaryzacji termoemisyjnego źródła elektronów ze stabilizacją napięcia polaryzującego źródła i natężenia prądu termoemisji elektronowej. W świetle przeglądu literatury przedmiotu należy przyjąć, że jest to pierwszy układ polaryzacji, który zapewnia jednoczesną stabilizację napięcia przyspieszającego elektrony i natężenia prądu termoemisji elektronowej.

## Literatura

- [1] ASTM E772-15, Standard Terminology of Solar Energy Conversion, ASTM International, West Conshohocken, PA, 2015
- [2] Band A., Strosio J., A., A closed loop controller for electron-beam evaporators, *Review of Scientific Instruments*, 67 (1996) 2366–2369
- [3] Bicadze A. W., *Równania fizyki matematycznej*, PWN, Warszawa 1984
- [4] Block F.G., Corregan F.H., Eastman G.Y., Fendley J.R., Hernqvist K.G., Hills E.J., Construction of a thermionic energy converter, *Proceedings of the IRE*, 48, 11(1960) 1846–1852
- [5] Becquerel E., *Ann. Chim. Phys., Rescherches Sur La Transmission De L'Electricite Au Travers Des Gaz A Des Temperatures Elevees*, *Annales de Chimie et de Physique*, 3, 39 (1853) 1–48
- [6] Bellucci A. et al., Preliminary Characterization of ST2G: Solar Thermionic-Thermoelectric Generator for Concentrating Systems, *NANOFORUM 2014 AIP Conf. Proc.*, 1667 (2014) 020007 (10pp)
- [7] Cayless M. A., Thermionic generation of electricity, *British Journal of Applied Physics*, 12 (1961) 433–442
- [8] Chapman R., Versatile wide range electron current regulator, *Rev. Sci. Instrum.*, 43, 10 (1972) 1536–1538
- [9] Chen Lingen, Ding Zemin, Sun Fengrui, Performance analysis of a vacuum thermionic refrigerator with external heat transfer, *Journal of Applied Physics*, 107, (2010) 104507 (7pp)
- [10] Child C. D., Discharge from hot CaO, *Phys. Rev. (Series I)* 32, 5 (1911) 492–511
- [11] Ciszewski A., Kiejna A., *Praca wyjścia metali*, Wydawnictwo Uniwersytetu Wrocławskiego, Wrocław 1986
- [12] Cronin J., L., Review. Modern dispenser cathode, *IEE Proc.*, 128, Pt. I, 1 (1981) 19–32
- [13] Chua H. T., Wang X., Gordon J. M., Thermionic and tunneling cooling thermodynamics, *Applied Physics Letters*, 84, 20 (2004) 3999–4001
- [14] Da Rosa A., V., *Fundamentals of Renewable energy processes*, Academic Press, 2012
- [15] Ding Z. M., Chen L. G., Sun F. R., Optimum performance analysis of a combined thermionic-thermoelectric refrigerator with external heat transfer, *Journal of the Energy Institute* 88 (2015) 169–180



- [16] Dong G. S., Chen Y., Zhang M., Jin X., Simple design of electron beam evaporators for 3d transition metals, *J. Vac. Sci. Technol. A*, 13, 1 (1995) 159–160
- [17] Durakiewicz T., Sikora J., Halas S., Work function variations of incandescent filaments during self-cooling in vacuum, *Vacuum*, 80 (2006) 894–898
- [18] Durakiewicz T., Halas S., Computation of time-dependent temperature distribution along a filament heated in vacuo by electric pulses, *J. Vac. Sci. Technol. A*, 16, 194 (1998) 194–199
- [19] Durakiewicz T., Halas S., Cooling of an incandescent filament by thermionic emission, *International Journal of Mass Spectrometry*, 177 (1988) 155–161
- [20] Dushman S., Electron emission from metals as a function of temperature, *Phys. Rev.* 21, 6 (1923) 623–636
- [21] Eichmeier J. A., Thumm M. K. (Eds), *Vacuum electronics. Components and devices*, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg 2008
- [22] Eisberg R., Resnick R., *Fizyka kwantowa atomów, cząsteczek, ciał stałych, jąder i cząstek elementarnych*, PWN, Warszawa 1983
- [23] Flaxer G., Programmable smart electron emission controller for hot filament, *Review of Scientific Instruments* 82 (2011) 025111
- [24] Fitzpatrick G. , Lawless J., Nikolaev Y., and Klinkov A., Demonstration of close-spaced thermionic converters, *Proc. 28<sup>th</sup> Intersoc. Energy Convers. Eng. Conf.*, Atlanta, GA, USA, (1993) 573–580
- [25] Gaertner G., Koops H.W.P., *Vacuum Electron Sources and their Materials and Technologies* in J. A. Eichmeier, M. K. Thumm, *Vacuum Electronics, Components and Devices*, Springer – Verlag Berlin Heidelberg 2008
- [26] Gajda J., Szyper M., *Modelowanie i badania symulacyjne systemów pomiarowych*, Wydział Elektrotechniki, Automatyki, Informatyki i Elektroniki Akademii Górniczo–Hutniczej, Kraków 1998
- [27] Gawkowski K., Sikora J., Selected methods of converting solar energy into electricity – comparative analysis, *E3S Web of Conferences Solina 2018*, 49, (2018) 00029 (6pp)
- [28] Ghashami M., Cho S. K., Park K. Near-field enhanced thermionic energy conversion for renewable energy recycling, *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer* 198 (2017) 59–67
- [29] Gross J. H., *Mass Spectrometry. A Textbook*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg 2004

- [30] Grzebyk T., A. Górecka-Drzazga A., Dziuban J., Zawada A., Konarski P., Micro-pump for generation and control of vacuum inside miniature devices, *Journal of Microelectromechanical Systems*, 23 (2014) 50–55
- [31] Grzebyk T., MEMS vacuum pumps, *Journal of Microelectromechanical Systems*, 99 (2017) 1–13
- [32] Gurtovoy, M.Y. and G.I. Kovalenko, A study of the operation of a diode in cesium vapour, *Fizichni Zapiski*, 9 (1941) 240
- [33] Guthrie F., “On a relation between heat and static electricity,” *Lond. Edinb. Dublin Philosoph. Mag. J. Sci.*, 46 (1873) 257–266
- [34] Hałas A., *Technika próżni*, Oficyna Wydawnicza Politechniki Wrocławskiej, Wrocław 2017
- [35] Halas S., Durakiewicz T., Temperature distribution along a metal filament heated in vacuum by DC current, *Vacuum*, 49, 4 (1998) 331–336
- [36] Hałas S., Sikora J., Electron emission stabilizer with double negative feedback loop, *Measurements Science and Technology*, 1 (1990) 980–982
- [37] Hałas S., 100 years of work function, *Materials Science-Poland*, 24, 4 (2006) 951–968
- [38] Hałas S., Krolopp W., Sikora J., Zmysłowski A., Sposób i układ stabilizacji prądu termoemisyjnej elektronowej w spektrometrze mas, Patent PL 201623, *Wiadomości Urzędu Patentowego* 4 (2009) 1076
- [39] Hansen D., C., Ionization pressure gauge with bias voltage and emission current control and measurement, US Patent 9,927,317 B2 (2018) (16pp)
- [40] Hansen, L.K., Ion current and Schottky effects in thermionic diodes, 1967, *J. Appl. Physics*, 38,11 (1967) 4345
- [41] Hatsopoulos G. N., Kaye J., Analysis and experimental results of a diode configuration thermoelectron engine, 1958, *Proc. IRE*, 46 (1958) 1574–1579
- [42] Hatsopoulos G. N., Kaye J., Measured thermal efficiencies of diode configuration of a thermal electron engine, *Journal of Applied Physics*, 29 (1958) 1124–1125
- [43] Hatsopoulos G. N. and Gyftopoulos E. P., *Thermionic Energy Conversion*, vol. 1. Cambridge, MA, USA: MIT Press, 1973
- [44] Hatsopoulos G. N. and Gyftopoulos E. P., *Thermionic Energy Conversion*, vol. 2. Cambridge, MA, USA: MIT Press 1979
- [45] Hernquist K. G., Kanefsky M. and Norman F. H., Thermionic energy converter, 1958, *RCA Rev.*, 19 (1958) 244–258

- [46] Hishinuma Y., Geballe T. H., and Moyzhes B. Y., Kenny W. T., Refrigeration by combined tunneling and thermionic emission in vacuum: Use of nanometer scale design, *Applied Physics Letters*, 78, 17 (2001) 2572–2574
- [47] Hoffmann E., Charette J., *Spektrometria mas*, WNT, Warszawa 1998
- [48] Howe R., T., Vacuum microsystems for energy conversion and other applications, 2011 16th International Solid-State Sensors, Actuators and Microsystems Conference, TRANSDUCERS'11 (2011) 7–11
- [49] Houston J. M., Theoretical efficiency of the thermionic energy converter, *Journal of Applied Physics*, 30, 4 (1959) 481–487
- [50] Jenkins R.O., A review of thermionic cathodes, 1969, *Vacuum* 19, 8, (1969) 353
- [51] Jepifanow G. I., *Fizyczne podstawy mikroelektroniki*, WNT, Warszawa 1976
- [52] Kania B., Sikora J., Thermionic emission controller with PID algorithm, *Proceedings of the 23<sup>rd</sup> International Conference „Mixed design of Integrated Circuits and Systems”*, June 23-25, 2016, Lodz, 480–483
- [53] Kania B., Sikora J., System identification of a hot cathode electron source: Time domain approach, *AIP Advances* 8, (2018) 105107 (10pp)
- [54] Kamarul A., A., K., Thye J., L., Khairudin M., Review on Thermionic Energy Converters, *IEEE TRANSACTIONS ON ELECTRON DEVICES*, 63, 6 (2016) 2231–2241
- [55] Kato H, Takeuchi D, Ogura M, et al., Heavily phosphorus-doped nano-crystalline diamond electrode for thermionic emission application, *Diam. Relat. Mater.*, 63 (2016) 165–8
- [56] King D. B., Sadwick L. P., and Wernsman B. R., Microminiature thermionic converters, US Patent 6 509 669 (2003)
- [57] Koeck, F. A. M., Nemanich, R. J., Lazea, A. & Haenen K., Thermionic electron emission from low work-function phosphorus doped diamond films, *Diam. Relat. Mater.*, 18 (2009) 789–791
- [58] Koeck F, A., M., Nemanich R., J., Substrate-diamond interface considerations for enhanced thermionic electron emission from nitrogen doped diamond films, *J. Appl. Phys.*, 112, (2012) 113707
- [59] Koeck F. A. M., Nemanich R. J. Low temperature onset for thermionic emitters based on nitrogen incorporated UNCD films. *Diam. Relat. Mater*, 18, 2 (2009) 232–236
- [60] Kołodziej W., *Analiza matematyczna*, PWN, Warszawa 1979

- [61] Kovaliuk I., Implementacja algorytmu dekorelacji natężenia wiązki jonizującej i energii elektronów w spektrometrze mas do analizy izotopowej gazów szlachetnych, Rozprawa doktorska, Politechnika Lubelska, Lublin 2018
- [62] Kribus A., Segev G., Solar energy conversion with photon-enhanced thermionic emission, *J. Opt.* 18 (2016) 073001 (18pp)
- [63] Krolopp W., Sikora J., Hałas S., Simplified dynamic model of electron source with a hot filament, *Journal of Technical Physics*, 38, 1 (1997) 87–95
- [64] Langmuir I., The effect of space charge and residual gases on thermionic currents in high vacuum, *Phys. Rev.*, 2, 6 (1913) 450–486
- [65] Langmuir I., The effect of space charge and initial velocities on the potential distribution and thermionic current between parallel plane electrodes, *Phys. Rev.*, 21 (1923) 419–435
- [66] Lee Jae-Hyung, Bargatin I. Melosh N. A., and Howe R. T., Optimal emitter-collector gap for thermionic energy converters, *Appl. Phys. Lett.*, 100, (2012) 173904 (4pp)
- [67] Lee Jae-Hyung, Bargatin Igor, Vancil Bernard K., Gwinn Thomas O., Maboudian Roya, Melosh Nicholas A., and Howe Roger T., Microfabricated thermally isolated low work-function emitter, *Journal of Microelectromechanical Systems*, 23, 5 (2014) 1182–1187
- [68] Lim I. T., Lambert S. A., Vay J. L. and Schwede J. W., Electron reflection in thermionic energy converters, *Appl. Phys. Lett.*, 112, (2018) 073906 (5pp)
- [69] Luque, A. & Marti A., Limiting efficiency of coupled thermal and photovoltaic converters, *Sol. Energy Mater. Sol. Cells* 58, (1999) 147–165
- [70] Mahan G. D., Thermionic refrigeration, *J. Appl. Phys.*, 76 (7), October (1994) 4362–4366
- [71] Namita M., Barve D. U., Bhatia M. S., Das A. K., Note: Design of transverse electron gun for electron beam based reactive evaporation system, *Review of Scientific Instruments*, 82 (2011) 056106
- [72] Marshall A. C., An equation for thermionic currents in vacuum energy conversion diodes, *Appl Phys Lett*, 73, 20 (1998) 2971–3
- [73] Margulis N. D., Marchuck D. M., Conversion of thermal energy into electric energy by means thermionic emission, *Ukrainian Phys. J.*, 2 (1957) 379-381
- [74] Meir S., Stephanos C., Geballe T. H. and Mannhart J., Highly-efficient thermoelectronic conversion of solar energy and heat into electric power, *Journal of Renewable and Sustainable Energy* 5 (2013) 043127 (15pp)

- [75] Meyer zu Heringdorf F. J., Belton A. C., Flexible microprocessor-based evaporation controller, *Review of Scientific Instruments* 75, 12 (2004) 5288–5291
- [76] Moss H., Thermionic diodes as thermionic converters, *J. Electronics*, 2 (1957) 305–322
- [77] Munawar Iqbal, Fazal-e-Aleem, Design and performance of high uniformity linear filament electron gun, *Review of Scientific instruments*, 77 (2006) 106101 (3pp)
- [78] Nolas G. S., Goldsmid H. J., A comparison of projected thermoelectric and thermionic refrigerators, *Journal of Applied Physics*, 85, 8 (1999) 4066–4070
- [79] Oikawa D., Ohno N., Kajita S., Takagi M., Masuzaki S., Tokinani M., Asano K., Thermionic Energy converter system using heat flux in divertor region, *Plasma and Fusion Research*, 7 (2012) 1405050 (8pp)
- [80] Paska J., Urządzenia bezpośredniej przemiany energii pierwotnej w elektryczną, *Energetyka. Problemy energetyki i gospodarki paliwowo – energetycznej*, 8 (626)/59 (2006) 577–600
- [81] Pointon A., J., Elwell D., *Fizyka dla inżynierów*, PWN, Warszawa 1978
- [82] Post A. D., King B. V., Kisi E. H., Computational model and optimisation of a vacuum diode thermionic generator for application in concentrating solar thermal power, *Applied Thermal Engineering*, 117 (2017) 245–253
- [83] Reuter D., Wieck A., D., A compact electron beam evaporator for carbon doping in solid source molecular beam epitaxy, *Review of Scientific Instruments*, 70, 8, (1999) 3435–3438
- [84] Xiao G., Zheng G., Min Qiu M., Li Q., Li D., Ni M., Thermionic energy conversion for concentrating solar power, *Applied Energy* 208 (2017) 1318–1342
- [85] Xiao G., Zheng G., Ni D., Li Q., Qiu M., Ni M., Thermodynamic assessment of solar photon-enhanced thermionic, *Applied Energy*, 223 (2018) 134–145
- [86] Xuan X. C., Combined thermionic–thermoelectric refrigerator, *Journal of Applied Physics*, 92 (2002) 4746–4750
- [87] Richardson O. W., *Thermionic Emission From Hot Bodies*, Wexford College Press, Wexford Press, Ireland 2003
- [88] Saeki H., Magome T., Aoki T., Gotoh N., Momose T., Hot-cathode-ionization-system with a self-compensating circuit for errors caused by an external-electron source, *Review of Scientific Instruments*, 75 (2004) 5152–5159

- [89] Sahasrabudde K, Schwede J W, Bargatin I, et al., A model for emission yield from planar photocathodes based on photon-enhanced thermionic emission or negative electron-affinity photoemission, *J. Appl. Phys.*, 112 (2012) 094907 (10pp)
- [90] Sandovsky R., Segev G., Kribus A., Investigation of contact grid geometry for photon-enhanced thermionic emission (PETE) silicon based solar converters, *Solar Energy*, 133 (2016) 259–273
- [91] Schlichter W., Die spontane Elektronenemission glühender Metalle und das glühelektrische Element, *Ann. Physik*, 352 (1915) 573–640 (doi:10.1002/andp.19153521302)
- [92] Schottky W., Über den Einfluss von Strukturwirkungen, besonders der Thomsonschen Bildkraft, auf die Elektronenemission der Metalle *Physik. Zeitschr.*, 15 (1914) 872–878
- [93] Schwede J. W. et al., Photon-enhanced thermionic emission for solar concentrator systems, *Nat. Mater.*, 9 (2010) 762–767
- [94] Schwede J. W., Sarmiento T., Narasimhan V. K., Rosenthal S. J., Riley D.C., Schmitt F., Bargatin I. Sahasrabudde K., Howe R.T., Harris J.S., Melosh N.A. & Shen Z.-X., Photon-enhanced thermionic emission from heterostructures with low interface recombination, *Nature Communications*, 4 (2013) 1576 (6pp)
- [95] Segev G. et al., Efficiency of photon enhanced thermionic emission solar converters, *Solar Energy Materials & Solar Cells*, 107 (2012) 125–130
- [96] Segev G., Rosenkwas Y., Kribus A., Limit of efficiency for photon-enhanced thermionic emission vs. photovoltaic and thermal conversion, *Solar Energy Materials & Solar Cells*, 140 (2015) 464–476
- [97] Shefsiek, P.K. and J.P. Angello, Test results from an improved flame fired thermionic diode, *IEEE TCSC* (1969) 521
- [98] Sikora J., Analiza transkonduktancji źródła elektronowej wiązki jonizującej generowanej termicznie, *Elektronika*, 12 (1997) 30–31
- [99] Sikora J., Krolopp W., Hałas S., Układ stabilizacji prądu termoemisji elektronowej w komorze jonizacyjnej, zwłaszcza próżniomierza, Patent PL 174650, *Wiadomości Urzędu Patentowego*, 8 (1998)
- [100] Sikora J., Toborek T., L. Szczepaniak L., Emission current stabilizer to electron-impact gas ion sources, *Visnik Nacionalnogo universitetu „Lvivska Politechnika, Elementi teorii ta priladi tvjordotilij elektroniki*, 510 (2004) 112–114
- [101] Sikora J., A method for enhancing repeatability of mass spectrometer measurement results, *Metrology and Measurement Systems*, 10, 1(2003) 101–116

- [102] Sikora J., Dual application of a biasing system to an electron source with a hot cathode, *Measurements Science and Technology*, 15 (2004) N10–N14
- [103] Sikora J., Dekorelacja natężenia wiązki jonizującej i energii elektronów w źródłach jonów z gorącą katodą, Wydawnictwo Politechniki Lubelskiej, Lublin (2004)
- [104] Sikora J., Synteza układu polaryzacji źródła elektronów dla przyrządów pomiarowych w oparciu o kryterium wrażliwości, *Materiały XV Sympozjum Modelowanie i Symulacja Systemów Pomiarowych Krynica 18-22 września 2005, KM AGH (2005) 81–88*
- [105] Sikora J., Szczepaniak L., Stabilizator prądu termoemisji elektronowej dla wysokich energii elektronów, *Przegląd Elektrotechniczny*, 3 (2008) 273–274
- [106] Sikora J., S. Hałas, A novel circuit for independent control of electron energy and emission current of a hot cathode electron source, *Rapid. Commun. Mass Spectrom.*, 25 (2011) 689–692
- [107] Sikora J., Szczepaniak L., Układ stabilizacji prądu termoemisji elektronowej zwłaszcza dla wysokich energii elektronów, Patent PL 210947, *Wiadomości Urzędu Patentowego*, 3 (2012) 548
- [108] Sikora J., Szczepaniak L., Analiza wrażliwościowa spektrometru mas z innowacyjnym układem polaryzacji źródła elektronów, *Pomiary Automatyka Kontrola*, 3 (2012) 256–259
- [109] Sikora J., Układ stabilizacji natężenia prądu termoemisji elektronowej i napięcia przyspieszającego elektrony zwłaszcza dla wysokich energii elektronów, Patent PL 219991, *Wiadomości Urzędu Patentowego*, 8 (2015) 1799
- [110] Sikora J., Kuś D., Układ wysokonapięciowego stabilizatora prądu termoemisji elektronowej, Patent PL 223594, *Wiadomości Urzędu Patentowego*, 10 (2016)
- [111] Sikora J., Układ stabilizatora prądu termoemisji elektronowej z automatyczną regulacją napięcia anody, Patent PL 225768, *Wiadomości Urzędu Patentowego*, 5 (2017)
- [112] Sikora J., Układ automatycznej regulacji napięć katody i anody źródła elektronów i stabilizacji napięcia przyspieszającego elektrony i natężenia prądu termoemisji elektronowej, Patent PL 228237, *Wiadomości Urzędu Patentowego*, 2 (2018) 444
- [113] Smestad G. P., Conversion of heat and light simultaneously using a vacuum photodiode and the thermionic and photoelectric effects, *Solar Energy Materials and Solar Cells*, 82 (2004) 227–240



- [114] Su S, Zhang H, Chen X, Kang J, Chen J, Parametric optimum design of a photon-enhanced thermionic solar cell, *Solar Energy Materials & Solar Cells*, 117 (2013) 219–224
- [115] Su S, Wang Y, Wang J, et al. Material optimum choices and parametric design strategies of a photon-enhanced solar cell hybrid system. *Solar Energy Materials & Solar Cells*, 128 (2014) 112–118
- [116] Suzuki M, Ono T, Sakuma N, et al., Low-temperature thermionic emission from nitrogen-doped nanocrystalline diamond films on n-type Si grown by MPCVD, *Diamond & Related Materials*, 18 (2009) 1274–1277
- [117] Syms R. R. A, Wright S., MEMS mass spectrometers: The next wave of miniaturization, *J. Micromech. Microeng.*, 26 (2016) 023001 (28pp)
- [118] Szczepaniak, J. Sikora, Sposób pomiaru ciśnienia z jonizacją gazu, Patent PL 219993, *Wiadomości Urzędu Patentowego*, 8 (2015) 1798
- [119] Szczepaniak L., High vacuum pressure measurement using pulse electron beam ionization, *Przegląd elektrotechniczny*, 85, 4 (2009) 178–181
- [120] Szczepaniak L., Sikora J., Stanowisko pomiarowe do badania próżniowych przyrządów pomiarowych z gorącą katodą w stanach statycznych i dynamicznych, *Przegląd Elektrotechniczny*, 3 (2008) 270–273
- [121] Szwemin P., How to characterize gas in high vacuum?, *Vacuum*, 82, 2 (2007) 174–177
- [122] Szyper M., Analiza wrażliwości systemów pomiarowych, *Materiały Symposium Modelowanie i Symulacja Systemów Pomiarowych*, Krynica (1991) 61–71
- [123] Takao H., Kobayashi K., Ito T., Ideal efficiency of photon-enhanced thermionic energy converters driven by blackbody radiation, *Japanese Journal of Applied Physics*, 55, 1 (2016) 018003
- [124] Tanner P.G., Fraser D.A. and Irving A.D., Developments in thermionic energy converters, *IEE Proc.-Sci. Meas. Technol.*, 152, 1 (2005) 1–6
- [125] Tavkhelidze A., N., Nanostructure electrodes for thermionic and thermotunnel devices, *Journal of Applied Physics*, 108, (2010) 044313 (7pp)
- [126] Urbaniec K., Teoretyczna analiza sprawności termionicznego przetwornika energii, *Biuletyn Informacyjny Instytutu Techniki Ciepłej Politechniki Warszawskiej*, 30 (1971) 3–46
- [127] Wang G, Chang B, Li X, et al., Solar energy conversion through thermally enhanced external photoelectric emission from NaCsSb photocathodes, *Solar Energy Materials & Solar Cells*, 159 (2017) 73–79



- [128] Webster K. F., Calculation of the performance of a high-vacuum thermionic energy converter, *Journal of Applied Physics*, 30, 488 (1959) 488–492
- [129] Wei Y, Jiang K, Feng X, *et al.*, Comparative studies of multiwalled carbon nanotube sheets before and after shrinking. *Phys Rev.*, 76, 4 (2007) 045423 (7pp)
- [130] Westover T. L, Franklin A. D, Cola B. A, *et al.*, Photo-and thermionic emission from potassium-intercalated carbon nanotube arrays, *J. Vacuum Sci. Technol. B, Nanotechnol. Microelectron: Mater, Process, Meas, Phenomena* 28, 2 (2010) 423–434
- [131] Wilson V. C., Conversion of heat to electricity by thermionic emission, *J. Appl. Phys.*, 30 (1959) 475-481
- [132] Yuan H., Y., Riley D., C., Shen Z., X., Pianetta P., A., Melosh N., A., Howe R., T., Back-gated graphene anode for more efficient thermionic energy converter, *Nano Energy*, 32 (2017) 67–72
- [133] Zhang C., Najafi K., Bernal L. P., and Washabaugh P. D., Microcombustion-thermionic power generation: Feasibility, design, and initial results, 2003, *Proc. Int. Conf. Solid-State Sens., Actuators, Microsyst.*, Boston, MA, USA (2003) 40–44
- [134] Ziabari A., Zebarjadi M., Vashae D. and Shakouri A., Nanoscale solid-state cooling: a review, *Rep. Prog. Phys.*, 79 (2016) 095901 (34pp)
- [135] Zeng T., Chen G., Energy conversion in heterostructures for thermionic cooling, *Microscale Thermophys. Eng.*, 4, (2000) 39–50
- [136] Zhuravlev A. G., Romanov A. S., and Alperovich V. L., Photon-enhanced thermionic emission from p-GaAs with nonequilibrium Cs overlayers, *Applied Physics Letters*, 105 (2014) 251602 (4pp)
- [137] Żuk W. (Red.), *Spektrometria mas i elektromagnetyczna separacja izotopów*, PWN, Warszawa 1980

## Streszczenie

### Termoemisyjne źródła elektronów. Uwarunkowania polaryzacyjne

Rozwój zastosowań termoemisyjnych źródeł elektronów jest stymulowany rozwojem technologii wytwarzania materiałów o niskiej pracy wyjścia elektronu, wysokotemperaturowych materiałów izolacyjnych, próżniowych struktur w mikro- i nanoskali a także rozwojem elektronicznych układów polaryzacji źródeł.

W monografii przedstawiono właściwości źródeł w zależności od warunków polaryzacji oraz ich zastosowania w termoemisyjnym chłodzeniu elektronowym, wytwarzaniu energii elektrycznej, w szczególności w jonizacji gazu w próżniowych przyrządach pomiarowych, spektrometrze mas, próżniomierzu jonizacyjnym.

Dokładność i powtarzalność wyników pomiarów realizowanych w spektrometrze mas zależy, między innymi, od jakości termoelektronowej wiązki jonizującej. W oparciu o kryterium liniowości natężenia prądu jonowego względem natężenia prądu termoemisji elektronowej, wyrażonego w formie warunku stałej wrażliwości natężenia prądu jonowego względem natężenia prądu termoemisji elektronowej, dokonano analizy autorskich i współautorskich układów polaryzacji termoemisyjnego źródła elektronów stosowanych w spektrometrze mas. Na podstawie uzyskanych wyników, w kontynuacji badań przyjęto kryterium redukcji wrażliwości napięcia polaryzującego źródło względem wielkości wpływających. W oparciu o przyjęte kryterium dokonano syntezy układu polaryzacji termoemisyjnego źródła elektronów ze stabilizacją napięcia polaryzującego źródło i natężenia prądu termoemisji elektronowej.

W świetle przeglądu literatury przedmiotu należy przyjąć, że jest to pierwszy układ polaryzacji, który zapewnia jednoczesną stabilizację napięcia przyspieszającego elektronu i natężenia prądu termoemisji elektronowej.

Słowa kluczowe: termoemisja elektronowa, prąd termoemisji elektronowej, napięcie polaryzujące źródło, termoemisyjny przetwornik energii, termoemisyjne chłodzenie elektronowe, spektrometr mas, jonizacja gazu, termoelektronowa wiązka jonizująca, układ polaryzacji termoemisyjnego źródła elektronów, stabilizacja

## Abstract

### Thermionic electron emission sources. Biasing conditions

The development of thermionic electron emission sources applications is stimulated by the development of the technology of producing materials with low electron work function, high temperature insulation materials, vacuum structures in micro- and nano-scale as well as the development of electronic source biasing systems. The intensity of the thermionic emission current depends on the electrostatic distribution of potential energy of the electron in the area of the cathode-anode, which is conditioned by the biasing voltage of the source. Electrical parameters of sources depend on their construction and biasing conditions. As a consequence, the sources can work both in the generation and absorption of electricity. In the first case, they are used to convert thermal energy into electricity in another, to produce thermionic electron beams of a given intensity and energy of electrons.

The work presents the applications of sources and analytically describes the thermionic emission method of electric energy production, thermionic emission cooling and the use of a thermionic electron beam for gas ionization in vacuum measuring instruments, including mass spectrometry for isotopic analysis.

Accuracy and repeatability of the measurement results performed in the mass spectrometer depend, among others, on the quality of the ionizing beam. Based on the criterion of linearity of ionic current intensity relative to the intensity of the thermionic emission current, expressed in the form of a constant sensitivity of the ionic current intensity relative to the intensity of the thermionic emission current, an analysis of the author's biasing systems of the electron source used in the mass spectrometer was made. On the basis of the obtained results, in further research, the criterion of reducing the sensitivity of the voltage biasing the source to the magnitude of influences was adopted. On the basis of the adopted criterion, a synthesis of the biasing system of the electron source with the stabilization of the voltage biasing the source and intensity of the thermionic emission current has been made.

In the light of the literature review of the subject, it should be noted that this is the first biasing system that ensures simultaneous stabilization of the electron accelerating voltage and intensity of the thermionic emission current.

Key words: thermionic emission, thermionic emission current, biasing voltage a source, thermionic energy converter, thermionic emission cooling, mass spectrometer, gas ionization, thermionic ionization beam, biasing system of a thermionic electron source, stabilization



ISBN: 978-83-7947-365-6

