

Jerzy Pietruszka, Marian Różycki

Samodzielny Zakład Fizyki
Wyższej Szkoły Pedagogicznej
w Krakowie

PRZEWODNICTWO POEKSPLOZYJNEJ PLAZMY METALI Al, Sn, Pb, Ag, Cu, Au

W S T Ę P

Analizując zagadnienie przewodnictwa elektrycznego gęstej plazmy napotyka się na szereg problemów, które czekają na rozwiązanie zarówno od strony teoretycznej i doświadczalnej. Ruchy cząstek plazmy są bardziej skomplikowane od ruchów cząstek gazów w warunkach zbliżonych do normalnych. Są one bowiem sprzężone z polem elektromagnetycznym, przenikającym plazmę. Każdy model matematyczny powinien operować konkretną funkcją rozkładu prędkości, uwzględniającym fakt, że w warunkach laboratoryjnych pomiarów mają miejsce znaczne odstępstwa warunków fizycznych od równowagi termodynamicznej. W chwili obecnej dysponuje się niewielką ilością danych doświadczalnych i jest rzeczą pożądaną nagromadzenie jak największej ich ilości zanim dokona się konfrontacji z jakimkolwiek modelem matematycznym gęstej plazmy.

Praca niniejsza jest próbą dokonania takiego porównania dla kilku próbek metali nagranych do temperatur w pobliżu $20 \cdot 10^3$ K, a więc słabo zjonizowanej plazmy i gęstej - w zakresie gęstości około $10^{16} - 10^{19}$ at/cm³. Modelem matematycznym jest model Elenbaasa [1].

I. T E O R I A

W zasadzie większość fizyków zajmujących się zagadnieniami fizyki plazmy zgadza się na stosowanie elementarnego prawa ruchliwości

$$\vec{v} = \mu \vec{E} \quad (1)$$

do zagadnień plazmowych w zakresie parametrów fizycznych niniejszej pracy:

$$10 \cdot 10^3 \text{ K} < T < 30 \cdot 10^3 \text{ K}; \quad 10^{16} \text{ cm}^{-3} < n_0 < 10^{19} \text{ cm}^{-3}$$

po warunkiem należytego zdefiniowania wielkości μ . \vec{v} jest, jak zawsze, prędkością dryfu elektronów, μ współczynnikiem ruchliwości, zaś \vec{E} jest natężeniem pola elektrycznego wzdłuż kierunku ruchu. Współczynnik μ podany jest przez wzór (2)

$$\mu = \text{const} \frac{e}{m_e} \frac{\lambda}{w} \quad (2)$$

gdzie e/m_e dotyczy elektronów, $\bar{\lambda}$ jest ich średnią drogą swobodną zaś \bar{v} ich średnią z prędkości ruchu chaotycznego.

Gęstość prądu elektrycznego

$$\vec{j} = n_e e \vec{v} \quad (3)$$

powinna być sumowana po wszystkich prędkościach \vec{v} występujących w plazmie. W tym sumowaniu wielkość

$$\sigma = \sum n_e e b \quad (4)$$

jest elektrycznym przewodnictwem plazmy. W przypadkach słabo zjonizowanych gazów /pary powstające z metali w większości wykonywanych dzisiaj doświadczeń w zakresie gęstej plazmy/ możemy posłużyć się modelem stosowanym przez Elenbaasa [1].

Formuła Elenbaasa. Obliczanie przewodnictw elektrycznych dla metali w zakresie temperatur $(10 \div 30) \cdot 10^3$ K

Wzór $\sigma \sim n^{-1/2} T^{3/4} \exp(-eV_i/2kT)$ pozwala na sporządzenie wykresu zależności temperaturowej względnego przewodnictwa elektrycznego σ/σ_{Cu} (σ_{Cu} przewodnictwo elektryczne miedzi) dla szeregu metali, np. Cu, Ag, Au, Al, Sn, Pb pod założeniem, że koncentracja n w plazmie jest identyczna dla różnych metali w tych samych warunkach temperaturowych ($p=nkT$). Wtedy otrzymuje się zmodyfikowaną do celów weryfikacji doświadczalnej formułę Elenbaasa (5)

$$\sigma \sim n^{-1/2} T^{1/4} \exp(-eV_i/2kT) \quad (5)$$

eV_i jest w powyższym wzorze średnią energią jonizacji atomu metalu.

T a b e l a I

Wartości względnego przewodnictwa σ'/σ'_{Cu} dla różnych metali w funkcji temperatury (σ'_{Cu} w temp. $T_0 = 10 \cdot 10^3$ K; $kT_0 = 0.862$ eV)

T [10^3 K] Metal	10	15	20	25	30
Cu	1,00	4,92	11,3	18,6	25,8
Ag	1,20	5,88	13,5	22,2	30,8
Au	0,595	2,92	6,74	11,1	15,3
Al	7,50	36,9	84,6	139,0	193,0
Sn	2,36	11,6	26,7	43,9	61,0
Pb	1,42	6,95	16,0	25,3	36,5

Po znormalizowaniu koncentracji $n = n_0 = \text{const}$ dla różnych próbek, można obliczyć względne zredukowane przewodnictwa σ'/σ_{Cu} dla powyższych metali i pokusić się o ich weryfikację doświadczalną.

Autorzy niniejszej pracy przyjęli w swoich obliczeniach odpowiednio 7,69 eV dla Cu, 7,54 eV dla Ag, 9,25 eV dla Au, 5,96 eV dla Al, 6,95 eV dla Sn oraz 7,39 eV dla Pb. Wyniki tych obliczeń przedstawia tabela I oraz rys. 4 /krzywe teoretyczne/.

II. CZĘŚĆ DOŚWIADCZALNA

Praca niniejsza stanowi próbę podjęcia, bardzo trudnego z punktu widzenia techniki eksperymentu, problemu pomiaru σ' w funkcji temperatury T dla szeregu par powstałych z metali w warunkach dużych gęstości i wysokich temperatur. Otrzymanie próbek w temperaturach kilkudziesięciu tysięcy stopni, a więc znacznie wyżej ponad temperaturę topnienia metali a nawet wyżej ponad temperatury krytyczne powstałych z nich cieczy z natury rzeczy musi nosić charakter impulsowy. Innymi słowy, procesy wytwarzania takiej plazmy noszą charakter eksplozji w skali czasowej mili- lub nawet mikrosekundowej. Autorzy stosowali metodę eksplodujących próbek wprowadzoną do fizyki i techniki przez W. G. Chace'a [2].

Badane próbki gęstej plazmy wytwarzane były przez nagrzewanie ich silnopiędowymi impulsami udarowymi, wytwarzanymi w generatorze opisanym w pracach [3] i [4].

Do pomiaru przebiegu czasowego zmian gęstości plazmy $n(T)$, temperatury $T(t)$, autorzy stosowali ultraszybką migawkę fotograficzną [5]. Informacje te otrzymywano odpowiednio ze zdjęć przebiegu zmian czasowych kształtów geometrycznych próbki oraz ze zmian czasowych widma optycznego, emitowanego przez nagrzaną próbkę.

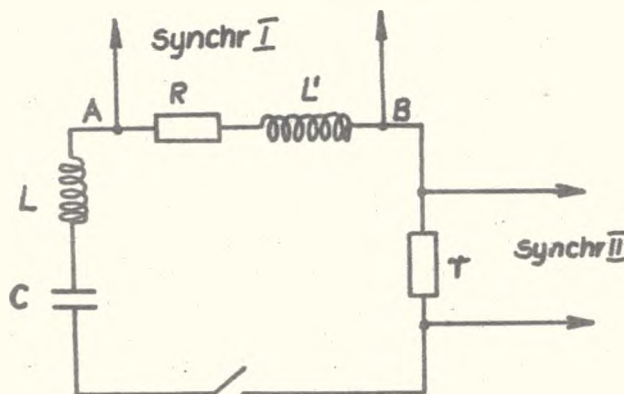
Dane dotyczące chwilowego kształtu próbki oraz chwilowego spadku napięcia na próbce wraz z mierzonym natężeniem prądu udarowego, płynącego przez próbkę /te dwie ostatnie wielkości mierzono techniką synchronoskopowania/ pozwalały na znalezienie chwilowego przewodnictwa elektrycznego próbki. W pomiarach elektrycznych istotną sprawą było wyeliminowanie wpływu rozproszonych indukcyjności na mierzone wielkości.

a/ Schemat zastępczy generatora plazmy

Rysunek 1 przedstawia główne elementy obwodu elektrycznego generatora plazmy. R, L' są odpowiednio oporem i współczynnikiem samoindukcji próbki cylindrycznej. Natomiast L i C są odpowiednio efektywną pojemnością i indukcyjnością reszty obwodu. Indukcyjność L' typowej próbki jest rzędu 0,1 μ H, jest więc, jak w większości tego typu pomiarów o szybkich fron-

tach narastania prądu $\frac{dI}{dt} \sim \frac{10 \text{ kA}}{0.1 \mu\text{sec}}$ wielkością istotnie wchodzącą do schematu zastępczego. Zbliżonego rzędu wielkością jest indukcyjność L pozostałej części obwodu /indukcyjność montażowa oraz indukcyjność samego kondensatora/. W czasie eksplozji, jak wiadomo [2 i in.], chwilowe napięcie na kondensatorze U_C składa się ze spadku napięcia IR na końcach A, B próbki cylindrycznej oraz na indukcyjności całego obwodu

$$U_C = I R + L \frac{dI}{dt} + \frac{d}{dt} (L'(t) I) \quad (5)$$



Rys. 1. Schemat zastępczy generatora plazmy

Synchroskopowy pomiar przebiegu czasowego napięcia między punktami A i B podaje wartość $IR + \frac{d}{dt} (L'(t) I)$ zamiast interesującego nas składnika IR .

W niniejszej pracy istota eliminacji wpływu $L'(t)$ na pomiary przewodnictwa elektrycznego próbki sprowadza się do wybrania prostej geometrii próbki, tj. do pracy z próbkami cylindrycznymi. W tym wypadku bowiem stosunkowo łatwo jest znaleźć wartość chwilową indukcyjności $L'(t)$ przez pomiar metodami ultraszybkich fotografii chwilowego promienia $r_0(t)$ wchodzącego do znanego wzoru (6) na współczynnik samoindukcji próbki cylindrycznej o długości l .

$$L'(t) = \frac{\mu_0}{2\pi} \left(\ln \frac{2l}{r_0(t)} - 1 + \frac{1}{4} \mu_R \right) l \quad (6)$$

Zależność $L'(t)$ od promienia w powyższym wzorze jest silna i należy uwzględnić ją przy obliczeniach chwilowych wartości $L'(t)$. Typowy zakres zmian wartości r_0 ze zdjęć ultraszybkich fotografii $0.05 \text{ mm} \leq r_0 \leq 5 \text{ mm}$ tzn. $10^3 \times$ zmienia się promień, co daje około dziesięciokrotną zmianę wartości L' w czasie pojedynczej eksplozji.

Wszystkie wyniki synchronoskopowania napięć na próbce przytaczane w dalszej części pracy mają już wprowadzoną rachunkowo poprawkę eliminującą wpływ indukcyjności $L'(t)$. Poprawka ta wynosi od 4% do 18% wartości mierzonej, w zależności od warunków pomiaru i rodzaju próbki.

Niestety, nie udało się autorom uniknąć błędu systematycznego, wynikającego ze stosowania w całej pracy założenia o stałości gęstości prądu na przekroju poprzecznym próbki.

Pomiar przebiegu czasowego natężenia prądu dokonywany był przez synchronoskopowanie spadku napięcia na bezindukcyjnym oporze pomiarowym r/r_{ys} . 1./jego indukcyjność była mniejsza od ok. 1,5% indukcyjności całego obwodu/. Był to opór $0,25 \text{ m}\Omega$ nawinięty taśmą manganinową bifilarnie.

b/ P r z e b i e g c z a s o w y e k s p a n s j i p r ó b k i.
Z a s t o s o w a n i e u l t r a s z y b k i e j f o t o g r a f i i

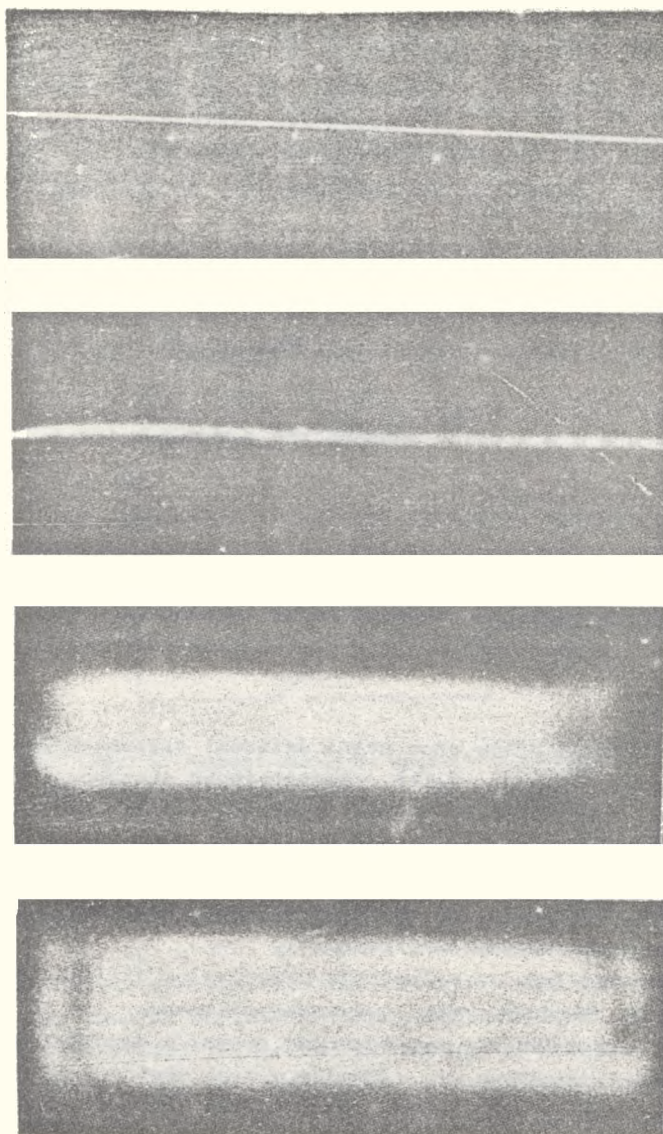
Znajomość przebiegu czasowego zależności promienia $r_o(t)$ próbki od czasu jest istotna również ze względu na konieczność oszacowania zmian koncentracji objętościowej n_i jonów /oraz n_e elektronów/. Oczywiście ze względu na cylindryczną geometrię doświadczenia zarówno n_i jak i n_e powinny być odwrotnie proporcjonalne do kwadratu promienia próbki $n_e \sim \frac{1}{r_o^2(t)}$ oraz $n_i \sim \frac{1}{r_o^2(t)}$.

Autorzy niniejszej pracy są w pełni świadomi niedoskonałości metody optycznej pomiaru promienia $r_o(t)$. Fotografując ekspandujące próbki w ich światła własnym /samoświecące próbki/ mierzymy w rzeczywistości wielkość, którą należałoby nazwać "optycznym" promieniem próbki /rys. 2/. Praca niniejsza świadomie zakłada równość promienia "elektrycznego" i promienia optycznego, tzn. przyjmuje, że zjawiska optyczne rozgrywają się w tej samej objętości, co zjawiska elektryczne.

Załączony wykres /rys. 3/ ilustruje przebieg $r_o(t)$ dla interesujących nas pierwiastków. Długość próbki była znormalizowana $l = 10 \text{ cm}$ z wyjątkiem Pb, gdzie nie udało się wyprodukować próbek o długości większej niż 3 cm. Promienie początkowe r_o również z tych samych przyczyn technicznych różnią się między sobą. Każdy punkt wykresu otrzymany jest z 10 eksplozji, dokonanych w identycznych warunkach początkowych.

Oceniając krytycznie poniższe rezultaty, głównym źródłem możliwych błędów eksperymentalnych jest prawdopodobnie obecność atmosfery /powietrza/ w komorze wyładowań, co na zdjęciach ekspandującej próbki objawia się jako dodatkowe świecenie warstwy atmosfery otaczającej próbkę nagrzaną gazów. Grubość tej warstewki nie przekracza 6% mierzonego promienia¹.

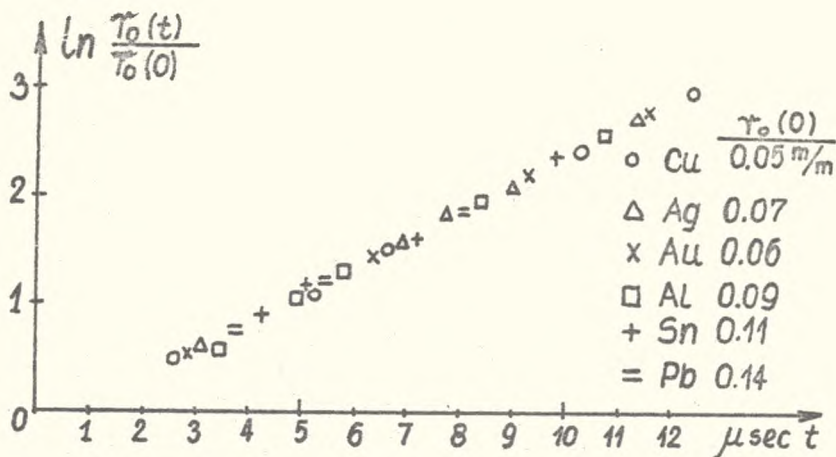
¹ Dla znalezienia wpływu atmosfery wykonano zdjęcia w identycznych warunkach początkowych elektrycznych dla każdego metalu w komorze o obniżo-



Rys. 2

Przykład kolejnych zdjęć zależności $r(t)$ dla Au
 przy $t = 4.4, 6.3, 8.3, 10.5 \mu\text{sec}$ /powiększenie 1:1,4/

nym ciśnieniu $p \sim 10^{-4}$ mm Hg, otrzymując analogiczne zdjęcia o optycznych średnicach o ok. 6% mniejszych. Nie zauważono wyraźnego wpływu na przebiegi elektryczne w interesującym autorów zakresie napięć i prądów /z dokładnością do ok. 1.5% wartości mierzonych/.



Rys. 3. Przebieg ekspansji próbek w funkcji czasu

c/ Warunki elektryczne generatora impulsów udarowych

W zależności od typu próbki kondensator $C = 20,0 \mu\text{F}$ /rys. 1/ ładowany był do różnych napięć początkowych, jak to pokazuje tabela II.

Tabela II

Typ próbki	Cu	Ag	Au	Sn	Al	Pb
Zakres V_0 kV	20-40	20-35	25-45	10-20	15-25	18-28

Przed każdą serią pomiarów - eksplozji dokonywany był pomiar okresu drgań własnych krótkozwartego obwodu generatora impulsów udarowych. Typowa wartość dla ostatecznej wersji montażu generatora $T = (41,7 \pm 0,3) \mu\text{sec}$ daje indukcyjność $L = 2,16 \mu\text{H}$. Tzw. warunki krótkozwartego obwodu elektrycznego uzyskiwane były przez zastąpienie długości próbki takim samym kablem, którym wykonany był montaż reszty obwodu.

Powstające w obwodzie generatora silnoprądowe drgania sinusoidalne tłumione wytwarzają w momentach bliskich maximum prądu wysokotemperaturową plazmę. Pomiary wszystkich wielkości fizycznych charakteryzujących daną próbkę dokonywane były w pierwszym półokresie sinusoidy drgań zasilających prądu, tj. po tzw. zjawisku przerwy prądowej "dark pause" mniej lub bardziej zaznaczonym na zdjęciach synchronoskopowych w zależności od warunków eksplozji. Synchronoskopowanie przebiegów elektrycznych wykonywane było za pomocą synchronoskopu typ NOS-1 produkcji jednostkowej Instytutu Elektrotechniki w Warszawie-Międzyzlesiu.

d/ Spektralne pomiary chwilowej temperatury próbki

Idea pomiarów oparta jest o wykorzystanie prawa Stefana-Boltzmana i pomiar chwilowego rozkładu natężeń w widmie ciągłym emitowanym przez eksplodującą próbkę. Pomiarów dokonywano w trzech punktach widma, odpowiadających $\lambda = 400, 589, 650$ nm.

Autorzy stosowali dwukanałowy spektrometr fotoelektryczny [6] o sprawdzonym uprzednio rozkładzie czułości spektralnej fotokatod za pomocą tzw. lampy normalnej, dostarczonej przez Główny Urząd Miar w Warszawie. Spektrometr ten współpracował ze spektrografem optycznym Hilger E 478. Pomiary wykonano w dwóch ciągach dla λ odpowiednio: 400 i 589 nm oraz 589 i 650 nm dla znalezienia stosunków natężeń $I_{400} : I_{589} : I_{650}$ a stąd temperatury próbki. Przebieg czasowy powyższych natężeń w czasie pojedynczej eksplozji był synchronizowany i nawiązywany poprzez skalę czasową do odpowiadających mu wykresów $U(t)$ oraz $I(t)$ próbki. W ten sposób dla półokresu każdej eksplozji próbki uzyskiwano zależności od czasu: $\sigma(t)$ oraz $T(t)$ co ostatecznie pozwalało na skonstruowanie krzywych $\sigma(T)$ zależności przewodnictwa elektrycznego próbki od temperatury.

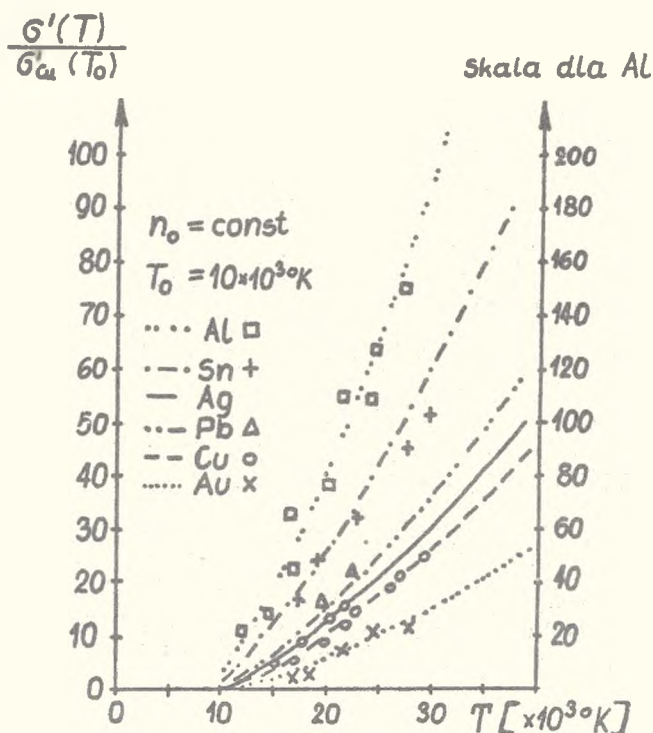
e/ Porównanie wyników doświadczalnych z przewidywaniami teoretycznymi

Rysunek 4 pokazuje wyniki doświadczalne dla 6 badanych metali w zakresie temperatur uzyskiwanych w czasie pierwszego półokresu drgań własnych obwodu generatora. Krzywe kreskowane - to wykres sporządzony wg tabeli I. Punkty doświadczalne naniesione zostały w ten sposób, aby rozmiar geometryczny znaku odpowiadał błędowi pomiarowemu.

Najmniejszy rozrost wyników eksperymentalnych wykazuje Cu oraz Al. Największe trudności przedstawiały próbki Pb zarówno przy ich produkcji mechanicznej, jak również przy doborze parametrów potrzebnych dla uzyskiwania szerszego interwału temperatur w doświadczeniu.

III. WNIOSKI

W zakresie temperatur $10-30 \cdot 10^3$ K o wartości przewodnictwa par powstałych z metali decydują już tylko energie jonizacji wchodzące do formuły Elenbaasa. Stąd kolejność wzrostu przewodnictwa próbek jest Al, Sn, Pb, Ag, Cu, Au a nie Pb, Sn, Al, Au, Cu, Ag jak to ma miejsce przy temperaturach w pobliżu normalnych temperatur laboratoryjnych.



Rys. 4. Porównanie przewidywań teoretycznych z danymi doświadczalnymi

L I T E R A T U R A

- [1] W. Elenbaas, The High-pressure Vapour Discharge, North-Holland Publ. Co., 1951.
- [2] W. G. Chace, Exploding Wires, Plenum Press, N. Y. 1959, Vols. 1-3.
- [3] H. Lenarczyk, K. Melzacki, J. Pietruszka, Postępy Fizyki, 19, 271/1968/.
- [4] H. Niewodniczański, K. Melzacki, J. Pietruszka, J. Pilawa, Acta Phys. Polon., 32, 1025 /1967/; Bull. Inst. Phys. Recherche Atom., 21, 7 /1971/.
- [5] H. Niewodniczański, K. Melzacki, J. Pietruszka, Acta Phys. Polon., 35, 1009 /1969/.
- [6] H. Niewodniczański, K. Melzacki, J. Pietruszka, Acta Phys. Polon., 29, 553 /1966/; Patent PRL Nr 50540; Proc. 7th Int. Conf. Phenomena Ioniz. Gases, Beograd /1965/; Inst. Nucl. Phys. Cracow, Report No 317 /1964/; Bull. Inst. Phys. Rech. Atom., 21, 11 /1971/.

Jerzy Pietruszka, Marian Różycki

Institute of Physics, Teachers' Training College, Kraków

ELECTRICAL CONDUCTIVITY OF POST - EXPLOSION PLASMAS
OF Al, Sn, Pb, Ag, Cu, Au

Along with calculation results of relative electric conductivity of the plasmas as a function of temperature, an attempt at experimental verifying them within the temperature range of $(10-30)10^3\text{K}$, is reported. Within that temperature range, the results prove ionization energy of atom to be the main factor in determining the conductivity.

Е. Петрушка, М. Ружицкий

Педагогический институт в Кракове

Позвсплозиционная проводность плазмы металлов Al, Sn, Pb, Ag, Cu, Au

В работе представлены кроме результатов расчетов относительных величин проводности металлов в зависимости от температуры, также проби экспериментальной верификации в диапазоне температур $(10\div 30)\cdot 10^3\text{K}$.

Экспериментальные результаты указывают, что проводность в вышеуказанном диапазоне температур обусловлены главным образом энергией ионизаций атомов.