

## ZASTOSOWANIE MODELU «ŚNIEŻNEGO PŁUGA» DO RURKI UDERZENIOWEJ ZE WSPÓŁOSIOWYMI ELEKTRODAMI

W. W. BYSZEWSKI, J. KOPYSTYŃSKI, Z. MUCHA,  
Z. A. PIETRZYK (WARSZAWA)

### 1. Wstęp

Elektryczne rurki uderzeniowe są urządzeniami, w których osiągane są największe prędkości fal uderzeniowych. Stwierdzono jednak [1 i 2], że np. w rurkach o osiowej elektrodzie istnieje maksymalna prędkość fali uderzeniowej, której przekroczenie pomimo zwiększenia energii kondensatorów okazało się niemożliwe. Ponieważ w rurkach tych energia dostarczana jest głównie poprzez ciepło Joule'a, należy przypuszczać, że ze wzrostem energii kondensatorów spada opór wyładowania. Zjawisko to do tej pory niecałkowicie wyjaśnione uniemożliwia osiąganie w powietrzu większych od około 40 km/sec. prędkości fali uderzeniowej.

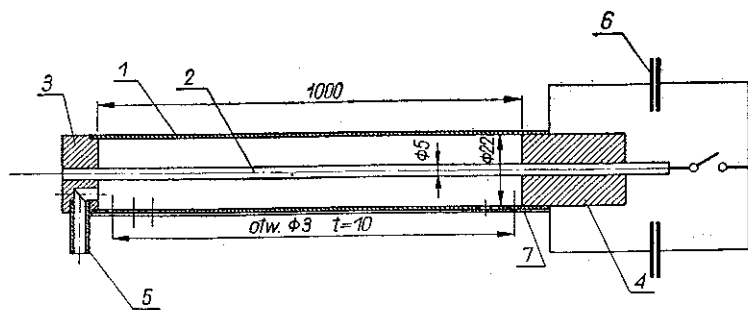
W celu uzyskania fal o większych prędkościach zastosowano rurkę z koncentrycznymi elektrodami [3, 4 i 5], w której głównym mechanizmem przyspieszającym falę jest pole elektromagnetyczne [7].

W pracy niniejszej ustalono zależność prędkości fali od ciśnienia przed falą i napięcia na kondensatorach. Zbadano także zależność prądu wyładowania i położenia fali od czasu. Badania powyższe przeprowadzono w celu stwierdzenia, jak dokładne jest przybliżenie modelu «śnieżnego pługa» stosowanego przez różnych autorów, np. w pracach [3, 6, 7 i 8] do opisu ruchu plazmy w takich rurkach.

### 2. Konstrukcje rurek uderzeniowych

Fala uderzeniowa wytwarzana była w wypełnionej powietrzem elektrycznej rurce uderzeniowej ze współosiowymi elektrodami. Powstanie fali wywołane jest wyładowaniem baterii kondensatorów pomiędzy walcowymi elektrodami, z których jedną stanowi ścianka rurki, a drugą pręt umieszczony na jej osi. Do pomiarów użyto dwóch rurek o różnych konstrukcjach pokazanych na rysunkach 1 i 2, na których schematycznie zaznaczono podłączenie kondensatorów oraz układu iskrowego. Rurka I pokazana na rysunku 1 cała stanowi komorę wyładowania. Osiowa elektroda przechodzi przez całą długość rurki i umocowana jest sztywno w jej zakończeniach. W miedzianej ściance rurki na całej jej długości wykonano (wzdłuż tworzącej) w jednocentymetrowych odstępach otwory o średnicy 3 mm. Otwory te osłonięto przezroczystą płytką szklaną przyklejoną do rury żywicą epoksydową. Dzięki intensywnemu świeceniu gazu można było obserwować przebieg wyładowania.

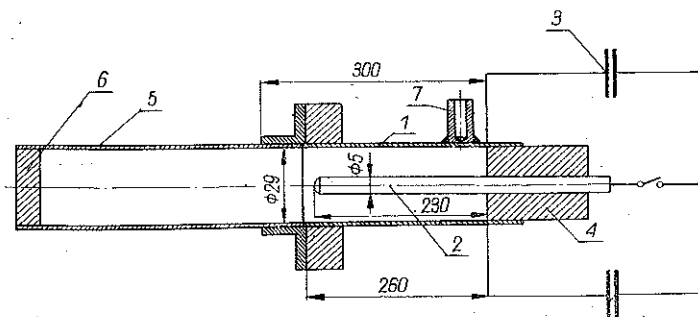
Obserwacje przeprowadzono metodą zwierciadła wirującego uzyskując przy maksymalnej liczbie obrotów 8,8  $\mu$ sek./cm kliszy.



Rys. 1

1—elektroda zewnętrzna (miedź), 2—elektroda wewnętrzna (miedź), 3, 4—izolator (żywica epoksydowa), 5—końcówka do pompy próżniowej, 6—bateria kondensatorów, 7—ścianka pokrywająca otwory (szkło)

Na rysunku 2 pokazano rurkę II składającą się z dwóch części: miedzianej komory wyladowania oraz części szklanej. W rurce tej obserwowane są jedynie zjawiska towarzyszące rozchodzeniu się fali uderzeniowej poza komorą (czyli w szklanej części rurki). Rurka szklana była światłoszczelnie osłonięta z wyjątkiem wzdłużnego paska o szerokości 2 mm.



Rys. 2

1—elektroda zewnętrzna (miedź), 2—elektroda wewnętrzna (miedź), 3—bateria kondensatorów, 4—izolator (żywica epoksydowa), 5—rurka szklana, 6—tylna ścianka rurki (żywica epoksydowa), 7—końcówka do pompy próżniowej

Posługiwanie się w naszych pomiarach dwoma rurkami miało na celu zbadanie zarówno procesu przyspieszenia fali (rurka I), jak i zjawisk związanych z ruchem już nie przyspieszanej fali (rurka II).

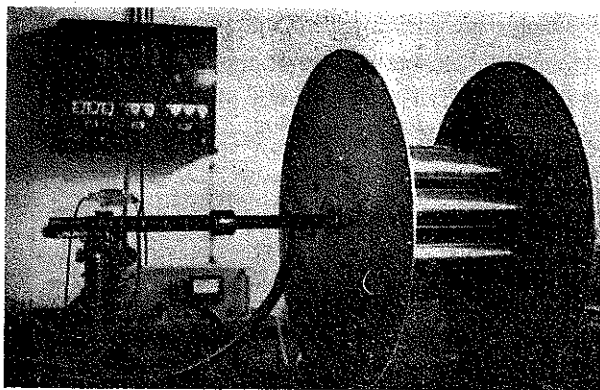
Za pomocą pompy próżniowej uzyskiwano w rurkach ciśnienia w granicach 0,01–10 mm Hg.

Rurka uderzeniowa połączona była z baterią ośmiu kondensatorów o łącznej pojemności 4 $\mu$ F. Kondensatory ładowane były do napięcia początkowego zmniejszającego od 13 do 25 kV. W celu zmniejszenia indukcyjności obwodu kondensatory rozmieszczono wzdłuż okręgu między dwoma tarczami aluminiowymi.

Fotografia (rys. 3) przedstawia rurkę II (dwuczęściową) wraz z baterią kondensatorów.

### 3. Opis zjawisk zachodzących w komorze wyładowania z koncentrycznymi elektrodami

Rozpatrzmy na wstępie idealny obraz przepływu w komorze wyładowania z dwoma koncentrycznymi elektrodami podczas przepływu prądu przez gaz. Idealizacja polega na przyjęciu następujących założeń: przewodność elektryczna gazu jest nieskończenie wielka, przewodność cieplna i lepkość równe są zeru, wpływ promieniowania pominięto.



Rys. 3

Iskrowy układ włączający zamykając obwód powoduje powstanie wyładowania pomiędzy elektrodami w komorze. Prąd wyładowania o natężeniu dochodzącym do  $10^5$  A podgrzewa gaz i jonizuje go. Zależność prądu od czasu ma w przybliżeniu kształt gasnącej sinusoidy. Ponieważ prąd w obwodzie płynie wzdłuż drogi o najmniejszej impedancji, to wyładowanie musi rozpocząć się na początku komory. Dzięki symetrii osiowej komory przepływ prądu w gazie powinien zachodzić radialnie, czyli że gęstość prądu powinna posiadać symetrię azymutalną.

Płynący radialnie prąd elektryczny oddziałuje wraz z azymutalnym polem magnetycznym pochodzącym od prądu płynącego przez elektrodę centralną, w wyniku czego powstaje siła Lorentza skierowana do wylotu komory. Gęstość tej siły określa wzór

$$\vec{f} = \frac{1}{c} \vec{j} \times \vec{H},$$

gdzie  $j$  oznacza gęstość prądu,  $\vec{H}$  natężenie pola magnetycznego oraz  $c$  prędkość światła.

Siła ta powoduje przyśpieszenie obszaru przepływu prądu (plazmy). Za tym obszarem pozostanie silne pole magnetyczne. Ponieważ przewodność plazmy jest nieskończenie duża, to pole magnetyczne nie może się względem niej przemieszczać ani wnikać (efekt zamrożenia linii sił pola magnetycznego). Wobec tego mamy tu do czynienia jak gdyby z magnetycznym tłokiem zbierającym przed sobą gaz. Tłok ten wywiera na gaz ciśnienie magnetyczne  $p_M = H^2/8\pi$ , co wynika ze wzoru na siłę Lorentza. Jak wskazują oszacowania [9 i 10] ciśnienie magnetyczne jest dużo większe od przyrostu ciśnienia wywołanego doprowadzeniem ciepła, wobec czego przyśpieszenie wskutek podgrzania można pominąć.

Ruch obszaru plazmy, w którym płynie prąd, powoduje powstanie przed nim silnej fali uderzeniowej. Przepływ gazu w komorze można więc podzielić na następujące obszary [10 i 11]: obszar gazu spoczywającego, znajdujący się przed falą, fala uderzeniowa, obszar gazu za falą, fala rozrzedzeniowa, obszar próżni, w którym znajduje się pole magnetyczne, rozciągający się do nasady komory. W obszarze graniczącym bezpośrednio z polem magnetycznym, czyli w miejscu, gdzie znajduje się fala rozrzedzeniowa, płynie prąd. Obserwowane na fotografii (por. rys. 7 na str. 686) świecenie powinno pochodzić od gorącego gazu znajdującego się pomiędzy czołem fali uderzeniowej i falą rozrzedzeniową. Ponieważ za obszarem plazmy znajduje się próżnia, to prąd następnego półokresu powinien również płynąć w tym samym obszarze plazmy. Dzięki temu powinno zachodzić dalsze przyspieszenie fal uderzeniowej.

Przedstawiony wyżej obraz przepływu w rzeczywistości będzie zakłócony przez szereg zjawisk. Skończona przewodność elektryczna powoduje wnikanie pola magnetycznego w plazmę, czyli za obszarem przepływu prądu będzie częściowo zostawał gaz. Lepkość powoduje powstanie warstwy przyściennej. Ponieważ  $f \sim 1/r$  i  $H \sim 1/r$ , więc gęstość siły jest odwrotnie proporcjonalna do kwadratu odległości od elektrody centralnej (taka sama zależność jest dla ciśnienia magnetycznego,  $p_M \sim 1/r^2$ ). Lepkość i zależność siły od odległości od osi rurki zakłócą jednowymiarowy charakter przepływu. Takie efekty, jak przewodność cieplna, promieniowanie, erozja elektrod mają również wpływ na przepływ.

Poza tym [5 i 12] przy pewnych warunkach dotyczących napięcia przyłożonego oraz początkowego stanu gazu wyładowanie może stracić symetrię azymutalną. Powodem tego może być wystąpienie zjawiska pinchu pomiędzy elektrodami w pewnym kierunku w płaszczyźnie prostopadłej do osi komory.

Obserwując obraz wyładowania w komorze (rys. 7) stwierdzono, że przy każdorazowej zmianie kierunku prądu, wyładowania na początku rurki powstaje nowa fala uderzeniowa przyspieszana siłą Lorentza. Natężenie kolejnych fal maleje. W momencie zmiany kierunku prądu w plazmie muszą więc wystąpić pewne procesy fizyczne, które utrudniają lub wstrzymują przepływ prądu w tym obszarze. Może to nastąpić w wyniku zamrożenia linii sił pola magnetycznego w obszarze plazmy, wytworzenia się pewnej warstwy zaporowej związanej z polaryzacją plazmy lub innych procesów. Ścisłe ustalenie przyczyn wystąpienia tego zjawiska w ramach niniejszej pracy było niemożliwe. W związku z tym efektem prąd nowego półokresu zacznie płynąć w miejscu najmniejszej impedancji, czyli na początku komory, wywołując nową falę uderzeniową.

Za obszarem plazmy, w którym pierwotnie płynął prąd, znajduje się próżnia, a przed nim fala uderzeniowa. Z chwilą ustania przepływu prądu przestaje działać ciśnienie magnetyczne i przepływ zmienia swój charakter. Z obszaru plazmy w kierunku przeciwnym do ruchu rozpocznie się ekspansja gazu do próżni, w związku z czym do przodu pójdzie fala rozrzedzeniowa, która nakładając się na falę uderzeniową spowoduje jej intensywne hamowanie widoczne na rys. 7.

## 4. Model teoretyczny

Obserwacja zjawisk zachodzących w komorze wyładowania usprawiedliwia przyjęcie następującego upraszczającego modelu teoretycznego; zakładamy, że w komorze porusza się magnetyczny tłok, który gromadzi znajdujący się przed nim gaz do cienkiej warstwy. Tłok ten działa na gaz siłą zależną od natężenia prądu płynącego w obwodzie. Jest to tak zwany model «śnieżnego pługa», stosowany np. w pracy [8] do gazodynamicznego opisu zjawiska pinchu.

W dalszych rozważaniach pomijamy wpływ tarcia gazu o ścianki oraz przyrost ciśnienia, wywołany podgrzewaniem gazu na skutek przepływu prądu. Odnośnie do przepływu prądu przez komorę zakładamy, że gęstość prądu w komorze jest izotropowa w płaszczyźnie azymutalnej, tworząc cienką warstwę prądu pokrywającą się z warstwą gazu. Ponadto przyjmujemy, że na gaz działa siła tylko do momentu zmiany kierunku prądu elektrycznego, po czym wartość jej wynosi zero.

Założenie to jest usprawiedliwione przez doświadczalny fakt powstawania nowej fali przy zmianie znaku prądu. Jak wynika z powyższych założeń, model ten jest bardzo uproszczony (brak zależności od własności gazu) i tylko powierzchownie opisuje zjawisko; największą jego zaletą jest prostota.

Elektryczny schemat zastępczy układu widoczny jest na rys. 4. Pełny układ równań opisujący zmiany wielkości elektrycznych w tym obwodzie oraz ruch ciała ze zmienną masą wg prac [4, 7 i 13] jest następujący:

$$(4.1) \quad \frac{d}{dt} \left( m \frac{dx}{dt} \right) = I^2 \ln \frac{r_2}{r_1},$$

$$I = -C \frac{dV}{dt}, \quad V = \frac{d}{dt}(LI), \quad L = L_0 + 2x \ln \frac{r_2}{r_1},$$

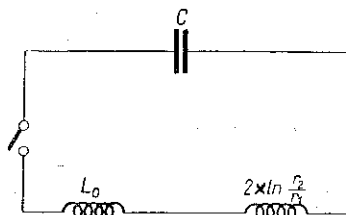
gdzie przyjęto następujące oznaczenia:  $m$  oznacza masę przyspieszanego elementu gazu,  $I$  natężenie prądu w obwodzie,  $C$  pojemność baterii kondensatorów,  $V$  napięcie na kondensatorach,  $L_0$  początkową indukcyjność obwodu,  $x$  współrzędną wzdłuż osi komory oraz  $r_1$  i  $r_2$  promienie odpowiednio wewnętrzny i zewnętrzny elektrod współosiowych.

Wszystkie wielkości wyrażone są w układzie elektromagnetycznym CGS. Zakładamy, że parametry elektryczne  $L_0$  i  $C$  nie zależą od czasu oraz że opór omowy obwodu  $R = 0$ . Przyjęcie tego uproszczenia jest możliwe z tego powodu, że opór  $R$  jest znacznie mniejszy od oporu indukcyjnego obwodu.

Wyrażenie na masę w równaniu (4.1) ma postać:

$$(4.2) \quad m = \pi (r_2^2 - r_1^2) \rho x,$$

gdzie  $\rho$  oznacza początkową gęstość gazu.



Rys. 4

Dla powyższego układu równań warunki początkowe są następujące:

$$x = 0, \quad \frac{dx}{dt} = 0, \quad I = 0, \quad V = V_0.$$

Wprowadzamy następujące wielkości bezwymiarowe

$$(4.3) \quad z = \frac{x}{x_0},$$

gdzie

$$(4.4) \quad x_0 = \frac{V_0^2 C^2 \ln r_2/r_1}{\pi (r_2^2 - r_1^2) \rho}, \quad \tau = t/\sqrt{L_0 C}, \quad i = I\sqrt{L_0 C}/V_0 C, \quad \beta = \frac{2x_0}{L_0} \ln \frac{r_2}{r_1}.$$

Z równań (4.1) i (4.2) otrzymamy wówczas

$$(4.5) \quad \frac{d}{d\tau} \left( z \frac{dz}{d\tau} \right) = i^2,$$

a z równań (4.1)

$$(4.6) \quad i = - \frac{d^2}{d\tau^2} [i(1 + \beta z)],$$

gdzie  $\beta$  jest jedynym parametrem tego układu równań.

Warunki początkowe przyjmują postać  $z = 0$ ,  $dz/d\tau = 0$ ,  $i = 0$ ,  $di/d\tau = 1$ . Przedstawiony układ równań można rozwiązać numerycznie.

We wszystkich spotykanych dotąd pracach warunki eksperymentu pozwalały na przyjęcie jednego z wymienionych niżej założeń upraszczających:

a) masa przyspieszanego elementu gazu jest stała [4 i 13];

b) pojemność baterii kondensatorów jest nieskończenie duża, co sprowadza się do założenia, że w czasie przyspieszania napięcie na kondensatorach nie zmienia się lub, że czas przelotu przez komorę jest dużo krótszy od okresu prądu wyładowania [4 i 7];

c) przyrost indukcyjności na odcinku komory można pominąć w stosunku do indukcyjności początkowej [7].

Przyjęcie jednego z tych uproszczeń pozwala na scałkowanie wymienionego wyżej układu równań. W omawianych w tej pracy doświadczeniach usprawiedliwione było przyjęcie uproszczenia c. Uproszczenie to sprowadza się do założenia, że  $\beta \ll 1$ . Dlatego w pierwszym przybliżeniu przyjmujemy  $\beta = 0$ , co pozwala w prosty sposób otrzymać rozwiązanie równań (4.5) i (4.6). Dla  $0 \leq \tau \leq \pi$  znajdziemy

$$(4.7) \quad z = \sqrt{\frac{1}{2}(\tau^2 - \sin^2 \tau)},$$

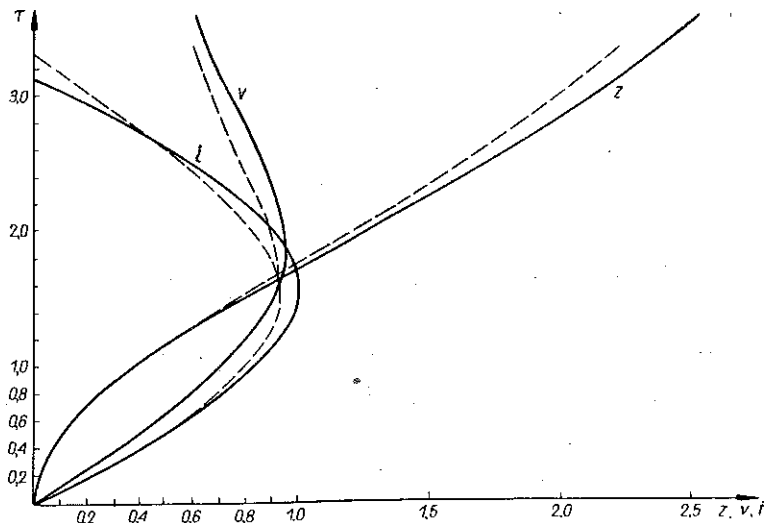
$$\frac{dz}{d\tau} = v = \frac{2\tau - \sin 2\tau}{\sqrt{8(\tau^2 - \sin^2 \tau)}}, \quad i = \sin \tau.$$

Dla  $\tau > \pi$  mamy

$$(4.8) \quad z = \sqrt{\pi \left( \tau - \frac{\pi}{2} \right)}, \quad v = \frac{\pi}{2 \sqrt{\pi \left( \tau - \frac{\pi}{2} \right)}}$$

oraz z założenia  $i = 0$ .

Wykresy funkcji  $\tau = \tau(z)$ ,  $\tau = \tau(v)$  i  $\tau = \tau(i)$  przedstawiono na rysunku 5 (linie ciągłe).



Rys. 5

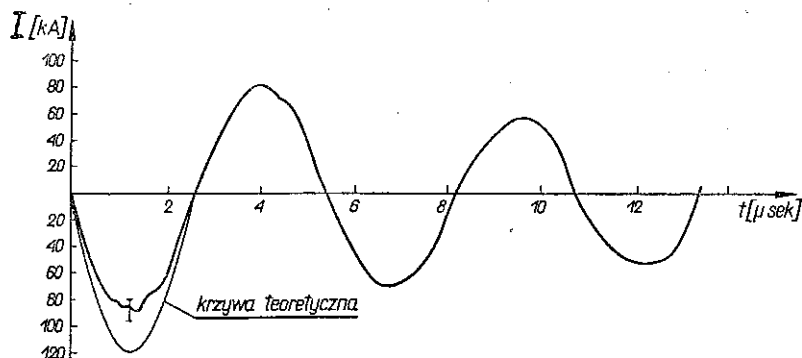
Mając pierwsze przybliżenie funkcji  $z(\tau)$  (4.7) i (4.8) znajdujemy z równania (4.6) (gdzie przyjęto  $\beta = 0,12$ ) drugie przybliżenie  $i'(\tau)$  za pomocą numerycznego całkowania. Z równania (4.5) znając  $i'(\tau)$  znajdujemy drugie przybliżenia  $z'(\tau)$  i  $v'(\tau)$ . Zależności drugiego przybliżenia widoczne są również na rysunku 5 (linie przerywane). Jak widać z wykresów (pomimo, że w drugim przybliżeniu  $\beta = 0,12$  i  $z_{\max} = 2,2$ ,  $\beta z_{\max} = 0,26$ ) odchylenie od wartości pierwszego przybliżenia jest stosunkowo małe i nie przekracza 10%. Przy  $\beta$  mniejszych (co odpowiada większej gęstości i mniejszemu napięciu) odchylenie jest odpowiednio mniejsze. Dlatego w wielu przypadkach możemy ograniczyć się do pierwszego przybliżenia, co również znacznie ułatwia obliczenia.

## 5. Wyniki doświadczeń

**5.1. Pomiar natężenia prądu w czasie wyładowania.** Do pomiarów prądu wykorzystano pas Rogowskiego [14] o indukcyjności  $19,2 \mu\text{H}$  i oporze omowym  $0,06 \Omega$ . Cewkę zwarto oporem bezindukcyjnym  $0,1 \Omega$ . Rysunek 6 przedstawia obserwowany na ekranie oscylografu wykres prądu (przy  $V_0 = 25 \text{ kV}$  i  $p_0 = 0,1 \text{ mmHg}$ ) oraz odpowiedni wykres teoretyczny dla pierwszego półokresu.

Prąd wyładowania ma charakter sinusoidy z tłumioną amplitudą. Wielkość amplitudy pierwszego półokresu zależy wprost od napięcia początkowego baterii

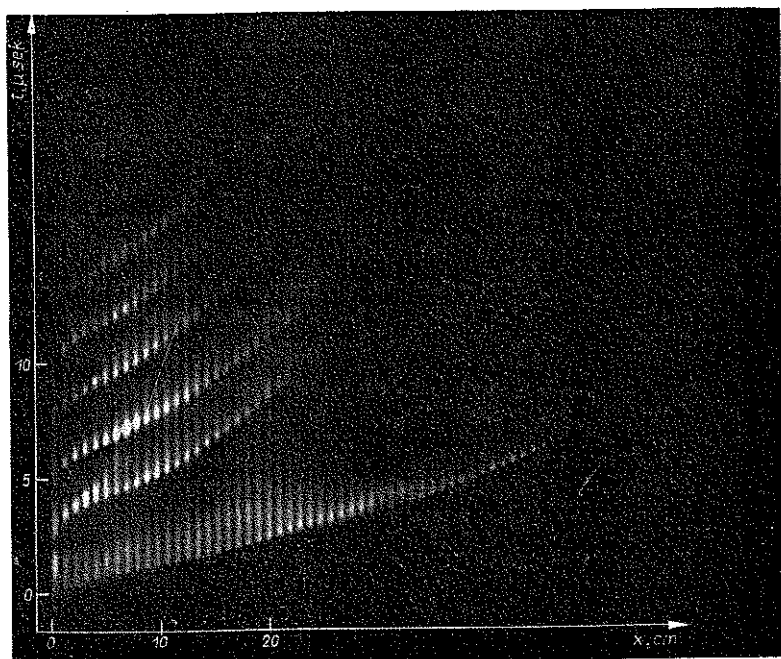
kondensatorów  $V_0$  i jest w granicach błędu doświadczalnego niezależna od ciśnienia początkowego  $p_0$ .



Rys. 6

Maksymalną amplitudę pierwszego półokresu  $I_1 = 90$  kA otrzymano dla  $V_0 = 25$  kV.

5.2. Zależność czasu przebiegu fali od przebytej drogi. W rurce I wykonano dla kilku wartości parametrów  $p_0$  i  $V_0$  szereg zdjęć zależności  $t = t(x)$  (rysunek 7). Wykres



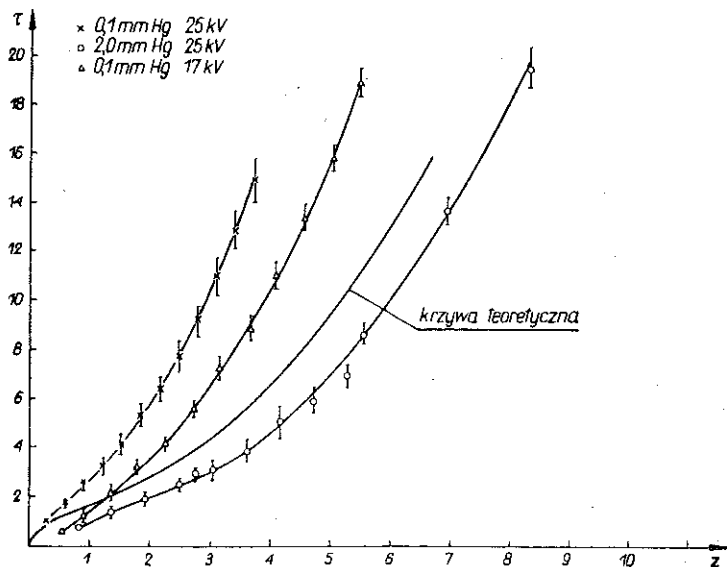
Rys. 7

uśrednionej zależności czasu od położenia fali dla różnych parametrów  $p_0$  i  $V_0$  przedstawiono we współrzędnych bezwymiarowych [wzory (4.3) i (4.2) na rys. 8] zestawiając go z wykresem krzywej teoretycznej. Zaznaczone błędy nie uwzględniają



błędu systematycznego, popełnianego przy ustalaniu początku osi czasowej, wynikającego ze słabego świecenia fali na początku komory.

5.3. Zależności prędkości fali od przebytej drogi. Istotnym zagadnieniem związanym z przyspieszaniem fali siłą Lorentza jest wyznaczanie długości komory, po której przekroczeniu fala zaczyna zmniejszać prędkość. Długość tę będziemy nazywali optymalną. Na podstawie zdjęć przedstawiających wykres funkcji  $t = t(x)$  (rys. 7) określono prędkość czoła fali przez pomiar nachylenia stycznych do krzywej świecenia w układzie  $x(t)$ .



Rys. 8

Na rysunku 9 podano we współrzędnych bezwymiarowych uśrednione dla pięciu pomiarów wykresy zależności prędkości fali od odległości przy różnych parametrach  $p_0$  i  $V_0$ . Zaznaczone błędy stanowiące maksymalne odchylenia od wielkości średniej nie przekraczają 25%. Z powodu słabego świecenia fali na początku komory pomiary w tym obszarze obarczone są największym błędem. Nie pozwala to na przedłużenie krzywych do początku układu. Z rys. 9 widać wyraźnie zgodny charakter wszystkich krzywych.

Optymalna długość komory zależy, jak widać z rys. 9 i wzorów (4.3), (4.4) i (4.7) wprost od napięcia początkowego kondensatorów  $V_0$  i odwrotnie od ciśnienia początkowego w rurce  $p_0$  np.:

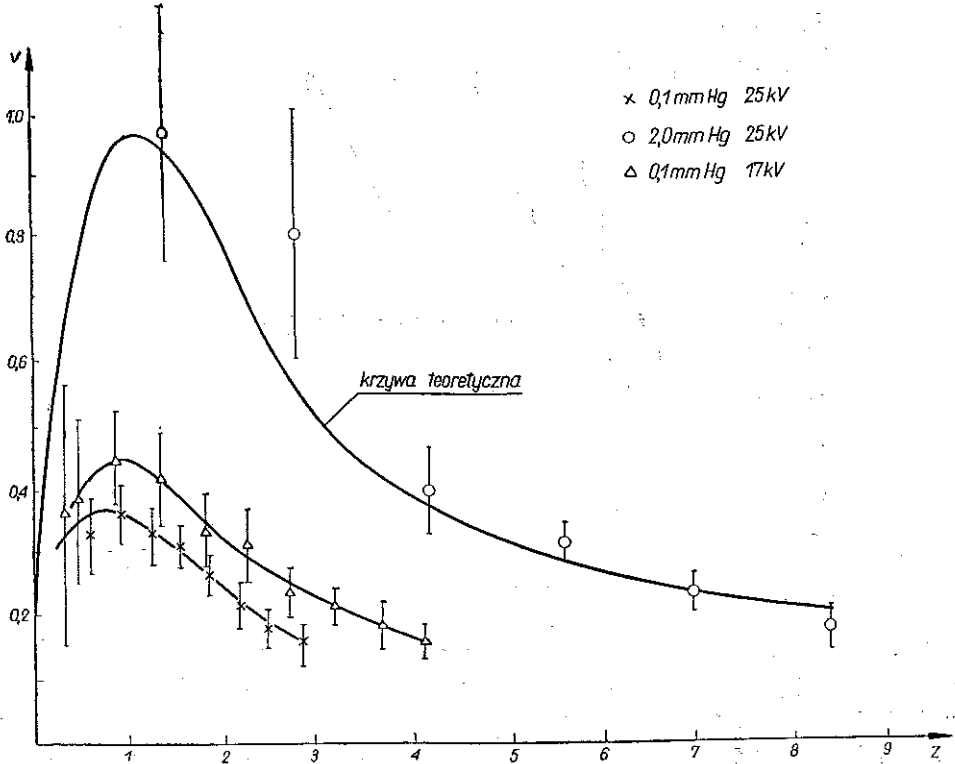
$$p_0 = 0,1 \text{ mmHg}, \quad V_0 = 25 \text{ kV}, \quad l_0 = 25 \text{ cm},$$

$$p_0 = 2,0 \text{ mmHg}, \quad V_0 = 25 \text{ kV}, \quad l_0 = 10 \text{ cm},$$

$$p_0 = 0,1 \text{ mmHg}, \quad V_0 = 17 \text{ kV}, \quad l_0 = 15 \text{ cm}.$$

Tak więc przy pomiarach w rurce z  $p_0 \leq 0,1$  mmHg optymalna długość komory powinna mieć  $l_0 \geq 25$  cm. W naszych pomiarach długość komory wynosiła  $l_0 = 26$  cm.

5.4. Zależność prędkości fali od ciśnienia początkowego. Wykres funkcji  $U(p_0)$  przy  $V_0 = \text{const}$  może być informacją o charakterze zachodzących zjawisk w rurce uderzeniowej. Prędkość fali w rurce II wyznaczano na podstawie zależności  $t = t(x)$  (por. np. rys. 10) w punkcie odległym o 30 cm od początku komory (początek rurki szklanej) dla  $p_0$  zmienianych w zakresie od 0,01 mmHg do 4 mmHg przy  $V_0 = 25$  kV. Maksymalna prędkość fali otrzymana przy  $p_0 = 0,01$  mmHg wynosi  $U = 200$  km/sek. Na wykresie (rys. 11) podano wykres zależności eksperymentalnej i teoretycznej prędkości fali od ciśnienia początkowego. Błędy wyników

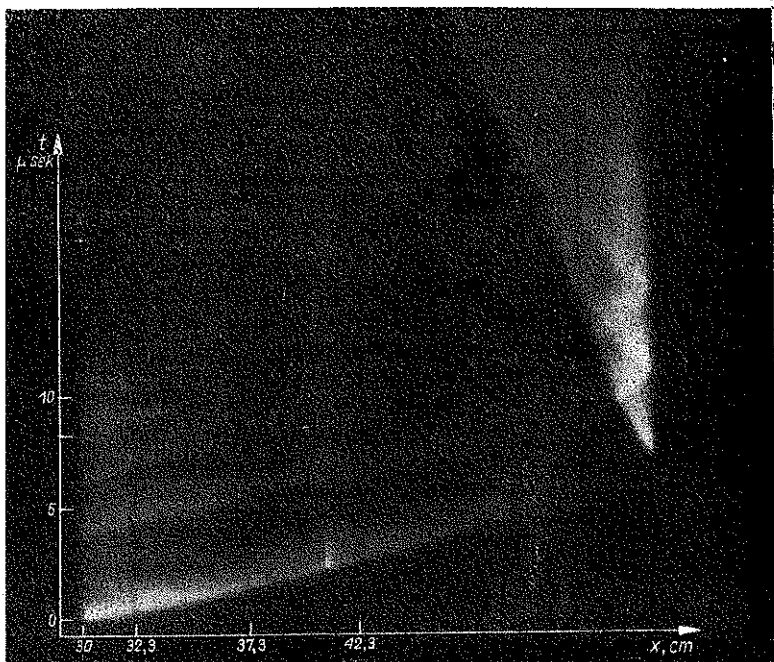


Rys. 9

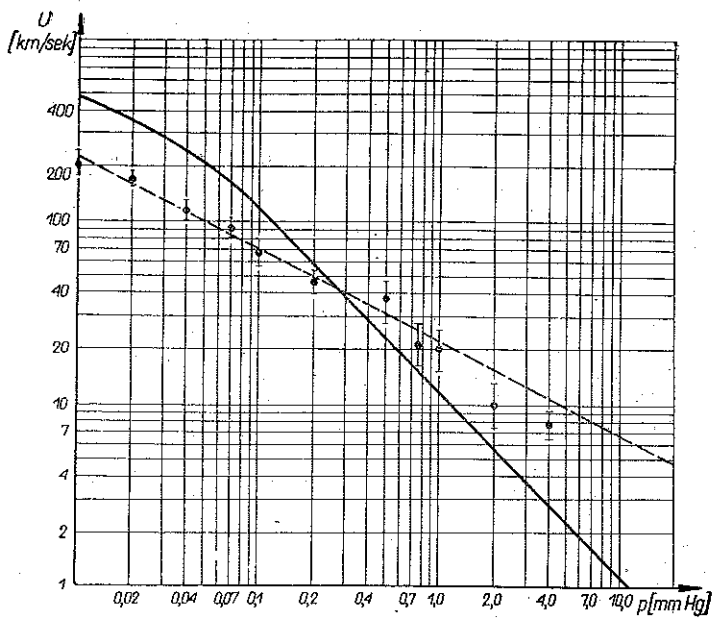
pomiarowych, określone jako maksymalne odchylenia od wartości średniej, nie przekraczają 15%. Krzywa eksperymentalna nie pokrywa się z krzywą teoretyczną.

Zauważono, że współrzędne punktów pomiarowych odpowiadają w przybliżeniu zależności  $U\sqrt{p_0} = 21,5$  (gdzie  $U$  podano w km/sek. a  $p_0$  w mmHg). Na rysunku 11 wykres tej zależności zaznaczono linią przerywaną. Stała została obliczona jako średnia ze wszystkich punktów pomiarowych.

5.5. Zależność prędkości fali od napięcia początkowego baterii kondensatorów. Na rysunku 12 przedstawiono wykres zależności eksperymentalnej i teoretycznej  $U = U(V_0)$  przy  $p_0 = \text{const}$ . Pomiar przeprowadzono dla dwóch ciśnień  $p_0 = 0,1$  mmHg i  $p_0 = 0,5$  mmHg w zakresie napięć początkowych 13–25 kV w rurce II w tym samym miejscu co w doświadczeniu opisanym w p. 5.4. Zaznaczone błędy, jako



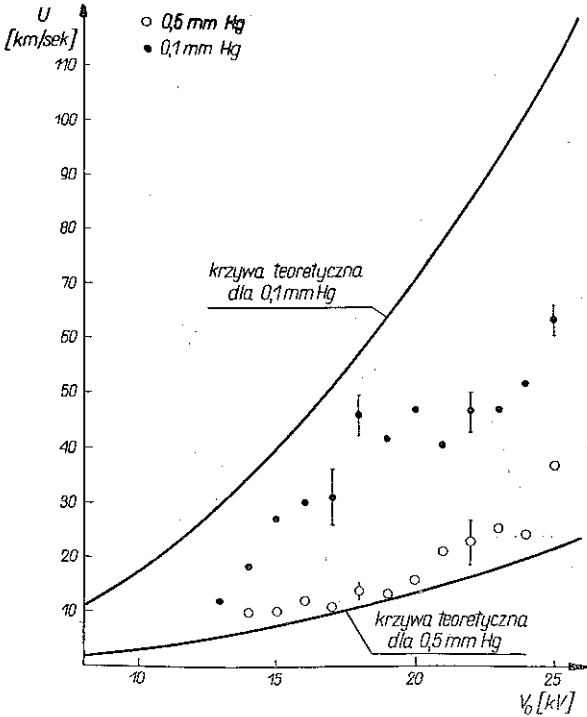
Rys. 10



Rys. 11

maksymalne odchylenia od wartości średniej, liczone były tylko dla punktów o dostatecznie dużej liczbie pomiarów.

W rurkach, w których energia przekazywana jest poprzez ciepło Joule'a [1 i 15], zaobserwowano występowanie maksimum prędkości fali dla pewnych napięć  $V_0$ .



Rys. 12

Jeżeli w stosowanym przez nas typie rurki istnieje maksimum, to jak widać z rys. 12, może ono występować tylko poza badanym zakresem napięć.

## 6. Porównanie wyników doświadczalnych z teoretycznymi

Z zestawienia krzywych teoretycznych na rysunku 6 wynikają następujące jakościowe wnioski: a) zależność prędkości fali od czasu posiada maksimum, b) maksimum prędkości fali leży dalej niż maksimum natężenia prądu. Przechodząc do współrzędnych wymiarowych stwierdzamy, że c) czas  $t_U$  odpowiadający maksimum prędkości rośnie, jeśli gęstość  $\rho_0$  maleje i napięcie początkowe  $V_0$  na kondensatorach wzrasta.

Wszystkie te jakościowe stwierdzenia teoretyczne pokrywają się z otrzymanymi doświadczalnie.

Na rysunku 8 i 9 przedstawiono doświadczalne i teoretyczne wykresy zależności  $\tau = \tau(z)$  i  $\tau = v(z)$  we współrzędnych bezwymiarowych. Odchylenie punktów doświadczalnych od krzywych teoretycznych wynosi od 50 do 100%, gdy ciśnienie zmienia się od 0,1 do 2 mmHg, a  $V_0$  od 17 do 25 kV.

Wykres zależności prędkości fali uderzeniowej w rurce od ciśnienia początkowego przy  $x = 30$  cm jest podany na rys. 11. W tym przypadku widać brak zgodności zarówno co do wartości, jak i co do charakteru przebiegu krzywych doświadczalnych i teoretycznych. Krzywa teoretyczna zmienia się w przybliżeniu wg zależności  $Up_0 = \text{const}$ , natomiast punkty doświadczalne układają się w przybliżeniu wg zależności  $U\sqrt{p_0} = \text{const}$ . Dla niskich ciśnień wartości teoretyczne przewyższają znacznie doświadczalne, co można wytłumaczyć pominiętym w rozwiązaniach teoretycznych wpływem tarcia gazu o ścianki rurki. Jak wiadomo, im mniejsze jest ciśnienie gazu, tym większa jest grubość warstwy przyściennej i tym większy jest wpływ siły tarcia. Dla wysokich ciśnień (rys. 11) wartości doświadczalne znacznie przewyższają teoretyczne. Efekt ten tłumaczymy głównie brakiem ścisłego

spełnienia założenia, że gaz jest całkowicie zbierany przez magnetyczny tłok. Potwierdzeniem tego jest rys. 7, na którym widać tworzenie się następnej fali uderzeniowej, co nie byłoby możliwe w próżni.

Wadą stosowanego modelu jest to, że zależności teoretyczne nie zawierają żadnego parametru opisującego własności gazu (np. wykładnika adiabaty, potencjałów jonizacji itp.). Dlatego stosunek teoretycznych zależności do doświadczalnych będzie się zmieniał w zależności od badanego gazu.

Na rysunku 6 przedstawiono doświadczalny i teoretyczny wykres zależności  $I = I(t)$  we współrzędnych wymiarowych przy  $V_0 = 25$  kV i  $p_0 = 0,1$  mmHg. Widzimy, że wartości teoretyczne przewyższają doświadczalne w przybliżeniu o 30%. Niezgodność tę tłumaczymy idealnością założeń, jakie przyjęliśmy wobec rozpatrywanego obwodu elektrycznego (opór omowy  $R = 0$  oraz niezależność  $L_0$  i  $C$  od czasu). Drugie przybliżenie  $I' = I'(t)$  jak widać z rys. 5 daje lepszą zgodność: krzywa obniża się o około 10% w stosunku do pierwszego przybliżenia.

Na rysunku 12 podano zależność  $U = U(V_0)$  (dla  $x = 300$  cm) przy ciśnieniach 0,1 i 0,5 mmHg. Występuje tutaj odchylenie punktów doświadczalnych od obliczonych teoretycznie o około 50% i zgodność przebiegu co do charakteru. Przyczyny braku dobrej zgodności są prawdopodobnie analogiczne do omówionych przy rozpatrywaniu wykresów  $U = U(p_0)$  i  $I = I(t)$ .

Z powyższego porównania wyników doświadczalnych z teoretycznymi wynikają dwa wnioski: a) jakościowa zgodność większości wykresów jest dobra, b) wartości doświadczalne odchylają się od teoretycznych od 50 do 100%.

Model «śnieżnego pługa» może być efektywnie wykorzystany do projektowania opisywanego typu rurek lub do przybliżonego obliczania zależności pomiędzy parametrami. Na podstawie tego modelu niewiele możemy powiedzieć na temat procesów zachodzących w komorze wyładowania głównie dlatego, że model ten nie uwzględnia własności przepływającego gazu oraz warunków zgodności na fali uderzeniowej.

Aby uwzględnić czynniki wpływające na przyspieszenie plazmy, należałoby zastosować model przepływu zjonizowanego gazu z silną falą uderzeniową w obecności pola elektromagnetycznego i prądów elektrycznych, co jest bardzo trudne i skomplikowane. Dlatego wydaje się celowe rozwinięcie i uściślenie modelu «śnieżnego pługa», który poza przyspieszeniem plazmy w rurkach z koncentrycznymi elektrodami można stosować również do opisu zjawiska pinchu.

#### Literatura cytowana w tekście

1. V. JOSEPHON, *Production of high velocity shock*, J. Appl. Phys., 1, 29 (1958).
2. Z. A. PIETRZYK, *Investigation of flow through an electromagnetic shock tube. Selection of optimum parameters and preliminary results*, Arch. Mech. Stos., 5, 15 (1963).
3. С. Р. Холев, Д. С. Полтавченко, *Ускорение плазмы разряда и получение сильных ударных волн в камере с коаксиальными электродами*, ДАН СССР, 5, 131 (1960).
4. А. М. Ковалев, *Исследование движения плазмы в коаксиальном источнике*, Физ. плаз. и проб. упр. тер. синтеза, в. 2, Киев 1963.
5. J. MARSHAL, *Performance of a hydromagnetic plasma gun*, Phys. Fluid, 1, 3 (1960).

6. А. М. Ковалев, *К вопросу об ускорении плазменных сгустков в коаксиальном источнике*. Физ. плаз. и проб. упр. терм. синтеза, в. 2, Киев 1963.
7. Л. А. Арцимович, *Управляемые термоядерные реакции*, Москва 1961.
8. А. С. КОЛВ, Н. R. GRIM, *High-temperature Shock Waves. Atomic and Molecular Processes*, ed. by Bates, Interscience, N.Y. 1962.
9. Я. Б. Зельдович и Ю. П. Райзер, *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений*, Москва 1963.
10. R. M. PATRIC, *High-speed-shock waves in magnetic annular shock tube*, Phys. of Fluids, 6, 2 (1959), 589.
11. N. H. КЕМР, H. E. PETSCHER, *Theory of the flow in the magnetic shock tube*, Phys. Fluid, 6, 2 (1959).
12. L. C. BURKHARD, R. H. LOVBERG, Bull. Am. Phys. Soc. 5, 11 (1960).
13. Л. А. Арцимович, С. Ю. Луквянов, И. Т. Подгорный, С. А. Чуванин, *Электродинамическое ускорение сгустков плазмы*, ЖЭТФ 16 (7) 33, (1957).
14. А. М. Андрианов, О. А. Базилевская, Ю. Прохоров, *Исследование импульсных разрядов в газах при силе тока 500 ка*, Физ. плаз. и проб. упр. терм. реакций, том II 1958.
15. R. W. ZIEMMER, *Electromagnetic Shock Tubes*. Physical Reserves Laboratory Space Technology Laboratories, Los Angeles, California.

## Резюме

ПРИМЕНЕНИЕ МОДЕЛИ «СНЕЖНОГО ПЛУГА» К УДАРНОЙ ТРУБКЕ  
С КОАКСИАЛЬНЫМИ ЭЛЕКТРОДАМИ

Дается описание процесса ускорения плазмы в ударных трубках с коаксиальными электродами. Для теоретического описания применялась модель «снежного плуга». При использовании этой модели проводились расчеты, предполагая постоянную индуктивность цепи и оценивая погрешность, вытекающую из этого предположения. Сравнение теоретических результатов с результатами полученными экспериментальным путем показали качественную согласованность, соответствующих зависимостей, и количественные различия, достигающие 100%.

## Summary

APPLICATION OF THE «SNOWPLOUGH MODEL» TO A SHOCK TUBE  
WITH CONCENTRIC ELECTRODES

The object of the considerations is the process of acceleration of plasma in a shock tube with concentric electrodes which is described theoretically by means of the «snowplough model». Using this model a computation is performed assuming constant inductivity of the circuit. The error resulting from this assumption is estimated. A comparison of the theoretical and experimental results shows, in principle, a qualitative agreement between corresponding relations and quantitative differences which amount to some 100 percent.

ZAKŁAD MECHANIKI CIECZY I GAZÓW  
INSTYTUTU PODSTAWOWYCH PROBLEMÓW TECHNIKI PAN.

Praca została złożona w Redakcji dnia 27 lipca 1964 r.