

P O L S K A A K A D E M I A N A U K

I N S T Y T U T M A S Z Y N P R Z E P Ł Y W O W Y C H

PRACE
I N S T Y T U T U M A S Z Y N
P R Z E P Ł Y W O W Y C H

T R A N S A C T I O N S

O F T H E I N S T I T U T E O F F L U I D - F L O W M A C H I N E R Y

93

W A R S Z A W A - P O Z N A Ń 1992

W Y D A W N I C T W O N A U K O W E P W N

PRACE INSTYTUTU MASZYN PRZEPLYWOWYCH

poświęcone są publikacjom naukowym z zakresu teorii i badań doświadczalnych w dziedzinie mechaniki i termodynamiki przepływów, ze szczególnym uwzględnieniem problematyki maszyn przepływowych

*

THE TRANSACTIONS OF THE INSTITUTE OF FLUID-FLOW MACHINERY

exist for the publication of theoretical and experimental investigations of all aspects of the mechanics and thermodynamics of fluid-flow with special reference to fluid-flow machinery

RADA REDAKCYJNA – EDITORIAL BOARD

TADEUSZ GERLACH · HENRYK JARZYNA · JERZY KRZYŻANOWSKI
STEFAN PERYCZ · WŁODZIMIERZ PROSNAK
KAZIMIERZ STELLER · ROBERT SZEWAŁSKI (PRZEWODNICZĄCY · CHAIRMAN)
JÓZEF ŚMIGIELSKI

KOMITET REDAKCYJNY – EXECUTIVE EDITORS

KAZIMIERZ STELLER – REDAKTOR – EDITOR
WOJCIECH PIETRASZKIEWICZ · ZENON ZAKRZEWSKI
ANDRZEJ ŻABICKI

REDAKCJA – EDITORIAL OFFICE

Instytut Maszyn Przepływowych PAN
ul. Gen. Józefa Fiszersa 14, 80-952 Gdańsk, skr. pocztowa 621, tel. 41-12-71

Copyright
by Wydawnictwo Naukowe PWN Sp. z o.o.
Warszawa 1992

Printed in Poland

ISBN 83-01-10515-1
ISSN 0079-3205

WYDAWNICTWO NAUKOWE PWN – ODDZIAŁ W POZNANIU

Nakład 300+80 egz.	Oddano do składania 14 I 1991 r.
Ark. wyd. 17,5. Ark. druk. 15,625	Podpisano do druku 6 V 1992 r.
Pap. offset. kl. III, 70 g 70×100 cm.	Druk ukończono w lipcu 1992 r.
Nr zam. 158/187	

DRUKARNIA UNIwersytetu IM. A. MICKIEWICZA W POZNANIU

BOLESŁAW GIREŃ, GERARD ŚLIWIŃSKI

Gdańsk

Eksperymentalne wyniki badań warunków podtrzymywania ciągłego wyładowania optycznego w przepływającym argonie*

W pracy przedstawiono opis stoiska doświadczalnego i przebieg eksperymentu, którego celem było uzyskanie i obserwacja ciągłego wyładowania optycznego w przepływającym argonie. Dokonano analizy parametrów fizycznych warunkujących istnienie zjawiska wyładowania optycznego w gazach.

Wykaz oznaczeń

P_{ik} – moc progowa przebiccia,	g – parametr Gaunta,
c – prędkość światła,	S_0 – wejściowy strumień promieniowania,
m – masa elektronu,	λ^* – współczynnik cieplnej przewodności,
M – masa molekuly,	c_k – prędkość dźwięku w plazmie,
T – temperatura,	c_0 – prędkość dźwięku w gazie,
ν_a – częstość wychwyty,	n – współczynnik załamania światła
ν_i – częstość jonizacji,	ośrodka otaczającego,
ν_c – częstość zderzeń,	ω_p – częstość plazmowa,
A – długość drogi dyfuzji,	f – ogniskowa soczewki,
$\langle \epsilon \rangle$ – średnia energia elektronu,	θ – rozbieżność wiązki światła laserowego,
k_r – stała narastania lawiny,	D – średnica wiązki,
D_e – stała dyfuzji elektronów,	λ – długość fali światła laserowego,
I^* – potencjał jonizacji,	a – średnica soczewki,
ω – częstotliwość promieniowania w wiązce lasera,	r_1, r_2 – promienie krzywizn soczewki,
α, β – stałe,	I – natężenie promieniowania w wiązce światła laserowego,
κ – współczynnik pochłaniania światła laserowego,	r – odległość od osi symetrii układu,
n_e – gęstość elektronów,	z – odległość od ogniska geometrycznego liczona w kierunku lasera,
ΔI – obniżenie potencjału jonizacji,	P – moc wiązki.

* Praca wykonana w ramach Centralnego Planu Badań Podstawowych 02.02 – „Pola elektromagnetyczne w ośrodkach ciągłych”, temat 2.5 – „Badania ciągłego wyładowania optycznego”.

1. Wstęp

Wyładowanie optyczne w gazach jest jednym ze zjawisk fizycznych, których odkrycie i badanie wiąże się z postęпами w dziedzinie fizyki i techniki laserowej. Wynika to z faktu, że efekt przebiccia może zostać wywołany jedynie przy użyciu laserów o odpowiednio dużej mocy. Wyładowanie uzyskuje się w obszarze zogniskowanej wiązki promieniowania laserowego, gdy natężenie promieniowania przekroczy wartość progową przebiccia w danych warunkach eksperymentalnych [1 ÷ 4]. W wyniku zarówno wielofotonowej jak i lawinowej jonizacji gazu generuje się plazma. Odznacza się ona wysoką temperaturą, gęstością elektronów i czystością, a czas jej powstawania jest bardzo krótki [5, 6].

Plazma tego rodzaju może być generowana impulsowo lub w sposób ciągły. Przykładowe progowe wartości gęstości mocy dla argonu i powietrza przy ciśnieniu normalnym wynoszą odpowiednio 10^9 i $7 \cdot 10^{11}$ W/cm². Wartość mocy niezbędnej do nieprzerwanego podtrzymania procesu wytwarzania plazmy laserowej zwanego ciągłym wyładowaniem optycznym (CWO) jest o 2 rzędy wielkości niższa od mocy inicjującej wyładowanie w tych samych warunkach eksperymentalnych. Dostarczana w sposób ciągły energia promieniowania laserowego kompensuje wówczas straty energetyczne w obszarze wyładowania [1, 3, 7, 8, 9]. CWO może istnieć zarówno w warunkach stacjonarnych jak i w strumieniu przepływającego gazu. Ruch ośrodka powoduje zmianę parametrów plazmy oraz wprowadza zmiany zakresu ciśnień i mocy, w których można ją generować [10, 11].

Celem dotychczasowych prac w zakresie wyładowania optycznego było zbadanie mechanizmów przebiccia wywołanego światłem i warunków, w których ono następuje, dynamiki tworzenia się obszaru wyładowania, jego niestabilności oraz określenie parametrów plazmy laserowej.

Biorąc pod uwagę obecny stan badań dotyczących CWO, szczególnie interesujące wydaje się zagadnienie wyładowania optycznego w przepływie gazu. Niektóre efekty towarzyszące temu zjawisku nie są dotychczas dokładnie zbadane. Dodatkowym uzasadnieniem podjęcia tej tematyki są jej aplikacyjne aspekty, m. in. możliwość ulepszania powierzchni materiałów konstrukcyjnych.

W niniejszej pracy przedstawiono krótki opis zjawiska oraz omówiono wykonane prace eksperymentalne, których celem było uzyskanie i obserwacja CWO w przepływającym argonie. Podjęto próbę dokonania takiego doboru zarówno parametrów wiązki inicjującej wyładowanie jak i parametrów przepływu, aby stworzyć korzystne warunki dla przeprowadzenia eksperymentu.

2. Wykorzystanie laserów CO₂ w procesie inicjacji i podtrzymywania wyładowania optycznego w gazie

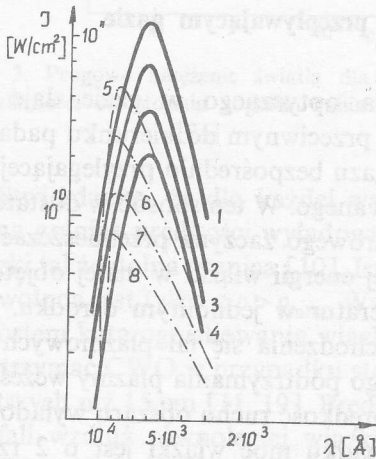
Jednym z parametrów, od których istotnie zależy moc progowa inicjacji wyładowania jest długość fali promieniowania laserowego [12, 13], co jest zrozumiałe jeżeli wziąć pod uwagę mechanizmy prowadzące do powstania plazmy

laserowej w gazie. Najważniejsze spośród nich to jonizacja wielofotonowa i kaskadowa [3, 7, 14]. Warunkiem koniecznym przebicia jest, aby szybkość jonizacji przewyższała szybkość strat elektronów wskutek dyfuzji i rekombinacji. Mechanizm wielofotonowy polega na tym, że atom absorbuje jednocześnie w czasie mniejszym od najkrótszego z czasów życia jego stanów wzbudzonych liczbę fotonów wystarczającą do przeniesienia elektronu z poziomu podstawowego do poziomu odpowiadającego granicy jonizacji. Do zainicjowania procesu lawinowego niezbędna jest pewna liczba wolnych elektronów. Elektrony te zyskują w procesie odwrotnym do emisji promieniowania hamowania (Bremsstrahlung) część energii kwantu światła laserowego. Po zgromadzeniu dostatecznie dużej energii elektron taki zderzając się niesprężysto z atomem uwalnia kolejny elektron, po czym proces powtarza się. Zwielokrotnienie liczby elektronów odbywa się tak długo, dopóki ich gęstość nie przekroczy wartości progowej niezbędnej do generacji wyładowania.

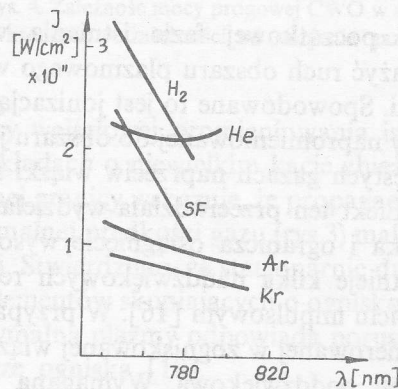
Progową wartość mocy wiązki dla uzyskania wyładowania określa wzór [3]:

$$P_{th} = \frac{cmI}{4\pi e^2 \ln 2} \frac{\omega^2 + \nu_c^2}{\nu_c} \left[\frac{k\tau}{T} \ln 2 + \frac{D_e}{\Lambda^2} + \nu_a + \frac{2m}{M} \frac{\langle \epsilon \rangle \ln 2}{I} \nu_c + \left(\alpha + \frac{\beta}{\Lambda} \right) \nu_c \right].$$

Wynika stąd, że P_{th} w istotny sposób zależy od ω .



Rys. 1. Progowe natężenie promieniowania dla CWO w funkcji długości fali światła laserowego. Krzywe są ponumerowane wg wzrastających ciśnienie gazu: 1-4 argon, 5-8 ksenon [12]



Rys. 2. Progowe natężenie promieniowania dla CWO w funkcji długości fali λ [13]

Rysunki 1 [12] i 2 [13] przedstawiają znaną empirycznie zależność P_{th} od długości fali promieniowania laserowego. Przebieg tych zależności wskazuje, że wraz ze wzrostem λ obniża się progowa moc przebicia. Wprawdzie brak jest danych dotyczących zmian P_{th} w funkcji λ w obszarze podczerwieni, to jednak powyższe rozważania pozwalają przypuszczać, że w celu wywołania przebicia gazu korzystne jest naświetlenie promieniowaniem o energii kwantów odpowiadającej długości fali

laserów CO₂ ($\lambda = 10,6$ mm). Współczynnik pochłaniania światła laserowego w plazmie określa się wzorem [15]:

$$\kappa = 4,3 \frac{n_e^2 e^{-\Delta I/kT}}{(kT)^{1/2} v^3} \left[\exp\left(\frac{h(v + \Delta v)}{kT}\right) + g - 1 \right] \frac{h\nu}{kT} \quad [\text{cm}^{-1}].$$

Zatem ilość energii przekazanej do plazmy również zależy od długości fali promieniowania. Dla przypadku lasera CO₂ formuła przyjmuje postać [10]:

$$\kappa = 11,7 p_e^2 (T/10 \text{ kK})^{-7/2} g,$$

$$g = 0,55 \ln [27 (T/10 \text{ kK})^{4/3} p_e^{-1/3}],$$

gdzie: p_e – ciśnienie wywierane przez elektrony.

Stosunkowo wysoki współczynnik absorpcji promieniowania laserów CO₂ w gazach stanowi ważny powód ich powszechnego wykorzystywania do inicjacji lub podtrzymywania wyładowań optycznych w gazie. Inną tego przyczyną jest fakt, że spośród znanych typów laserów dużej mocy są one obecnie najbardziej rozpowszechnione.

3. Charakterystyczne cechy CWO w przepływającym gazie

W początkowej fazie istnienia wyładowania optycznego w gazie daje się zauważyć ruch obszaru plazmowego w kierunku przeciwnym do kierunku padania wiązki. Spowodowane to jest jonizacją warstwy gazu bezpośrednio przylegającej od strony napromieniowanej do obszaru już zjonizowanego. W ten sposób w dostatecznie gęstych gazach naprzeciw wiązki światła laserowego zaczyna przemieszczać się fala. Efekt ten przeciwdziała wydzielaniu się całej energii wiązki w małej objętości ogniska i ogranicza osiągnięcie wysokich temperatur w jednolitym ośrodku.

Istnieje kilka naddźwiękowych reżimów rozchodzenia się fal plazmowych po przebicium impulsowym [16]. W przypadku ciągłego podtrzymania plazmy wcześniej wygenerowanej w zogniskowanej wiązce lasera, prędkość ruchu obszaru wyładowania jest poddźwiękowa. Wymagana w tym wypadku moc wiązki jest o 2 rzędy wielkości mniejsza od mocy niezbędnej do uzyskania przebiccia [4]. Ciągłemu wyładowaniu optycznemu w gazach szlachetnych poświęcono wiele prac (np. [9, 17]).

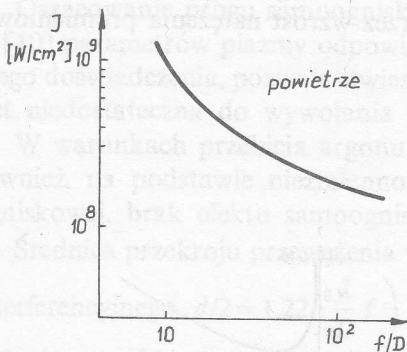
Ruch obszaru wyładowania odbywa się aż do ustalenia stanu stacjonarnego. W miarę przesuwania się front plazmy zwalnia, a intensywność świecenia zmniejsza się. Początkowa prędkość wynosi 10 m/s. Proces przemieszczania się i rozszerzania plazmy trwa tak długo, dopóki natężenie promieniowania na jej froncie nie obniży się do wartości progowej. Proces ten zachodzi przy stałym ciśnieniu. Po ustaleniu się stanu stacjonarnego pochłonięta energia jest tracona wskutek cieplnej przewodności i promieniowania własnego plazmy. Z rozwiązania równań zachowania i ciągłości

w opisanym reżimie otrzymano szybkość przemieszczającego się wyładowania:

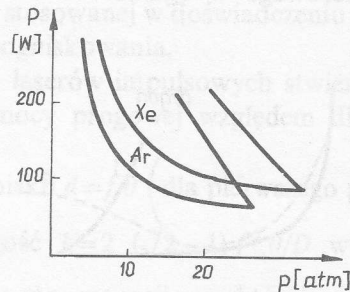
$$v = \frac{\lambda^*}{\rho_0 c_p} \sqrt{\frac{S_0 \kappa}{\theta}} \quad [4]$$

gdzie: $\theta = \int_0^T \lambda dT$ – potencjał strumienia ciepła.

Zagadnienie ruchu plazmy CWO można opisać w kategoriach nierównomierności przenoszenia ciepła [11]. Wówczas jej prędkość jest proporcjonalna do gradientu przenoszenia ciepła w punkcie fali, gdzie temperatura jest maksymalna.



Rys. 3. Progowe natężenie światła dla CWO w zależności od stopnia zogniskowania wiązki [24]



Rys. 4. Zależność mocy progowej CWO w argonie i ksenonie w zależności od ciśnienia gazu [4]

Stwierdzono, że dla każdej wartości mocy wejściowej promieniowania istnieje górna granica prędkości wyładowania, a w układach o niewielkim kącie zbieżności wiązki także dolna granica [10]. Istnienie dolnej granicy wskazuje, że propagacja fali dozwolona jest tylko z $v > v_{\min}$. Wartość minimalnej prędkości gazu (rys.3) maleje ze wzrostem kąta ogniskowania wiązki laserowej. Stwierdzono, że stacjonarnie daje się podtrzymać CWO w przypadku stosowania elementów skupiających o ogniskowych krótszych niż 15 cm [11, 19]. Prędkość maksymalna plazmy odpowiada poruszaniu się fali wzdłuż równoległej wiązki w obszarze ogniska [18].

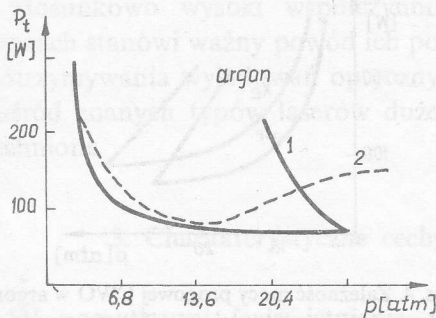
Ze względu na różnicę ciśnień między wnętrzem plazmy i gazem otaczającym prędkość frontu wyładowania i prędkość gazu przed nim są różne i związane zależnością:

$$v = uc_k/c_0.$$

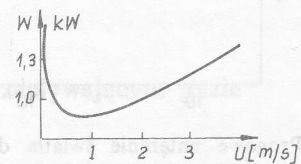
Znaczne ograniczenie zakresu ciśnień i natężeń promieniowania laserowego, w których może istnieć CWO, zwłaszcza w przypadku słabozbieżnego pola promieniowania (rys 4, 5), stanowią przeszkody w osiągnięciu takich charakterystycznych własności plazmy jak wysoka gęstość elektronów i temperatura. Trudności te można pokonać w warunkach optycznego plazmotronu, w którym stabilizacja plazmy CWO realizuje się dzięki przepływowi przez obszar wyładowania strumienia

gazu. Kierując strumień gazu zgodnie z kierunkiem padania wiązki, można zatrzymać rozchodzenie się plazmy w stadium zapłonu [11, 19].

Zmiany mocy progowej wyładowania w funkcji prędkości gazu przedstawia rysunek 6. Istnienie górnej granicy prędkości jest spowodowane tym, że dla zbyt silnego strumienia gazu obszar plazmowy jest zdmuchiwany poza ognisko, gdzie szybkość strat energii przewyższa szybkość jej dostarczania. Dla krzywych 2 i 3 istnieje dolna granica prędkości wyładowania. Wyjaśnieniem może być fakt, że przy obniżaniu prędkości gazu plazma odsuwa się z obszaru T_{\max} i wcześniej przejawia się ochładzające działanie strat energii. Prowadzi to do zmniejszenia optycznej grubości plazmy i zmniejszenia części absorbowanej mocy lasera. W takim przypadku CWO można podtrzymać tylko gdy $u > 0$. W przypadku silnego zogniskowania spadek współczynnika absorpcji jest kompensowany przez wzrost natężenia promieniowania laserowego w ognisku.



Rys. 5. Moc progowa CWO w funkcji ciśnienia gazu dla różnych położeń wiązki laserowej [4]



Rys. 6. Obszar stacjonarnego podtrzymywania wyładowania optycznego w przepływającym gazie

Nadmuchiwanie gazu modyfikuje, a w pewnych warunkach także niweluje niestabilności CWO, którego plazmę cechuje ruch oscylacyjny oraz fluktuacja parametrów [5, 20]. Wiadomo również, że stabilność pogarsza się przy wyższym ciśnieniu gazu, a efekt oscylacji plazmy może mieć wpływ na zanik wyładowania gdy ciśnienie osiąga górną granicę.

4. Propagacja wiązki i natężenie promieniowania w ognisku

Zagadnieniem, które należy poddać analizie przy omawianiu wyładowania optycznego jest rodzaj i jakość doprowadzonej wiązki, sposób jej transformacji przez elementy optyczne oraz stopień zogniskowania. Najlepiej skupia się wiązka przenosząca jedynie mod podstawowy TEM_{00} (wiązka gaussowska). Wprowadzie mody wyższych rzędów w przestrzeni przyosiowej propagują się podobnie jak mod podstawowy ale ze względu na obwodowy, bardziej odległy od osi rozkład energii oraz inny wpływ aberracji jakość skupienia całej wiązki jest gorsza.

Przy badaniu efektu skupienia promieni nie można pominąć zjawiska samoogniskowania wiązki lasera w kolumnie plazmy wyładowania. Zachodzi ono wskutek

odbicia fali światła od granicy oddzielającej obszary o dwóch różnych współczynnikach załamania. Kryterium oceny nieliniowości i zaistnienia samoogniskowania w tym wypadku jest nierówność (wg [21]):

$$P \geq \frac{(\pi c)^2 n^3 m_e}{e^2 [2/\exp(+1)]^{1/2} c_k^2 (1+n^2)} \quad [\text{W}]$$

dla $\omega_p \ll \omega$ i $P \geq 8 \cdot 10^3 \text{ T}$. Samoogniskowanie może mieć przyczynę także w relatywistycznej zmianie m_e (przy energii oscylacji $m_e c^2$), która doprowadza do zmiany stałych optycznych. Następuje zmiana λ w zależności od natężenia wiązki, a w konsekwencji wygięcie frontu falowego.

Oszacowanie progu samoogniskowania, na podstawie wyliczonych teoretycznie w [10] parametrów plazmy odpowiadających warunkom eksperymentalnym niniejszego doświadczenia, pozwala stwierdzić, że moc stosowanej w doświadczeniu wiązki jest niedostateczna do wywołania efektu samoogniskowania.

W warunkach przebiecia argonu przy użyciu laserów impulsowych stwierdzono również, na podstawie niezmienności funkcji mocy progowej względem długości ogniskowej, brak efektu samoogniskowania.

Średnica przekroju przewężenia wiązki w ognisku $d = f \theta$ (dla pierwszego prążka interferencyjnego $d/2 = 1,22 \cdot \frac{\lambda}{D} f$) i jego długość $l = 2 (\sqrt{2} - 1) f^2 \theta / D$ w przybliżeniu optyki geometrycznej są ograniczone do sytuacji, w której wielkość ϕ określająca sferyczną aberrację fali w układzie spełnia relację $\phi \leq 1\lambda$. W powyższych wzorach f oznacza długość ogniskowej, θ – rozbieżność wiązki, D – średnicę wiązki padającej na element skupiający, a λ – długość fali promieniowania laserowego. Użycie powyższych wyrażeń w przypadku gdy $\phi > \lambda$ prowadzi do znacznych błędów w określeniu wymiarów ogniska oraz natężenia światła w ognisku.

Jeżeli układ jest właściwie osiowany względem wiązki to jedyną znaczną deformację wprowadza w nim aberracja sferyczna; gdy ϕ_{\max} zdefiniujemy jako największe odchylenie pomiędzy idealnie zbieżnym a odchylonym frontem fali, wyrażone w jednostkach λ , wówczas dla soczewki wklęsło-wypukłej:

$$\phi(\rho) = -\frac{(a\rho)^4}{8f^3} \left[\frac{n^2}{4(n-1)^2} - \frac{n}{4(n+2)} + \frac{f^2}{n(n+2)} \left(\frac{n+2}{2(n-1)} \sigma + \frac{n+1}{f} \right)^2 \right],$$

gdzie

$$\sigma = (n-1) \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right),$$

$$\rho = \frac{r}{a}, \quad 0 \leq r \leq D/2.$$

P_{\max} odpowiadające wartości $\rho = D/2a$ dla różnych położenia soczewki względem zwierciadła wyprowadzającego rezonatora lasera przedstawia tabela 1.

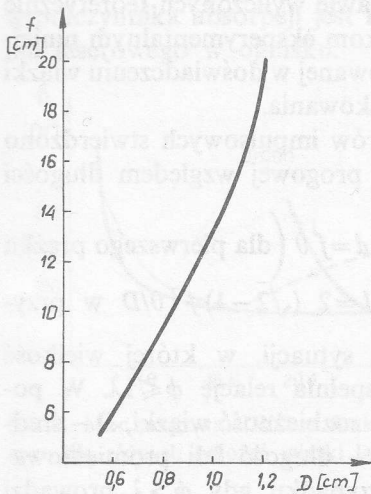
Tabela 1

D [mm]	f/D	ϕ_{\max} [m]	ϕ_{\max}	P_{sh} [kW]	I [W/cm ²]
34,48	2,90	$1,844 \cdot 10^{-4}$	17,4	2,50	$1,10 \cdot 10^7$
36,98	2,71	$2,440 \cdot 10^{-4}$	23,0	1,81	$7,974 \cdot 10^6$
37,15	2,69	$2,485 \cdot 10^{-4}$	23,4	1,86	$8,19 \cdot 10^6$

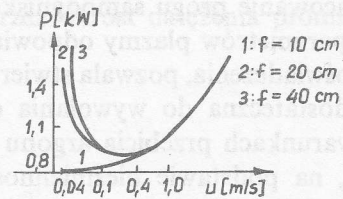
Tabela 2

r [mm]		
z [mm]	0	0,1
0	$4,862 \cdot 10^6$	
1	$9,014 \cdot 10^6$	$0,827 \cdot 10^6$

Maksymalną wartość średnicy wiązki D , przy której można jeszcze nie uwzględniać aberracji sferycznej, dla różnych ogniskowych f wklęsło-wypukłej soczewki NaCl oraz długości fali 10,6 mm przedstawia rysunek 8.



Rys. 7. Zależność mocy progowej promieniowania dla CWO w przepływającym gazie od prędkości gazu [11]



Rys. 8. Maksymalna średnica wiązki, przy której można nie brać pod uwagę aberracji sferycznej dla soczewek wklęsło-wypukłych o ogniskowych f

Do wyliczenia natężenia światła w ognisku w przypadku, gdy $\phi > \lambda$ stosuje się teorię dyfrakcji Fresnela-Kirchhoffa. Przy założeniu, że amplituda wiązki padającej na soczewkę jest na jej powierzchni stała, natężenie promieniowania w różnych punktach ogniska określono z wyrażenia (wg. [22]):

$$I(u, v) = \frac{16\pi a^4 P}{\lambda^2 f^2 D^2} \left| \int_0^{D/2a} \exp \left[i \left(k \phi(\rho) - \frac{u \rho^2}{2} \right) \right] J_0(v\rho) \rho d\rho \right|^2, \quad [\text{W/cm}^2],$$

w którym P oznacza moc wiązki, D – średnicę wiązki padającej na soczewkę, a – średnicę soczewki, natomiast

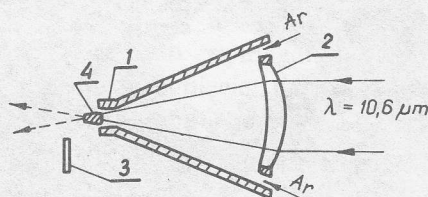
$$u = \frac{2\pi}{\lambda} \left(\frac{a}{f} \right)^2 z, \quad v = \frac{2\pi}{\lambda} \left(\frac{a}{f} \right) r.$$

Wyliczone na tej podstawie wartości gęstości mocy w W/cm², przy $D = 36,98$ mm, $f = 10$ cm i $P = 1,81$ kW, przedstawia tabela 2. W kolumnie (6) tabeli 1 zawarte są wartości progowe natężenia światła w ognisku soczewki, wyliczone na podstawie

wzorów optyki geometrycznej. Rzeczywiste wartości gęstości mocy są, ze względu na aberracje niższe, jednakże nierównomierności rozkładu natężenia promieniowania lasera z rezonatorem niestabilnym mogą spowodować jego lokalny wzrost do poziomu pozwalającego na rozwój wyładowania.

5. Opis stoiska doświadczalnego

Źródłem promieniowania podczas realizacji eksperymentu był laser eksperymentalny dużej mocy CO₂ o działaniu ciągłym [23] z niestabilnym dwuprzełściowym rezonatorem. Promień krzywizny zwierciadła wyprowadzającego wynosił 10 m. Wiązka wyprowadzana była horyzontalnie przez okno NaCl o średnicy czynnej $\phi = 50$ mm, a następnie skupiana za pomocą wklęsło-wypukłej soczewki NaCl o średnicy $\phi = 6$ cm i ogniskowej 10 cm, umieszczonej w osi dyszy. Schemat tego urządzenia przedstawia rysunek 9.



Rys. 9. Schemat urządzenia do inicjacji wyładowania optycznego w przepływającym gazie

1 – dyfuzor, 2 – soczewka NaCl, 3 – drut wolframowy, 4 – obszar wyładowania

Długość dyfuzora i jego minimalny przekrój określone są poprzez geometrię ogniskowania. Promień przekroju wylotowego wynosił 16 mm, a prędkość jaką gaz posiadał w tym przekroju pozostaje stała na odcinku $l = 6,7$ cm wzdłuż osi za dyfuzorem, co wynika z zależności opisujących wypływ strumienia swobodnego.

Przebieg gazu było inicjowane na powierzchni drutu wolframowego wprowadzanego na krótko w obszar ogniska za pomocą siłownika elektromechanicznego. Wolfram jest substancją o niskiej wartości pracy wyjścia elektronu z metalu, a obecność jego par znacznie obniża progową wartość mocy inicjującej wyładowanie. Wstępnej przejonizacji gazu można także dokonać przez działanie pomocniczego impulsu laserowego, bądź wytworzenie łuku pomiędzy elektrodami umieszczonymi po obu stronach ogniska [2].

6. Przebieg eksperymentu

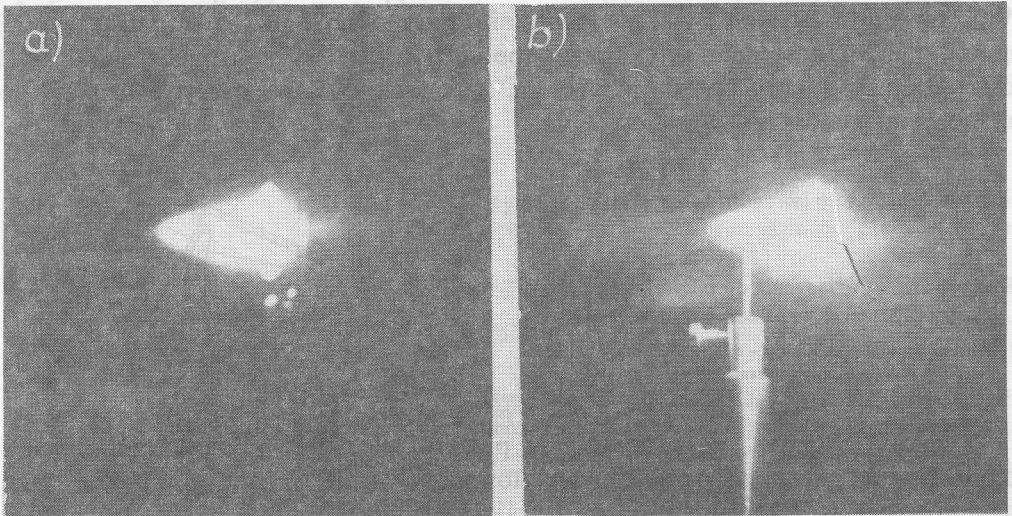
Celem zainicjowania CWO wielokrotnie wprowadzano w obszar ogniska elektrodę wolframową, zwiększając jednocześnie poziom mocy promieniowania. Po wystąpieniu wyładowania towarzyszył silny efekt akustyczny. Obszar wyładowania

Tabela 3

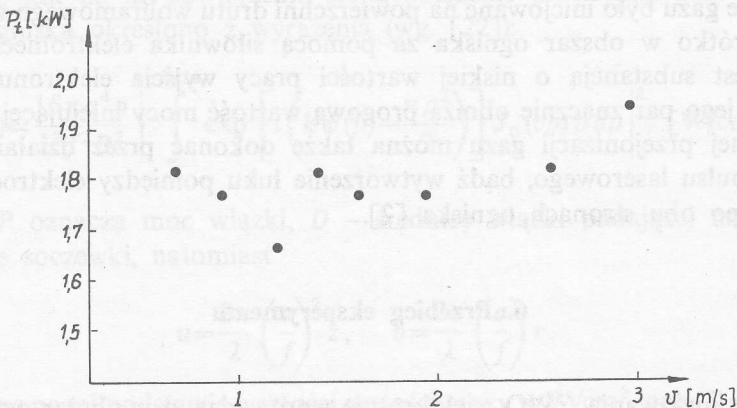
Wydatek masowy [g/s]	0,236	0,332	0,428	0,503	0,579	0,691	0,902	0,970
Prędkość gazu [cm/s]	66,1	92,5	119,5	140,5	161,5	193	257,1	298
Moc progowa [kW]	1,82	1,77	1,67	1,83	1,77	1,77	1,83	1,95

świecił intensywnym białoniebieskim światłem. W otaczającej atmosferze powstawał ozon, co świadczy o silnym promieniowaniu z zakresu ultrafioletu.

Zarejestrowany fotograficznie obraz wyładowania ma kształt lekko zbieżny (stożkowy), a w płaszczyźnie ogniskowej przed dyszą widoczne jest poszerzenie plazmy ze względu na wypływ gazu (rys. 10 a,b).



Rys. 10. Wyładowanie optyczne w przepływającym argonie



Rys. 11. Zależność mocy progowej inicjacji wyładowania optycznego w przepływającym argonie od prędkości gazu

Dyszę z soczewką umieszczono w różnych miejscach osi zbieżnej wiązki promieniowania celem zbadania zależności poziomu mocy progowej od średnicy D i apertury f/D . Ze względu na uszkodzenie soczewek, spowodowane ich nadmiernym rozgrzaniem, przeprowadzono niewielką ilość pomiarów. Rezultaty zebrano w tabeli 1. W doświadczeniach jako ośrodka gazowego użyto argonu. Wydatek masowy i prędkość gazu, przy których uzyskiwano wyładowanie podano w tabeli 3. Przepływający gaz utrzymywał stale położenie i stacjonarne warunki istnienia plazmy wyładowania.

Zbadano zależność mocy koniecznej do zainicjowania CWO od prędkości przepływającego argonu. Przy zadanym przepływie ustalono moc progową. Wyniki dwóch serii pomiarów zostały zebrane w tabeli 3 i przedstawione na wykresie (rys.11).

7. Wnioski

1. Rezultaty przeprowadzonych doświadczeń potwierdzają tezę, że w laboratorium dysponującym multikilowatowym laserem CO_2 można generować wyładowanie optyczne. Ogniskowanie promieniowania o wymaganym poziomie mocy, za pomocą soczewki NaCl , pozwala na osiągnięcie natężenia światła w ognisku wystarczającego do podtrzymywania wyładowania w argonie, gdy ciśnienie gazu równe jest atmosferycznemu. Niedogodnością używania soczewek jest nadmierne ich nagrzewanie. Należy zatem skracać czas ekspozycji soczewki i w miarę możliwości ograniczać moc wiązki. Zastosowane w eksperymentach soczewki pracowały w stanie nieuszkodzonym średnio przez około 2 minuty przy naświetlaniu wiązką o mocy 2,4 kW. Dla zmniejszenia gradientu temperatur na obrzeżach soczewki i uniknięcia lokalnych koncentracji energii należałoby przepuszczać wiązkę o jak największej średnicy. Ponieważ wzrasta wtedy udział aberracji wymagałoby to każdorazowo wzięcia pod uwagę indywidualnych cech soczewki.

Celem zapobieżenia przedostawania się do soczewki w momencie inicjacji gorących par z obszaru plazmy należy też zmniejszyć średnicę wylotową dyszy, pozostawiając ją jednak dostatecznie dużą, aby wyładowanie całkowicie mieściło się w strumieniu ekspandującego gazu.

2. Wykres na rysunku 11 odzwierciedla przebieg zmian wartości mocy progowej wyładowania w zależności od prędkości gazu. Charakter tych zmian wskazuje, że istnienie minimum jest mało prawdopodobne i można jedynie mówić o pewnej monotoniczności funkcji w zakresie wyższych wartości przepływu gazu. Rezultaty analogicznego eksperymentu przeprowadzonego przez Kozłowa [11] (rys. 6, 7) wskazują na fakt, że dla soczewki o ogniskowej 10 cm także nie znaleziono minimalnej wartości prędkości gazu, przy której jeszcze istnieje wyładowanie. Minimalną wartość prędkości gazu, powyżej której można jedynie podtrzymać plazmę wyładowania, zanotowano dla soczewek o ogniskowej 20 i 40 cm.

W porównaniu z wynikami pracy [11] moc progowa P_{th} jest przesunięta w kierunku wyższych wartości. Różnica spowodowana jest tym, że w cytowanej pracy mierzono graniczną moc zdolną podtrzymać wyładowanie, natomiast w niniejszej pracy – moc inicjującą wyładowanie. Zapalenie bowiem ma charakter statystyczny i może zależeć od sposobu inicjacji. Napływający gaz w początkowej fazie usuwa zarodkową plazmę z obszaru ogniskowania. Dlatego też, aby wywołać wyładowanie, którego palenie mogłoby przybrać stacjonarny charakter, należy zastosować odpowiednio silniejsze promieniowanie.

Podane w tabeli 3 prędkości gazu są niższe od wartości rzeczywistych. Wyładowanie bowiem stanowi silne źródło ciepła, co jest powodem dużych odchyłeń od przybliżeń adiabatycznych. W związku z dużą temperaturą i rozrzedzeniem gazu następuje znaczny wzrost prędkości gazu przez dyszę. O istnieniu wysokiej temperatury u wylotu dyszy świadczą fotografie wyładowania: obszar świecący rozciąga się aż do krawędzi dyszy (patrz rys. 11). Może się to także przyczyniać do wzrostu wartości P_{th} .

Pomiary P_{th} obarczone były błędami, których głównym źródłem była niepewność dokładnego ustalenia jej wartości, odpowiadającej zapaleniu CWO.

3. Wyniki doświadczeń podawane w literaturze są porównywalne tylko w ograniczonym zakresie. Użycie laserów dużej mocy rodzi trudności w określaniu charakterystyki wiązki. Trudności sprawia zwłaszcza porównanie wartości parametrów wyładowania określonych w funkcji długości fali. Nielatwo jest też zapewnić ekwiwalentną charakterystykę ogniska w każdym eksperymencie.

8. Zakończenie

Dotychczasowe dokonania teoretyczne i eksperymentalne nie wyczerpują wszystkich problemów związanych z CWO. Uwagę koncentrowano na nielicznej grupie gazów. Istnieje jednak wiele gazów molekularnych oczekujących na wszechstronne przebadanie. Ich użycie jako ośrodka generacji wydaje się korzystne z punktu widzenia zastosowań. Ostatnio zwiększa się zainteresowanie wyładowaniem w parach metali ze względu na to, że przebieg gazu przed powierzchnią ciała stałego, ułatwione obecnością elektronów wybitych z tej powierzchni, stanowi poważne ograniczenie ilości dopływającej do badanego ciała energii laserowej i komplikuje możliwości wykorzystania światła laserowego.

Interesujące jest badanie kinetyki przemian chemicznych zachodzących podczas wyładowania i wykorzystania zjawiska do separacji izotopów lub zmian struktury warstw powierzchniowych.

Przedstawione w pracy wyniki eksperymentu stanowią wstęp do badań CWO w warunkach optycznego plazmotronu z wykorzystaniem spektralnych i optycznych metod diagnostycznych. Planowane w dalszym ciągu prace powinny mieć na celu analizę mechanizmów stymulujących powstanie CWO, lepsze poznanie kinetyki towarzyszących procesów, w tym przebieg reakcji chemicznych oraz opracowanie sposobów kontrolowania niestabilności występujących podczas oddziaływania promieniowania z materią.

Autorzy pragną podziękować kolegom z Pracowni Laserów Przepływowych i Gazodynamicznych, a zwłaszcza Jerzemu Stańco za pomoc i cenne uwagi w czasie przygotowania doświadczenia oraz kolegom z Instytutu Podstawowych Problemów Techniki za inspirację do podjęcia niniejszej pracy.

Praca wpłynęła do Redakcji w marcu 1988 r.

Literatura

- [1] N. A. Generalov, V.P. Zimakov, G. I. Kozlov, V. A. Masyukov, Yu. P. Raizer, *Experimental investigation of a continuous optical discharge*, *Žurn. Exp. Teor. Fiz.* 61, 4 (1971) 1434.
- [2] D. L. Franzen, *CW gas breakdown in argon using 10,6- μ m laser radiation*, *Appl. Phys. Lett.* 21, 2 (1972) 62.
- [3] C. H. Chan, C. D. Moody, W. B. Knight, *Significant loss mechanism in gas breakdown at 10,6 μ* , *J. Appl. Phys.* 44, 3 (1973) 1179.
- [4] Yu. P. Raizer, *Optičeskie razrjady*. *Usp. Fiz. Nauk* 132,2 (1980) 549.
- [5] C. Carlhoff, E. Krametz, *Continuous optical discharges at very high pressures*. *Physica* 103C (1981) 439.
- [6] D. R. Keefer, B. B. Henriksen, W. F. Braerman, *Experimental study of a stationary laser-sustained plasma*. *J. Appl. Phys.* 46, 3 (1975) 1080.
- [7] C. D. Moody, *Maintenance of a gas breakdown in argon using 10,6- μ cw radiation*. *J. Appl. Phys.* 46, 6 (1975) 2475.
- [8] R. J. Glumb, H. Krier, *Two-dimensional model of laser-sustained plasmas in axisymmetric flowfields*. *AIAA J.* 24, 8 (1986) 1331.
- [9] S.-M. Jeng, D. R. Keefer, *Theoretical investigation of laser sustained argon plasmas*. *J. Appl. Phys.* 60, 7 (1986) 2272.
- [10] Yu. P. Raizer, S. T. Surzhikov, *An investigation of the process in optical plasmotron by means of numerical calculations*. *Kvant. elektr.* 11, 11 (1984) 2301.
- [11] M. V. Gerasimenko, G. I. Kozlov, V. A. Kuznetsov, *A laser plasmotron*. *Kvant. elektr.* 10, 4 (1983) 709.
- [12] H. T. Buscher, *Frequency dependence of optically induced gas breakdown*. *Phys. Rev. Lett.*, 15, (1965) 847.
- [13] K. C. Byron, G. J. Pert, *Measurement of the wavelength dependence of the threshold of laser-induced gas breakdown*. *J. Phys. D.* 12, 3 (1979) 401.
- [14] F. Morgan, L. R. Evans, *Laser beam induced breakdown in helium and argon*. *J. Phys. D.* 4, 2 (1971) 225.
- [15] L. M. Biberman, G. E. Norman, *Nepreryvnye spektry atomarnych gazov i plazmy*. *Usp. Fiz. Nauk* 91, (1967) 193.
- [16] V. I. Fischer, *O sverchzvukovykh režimach rasprostraneniya volny jonizacji po lazernomu luču*. *Žurn. Tech. Fiz.* 53, 11 (1983) 2143.
- [17] D. R. Keefer, R. Welle, C. Peters, *Power absorption in laser-sustained argon plasmas*. *AIAA J.* 24, 10 (1986) 1663.
- [18] Yu. P. Raizer, *Subsonic propagation of a light spark and threshold conditions for maintenance of a plasma by radiation*. *Žurn. Exp. Teor. Fiz.* 58, 6 (1970) 2128.
- [19] Yu. P. Raizer, *A one-dimensional linearized model of a process in an optical plasmotron*. *Kvant. elektr.* 11, 1 (1984) 64.
- [20] Z. Mucha, Z. Peradzyński, A. Baranowski, *Instability of continuous optical discharge*, *Bull. Acad. Pol. Sc.* XXV, 4 (1977) 361.
- [21] H. Hora, *Fizika lazernoi plazmy*. Energoatomizdat, Moskva 1986.
- [22] J. M. Aaron, C. L. Ireland, C. G. Morgan, *Aberration effects in the interaction of focused laser beams with matter*. *J. Phys. D* 7, (1974) 1907.

- [23] G. Sliwiński, J. Stańco, *Przegląd wyników badań doświadczalnych lasera przepływowego CO₂ dużej mocy*. (Przyjęte do druku w Proceedings of SPIE).
- [24] J. P. Caressa, M. Austric, *Experimental study of CO₂-laser-induced air breakdown over long distances*. J. Appl. Phys. 50, 11 (1979) 6822.

Experimental Evaluation of the Conditions of Maintaining Continuous Optical Discharge in an Argon Flow

Summary

A test stand and experiment aimed at obtaining and observing continuous optical discharge in an argon flow are described. The relationship between the threshold power of discharge initiation and gas flow velocity is determined. Results obtained are compared with those of similar experiments carried out by other authors. Several physical parameters conditioning the occurrence of the phenomenon of optical discharge in gas are analyzed. The influence of aberration on degree of beam focusing in the conditions of the experiment carried out has been determined. The directions and possibilities of future investigations are discussed.

Результаты экспериментальных исследований поддержки сплошного оптического разряда в протекающем аргоне

Резюме

В работе представлены описания экспериментального стенда и хода эксперимента, которого целью было осуществление и наблюдение сплошного разряда в протекающем аргоне. Определяется зависимость пороговой мощности иницирования разряда от скорости течения газа. Проведено сравнение полученных результатов с результатами аналогичных экспериментов представленными другими авторами. Проанализирован ряд физических параметров обуславливающих существование явления оптического разряда в газах. Определяется влияние aberrации на степень сжатия пучка в условиях произведенного эксперимента. Проведены рассуждения относительно направлений и возможностей будущих исследований.