

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

PRACE
INSTYTUTU MASZYN
PRZEPLYWOWYCH

TRANSACTIONS
OF THE INSTITUTE OF FLUID-FLOW MACHINERY

76

WARSZAWA-POZNAŃ 1978

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE

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

KOMITET REDAKCYJNY — EXECUTIVE EDITORS
KAZIMIERZ STELLER — REDAKTOR — EDITOR
WOJCIECH PIETRASZKIEWICZ . ZENON ZAKRZEWSKI
ANDRZEJ ŻABICKI

REDAKCJA — EDITORIAL OFFICE
Instytut Maszyn Przepływowych PAN,
80-952 Gdańsk, skr. pocztowa 621, ul. Gen. Józefa Fiszerza 14, tel. 41-12-71

Copyright
by Państwowe Wydawnictwo Naukowe
Warszawa 1978
Printed in Poland

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE — ODDZIAŁ W POZNANIU

Nakład 340+90 egz.	Oddano do składania 27 lutego 1978 r.
Ark. wyd. 12,25. Ark. druk. 9,375	Podpisano do druku 24 października 1978 r.
Papier druk. sat. kl. V, 70 g, 70×100 cm.	Druk ukończono w październiku 1978 r.
Nr zam. 319/98. J-14/662.	Cena zł 40,-

DRUKARNIA UNIwersytetu IM. ADAMA MICKIEWICZA W POZNANIU

ZBIGNIEW ROZKWITALSKI, MARIAN GRODEL

Gdańsk

Wpływ energii prejonizacji na koncentrację fotoelektronów w laserze CO₂ typu TEA*

W pracy przedstawiono prostą i skuteczną metodę pomiaru koncentracji fotoelektronów prejonizacji występujących w laserze CO₂ typu TEA. Zbadano wpływ energii dostarczonej do źródła prejonizacji na wartość koncentracji elektronów. Wyniki eksperymentu sugerują, że dominującym procesem prejonizacji jest jednostopniowa fotojonizacja molekuł zanieczyszczeń.

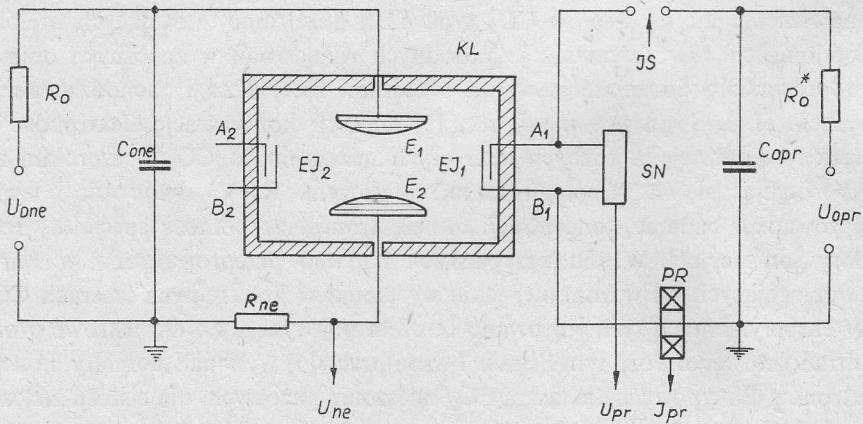
1. Wstęp

Rozpowszechnienie się laserów CO₂ typu TEA dużej mocy stosujących wieloiskrowe źródła prejonizacji dla otrzymania jednorodnych wyładowań w znacznych objętościach [1 - 4] doprowadziło do zainteresowania procesami fotojonizacji zachodzącymi w tych urządzeniach. H. I. Seguin i współprac. [5] mierzyli koncentrację elektronów uzyskanych przez fotojonizację w różnych laserowych mieszaninach CO₂ w szerokim zakresie ciśnień posługując się interferometrem mikrofalowym. R. V. Babcock i współprac. [6] przeprowadzili badania koncentracji fotoelektronów za pomocą specjalnej konstrukcji komory jonizacyjnej. W obu przypadkach badania przeprowadzono w warunkach bardzo odbiegających od warunków, jakie występują w konkretnych laserach CO₂ typu TEA. W eksperymentach tych stosowano bowiem pojedyncze źródło iskrowe promieniowania ultrafioletowego. Poza tym Seguin i współprac. [5] wykonali pomiary koncentracji fotoelektronów dla typowych dla lasera CO₂ mieszanin gazowych, dla ciśnień znacznie niższych od jednej atmosfery, gdyż uzyskane przy wyższych ciśnieniach niskie koncentracje elektronów były niemierzalne metodą interferometru mikrofalowego. Głównym celem niniejszej pracy było opracowanie prostej i skutecznej metody pomiaru koncentracji fotoelektronów prejonizacji w warunkach rzeczywiście występujących w laserach CO₂ typu TEA. Wykonano również wstępne pomiary koncentracji elektronów dla mieszaniny gazów He, CO₂ i N₂ o składzie objętościowym 8:1:1 przy ciśnieniu jednej atmosfery oraz zbadano wpływ energii dostarczonej do iskrowych źródeł prejonizacji na wartość koncentracji elektronów.

* Pracę wykonano w ramach problemu międzyresortowego MR.I.23 „Mechanika ciała stałego, cieczy i gazów”, podtemat 5.4.

2. Aparatura pomiarowa

Pomiary koncentracji elektronów przeprowadzone zostały bezpośrednio w komorze wyładowczej lasera CO₂ typu TEA (rys. 1) za pomocą pary elektrod E_1 i E_2 o profilu zbliżonym do profilu Rogowskiego, o wymiarach $3,8 \times 50$ cm odległych od siebie o 2 cm. Z obu stron tych elektrod w odległości 5 cm umieszczono po jednej elektrodzie iskrowej (EI_1 i EI_2). Elektrody te stanowiły iskrowe linie długie po 25 przerw iskrowych o małej indukcyjności, gwarantujące krótki czas narastania prądu wyładowania prejonizującego. Każda z elektrod iskrowych zasilana była z kondensatora $C_{opr} = 18$ nF (na rys. 1 pokazano tylko układ zasilania elektrody EI_1) ładowanego przez opór R_0^* do napięcia U_{opr} . Rozładowanie kondensatora C_{opr} następuje po zadziałaniu iskiernika sterowanego JS inicjowanego impulsem napięciowym z układu zapłonowego. Prąd I_{pr} i napięcie U_{pr} wyładowania prejonizującego elektrod iskrowych mierzono odpowiednio za pomocą pasa Rogowskiego PR i szybkiej sondy napięciowej SN [7]. Wyładowanie prejonizujące emituje silne promieniowanie ultrafioletowe jonizujące gaz zawarty w komorze lasera, a więc również gaz znajdujący się między elektrodami pomiarowymi E_1 i E_2 . Elektrody te połączone są z kondensatorem o dużej pojemności $C_{one} = 4$ μ F ładowanym przez opór R_0 do napięcia U_{one} . Do elektrod E_1 i E_2 przyłożona jest więc stała różnica potencjałów U_{one} , czyli stałe pole elektryczne wymuszające ruch elektronów uzyskanych dzięki fotojonizacji.



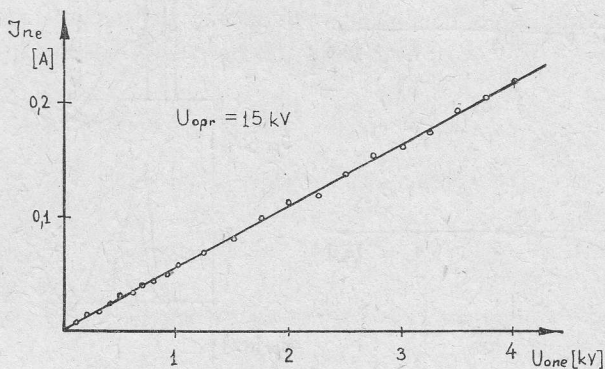
Rys. 1. Schemat aparatury pomiarowej. Oznaczenia jak w tekście

Natężenie prądu I_{ne} w obwodzie elektrod E_1 i E_2 wyznaczone na podstawie napięcia na bezindukcyjnym niskoomowym oporze pomiarowym R_{ne} (rys. 1) wyrażone jest następującą zależnością [8]:

$$I_{ne} = e \iint n_e v_D ds = e \bar{n}_e \bar{v}_D S, \quad (1)$$

gdzie całka we wzorze (1) liczona jest po powierzchni S przekroju poprzecznego słupa plazmy między elektrodami E_1 i E_2 , v_D jest prędkością dryfu elektronów określoną przez lokalne natężenia pola elektrycznego, a n_e – poszukiwaną koncentracją elektronów.

Wartości średnie \bar{n}_e i \bar{v}_D reprezentują wielkości uśrednione przestrzennie. Efektywna powierzchnia S może zmieniać się w zależności od składu mieszaniny gazowej ze względu na przestrzenną niejednorodność koncentracji fotoelektronów w kierunku poprzecznym do elektrod E_1 i E_2 (w kierunku od źródeł promieniowania do osi geometrycznej elektrod). Jednakże szacunkowa ocena tego wpływu, jak również wpływu rozkładu pola pomiędzy elektrodami E_1 i E_2 na wartość efektywnej powierzchni S wykazała, że zmiany tej powierzchni są mniejsze od 20%. Dlatego w niniejszej pracy przyjęto wartość geometryczną powierzchni elektrod.



Rys. 2. Zależność szczytowej wartości prądu I_{ne} od napięcia U_{one} na kondensatorze C_{one} ($U_{opr} = 15$ kV)

Opisana metoda pomiaru koncentracji elektronów jest słuszna pod warunkiem, że powielanie elektronów na skutek jonizacji Townsenda daje pomijalny wkład do mierzzonego prądu I_{ne} . Dla występujących w eksperymencie mieszanin gazowych oraz wartości natężeń pola między elektrodami, zanik elektronów na skutek przylepiania czy rekombinacji przewyższa znacznie wzrost na skutek procesu Townsenda. Obliczone [9] wartości pierwszego współczynnika Townsenda α oraz współczynnika przylepiania a pokazują, że $a/\alpha > 10^4$.

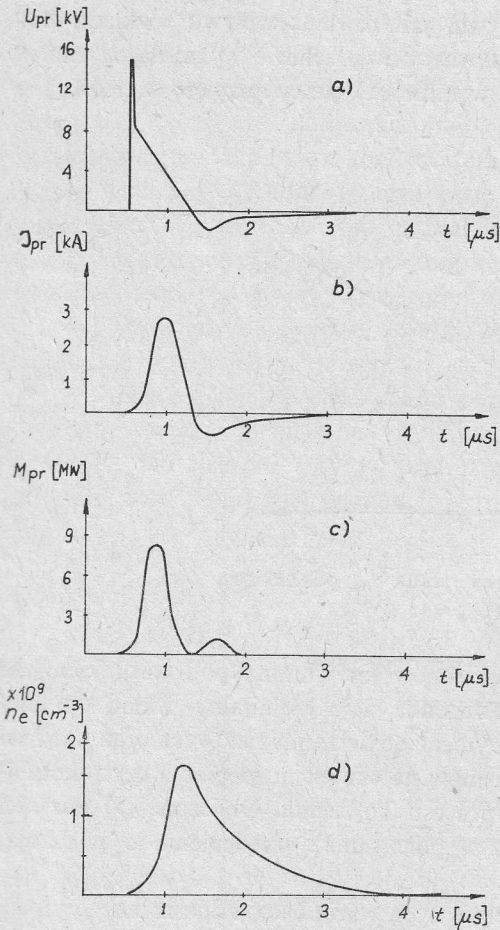
Aby stwierdzić, czy pomiary wykonane były w tych warunkach, zmierzono szczytową wartość prądu I_{ne} w zależności od przyłożonego napięcia U_{ne} dla ustalonych warunków prejonizacji. Liniowa zależność $I_{ne} = f(U_{ne})$ wskazuje, że warunek ten jest zachowany (rys. 2).

3. Wyniki badań eksperymentalnych i dyskusja

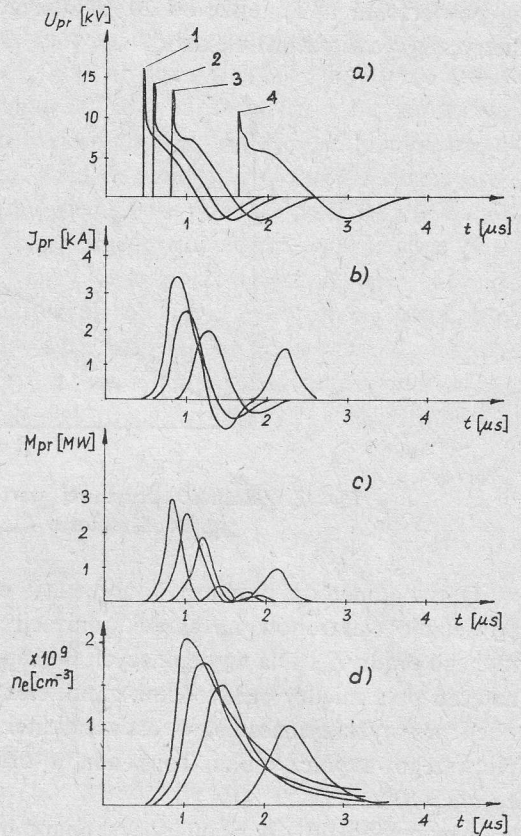
Pomiary przeprowadzono dla mieszaniny gazów He:CO₂:N₂ w stosunku objętościowym 8:1:1 przepływającej przez komorę wyładowczą lasera z szybkością 3 l/min pod ciśnieniem 1 atm. Dla tej mieszaniny oraz dla napięcia na elektrodach $U_{one} = 1,5$ kV (czyli $E/p = 0,75$ kV/cm atm), prędkość dryfu elektronów $v_D = 2,3 \cdot 10^6$ cm/s [10].

Na rys. 3 pokazano dla przykładu przebiegi czasowe U_{pr} , I_{pr} oraz n_e , a także wyznaczony na podstawie pierwszych dwóch parametrów przebieg mocy M_{pr} dostarczonej do iskrowego wyładowania prejonizującego. Wszystkie przebiegi na rys. 3 uzyskano dla

napięcia zasilania $U_{opr}=15$ kV, a więc dla ustalonej wartości energii dostarczonej do wyładowania. Jak widać, prąd wyładowania prejonizującego osiąga w szczycie prawie wartość 3 kA, a moc około 8 MW. Dzięki dobremu dopasowaniu obwodu wyładowania



Rys. 3. Typowe przebiegi czasowe: a) napięcie U_{pr} , b) prądu I_{pr} , c) mocy M_{pr} dostarczonej do wyładowania prejonizującego oraz d) koncentracji elektronów w mieszaninie He : N₂ : CO₂ = 8 : 1 : 1. Napięcie zasilania $U_{opr}=15$ kV

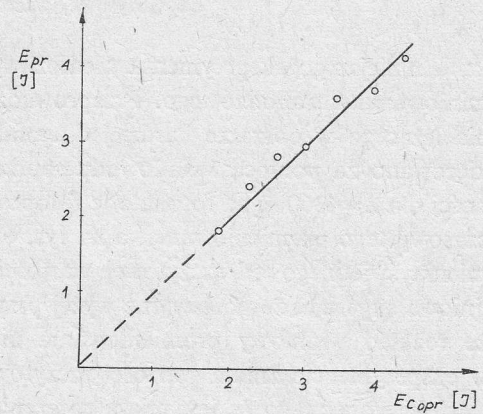


Rys. 4. Przebiegi czasowe: a) napięcia U_{pr} , b) prądu I_{pr} , c) mocy M_{pr} wyładowania prejonizującego oraz d) koncentracji elektronów dla napięć zasilania odpowiednio 1 – 17 kV, 2 – 15 kV, 3 – 13 kV i 4 – 11 kV

prejonizującego energia dostarczana jest do wyładowania w bardzo krótkim czasie. Przebieg prądu I_{pr} ma charakter impulsu o szerokości połówkowej 400 ns z niewielkim przrzutem. W tych warunkach uzyskano dużą efektywność iskrowych elektrod prejonizacji, gdyż szczytowa koncentracja elektronów (rys. 3d) osiąga wartość $1,7 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$.

Podobne przebiegi U_{pr} , I_{pr} , M_{pr} i n_e uzyskano dla innych napięć zasilania U_{opr} , a więc innych wartości energii dostarczonych do wyładowania prejonizującego (rys. 4). Aby sprawdzić, jakie energie przekazywane są z kondensatorów C_{opr} do iskrowego wyłado-

wania przy napięciach U_{opr} od 11 do 17 kV, wyznaczono na podstawie przebiegów I_{pr} i U_{opr} wartości energii E_{pr} absorbowane przez to wyładowanie. E_{pr} obliczono całkując graficznie przebiegi mocy M_{pr} uzyskane przez mnożenie odpowiednich rzędnych I_{pr} i U_{pr} . Rys. 5 przedstawia zależność wyznaczonej w ten sposób energii E_{pr} od energii E_{Copr} traconej przez kondensatory podczas wyładowania. Z wykresu widać, że w granicach błędów pomiarowych praktycznie cała energia E_{Copr} tracona przez kondensatory dostarczana jest do wyładowania prejonizującego. Wynika stąd, że inne elementy obwodów prejonizacji, a więc iskiernik (IS na rys. 1) oraz doprowadzenia pochłaniają znikomą część energii E_{Copr} . Niewielki przerzut przebiegów napięciowego U_{pr} i prądowego I_{pr} do wartości ujemnych (rys. 3a, b) świadczy o występowaniu w obwodach małej impedancji o charakterze indukcyjnym (indukcyjność doprowadzeń, kondensatorów C_{opr} i iskiernika IS). Otrzy-

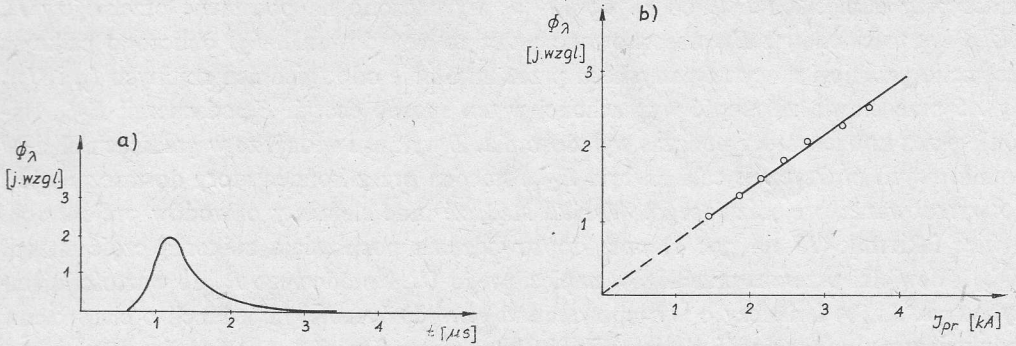


Rys. 5. Zależność energii E_{pr} dostarczonej do wyładowania prejonizującego od energii E_{Copr} traconej przez kondensator C_{opr}

mana w eksperymencie efektywność przekazywania energii do wyładowania prejonizującego potwierdza omówione wyżej uwagi dotyczące dobrego dopasowania obwodów prejonizacji do elektrod iskrowych, krótkiego czasu trwania impulsu prądowego, a także uzasadnia wysoką wartość mierzonej koncentracji elektronów uzyskanych dzięki fotojonizacji gazu.

Jednym z ważniejszych parametrów wyładowania prejonizującego, który bezpośrednio wpływa na natężenie i rozkład spektralny promieniowania ultrafioletowego emitowanego przez to wyładowanie jest natężenie prądu I_{pr} . Po pierwsze, jak widać z przebiegów przedstawionych na rys. 3, kształt i amplituda impulsu prądowego I_{pr} determinują w głównej mierze przebieg czasowy mocy M_{pr} dostarczonej do wyładowania. Po drugie, wartość szczytowa prądu I_{pr} wpływa bezpośrednio na szczytową wartość temperatury elektronów w wyładowaniu iskrowym, która decyduje o maksymalnym obsadzeniu wysokoenergetycznych poziomów wzbudzenia atomów czy molekuł, a więc i o maksymalnym natężeniu strumienia wysokoenergetycznych fotonów emitowanego promieniowania ultrafioletowego [6].

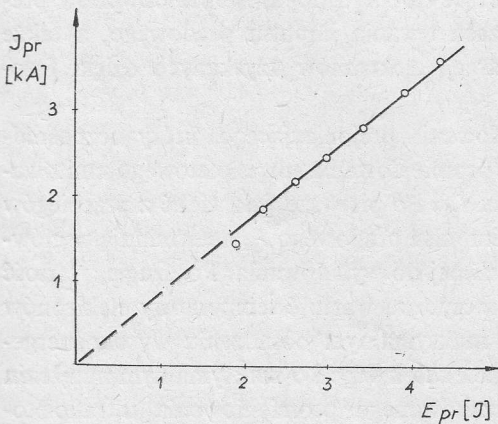
Można więc przypuszczać, że maksymalne natężenie promieniowania ultrafioletowego, będącego bezpośrednią przyczyną fotojonizacji gazu jest proporcjonalne do szczytowej wartości natężenia prądu I_{pr} . Przypuszczenie to ma szczególne znaczenie, gdyż w warun-



Rys. 6. a) Typowy przebieg czasowy natężenia promieniowania Φ_λ emitowanego przez wyładowanie prejonizujące w obszarze $\lambda=4360 \text{ \AA}$. b) Zależność szczytowej wartości natężenia promieniowania Φ_λ od szczytowej wartości natężenia prądu I_{pr} .

kach niniejszego eksperymentu niemożliwym było wykonanie pomiarów natężenia promieniowania ultrafioletowego. Przeprowadzono jedynie pomiary natężenia promieniowania leżącego w obszarze bardziej długofalowym. Promieniowanie gazu z obszaru iskry kierowano za pomocą światłowodu poprzez filtr Hg Mon o maksymalnej przepuszczalności dla $\lambda=4360 \text{ \AA}$ na fotokatodę fotopowielacza. Na rys. 6a pokazano typowy przebieg czasowy tego promieniowania, a na rys. 6b zależność szczytowej wartości natężenia strumienia świetlnego od szczytowej wartości prądu I_{pr} wyładowania. Uzyskana zależność liniowa sugeruje, że postawione wyżej przypuszczenie może być słuszne, pod warunkiem, że rozkład widmowy promieniowania niewiele zmienia się w zakresie występujących w eksperymencie zmian wartości szczytowych prądu I_{pr} .

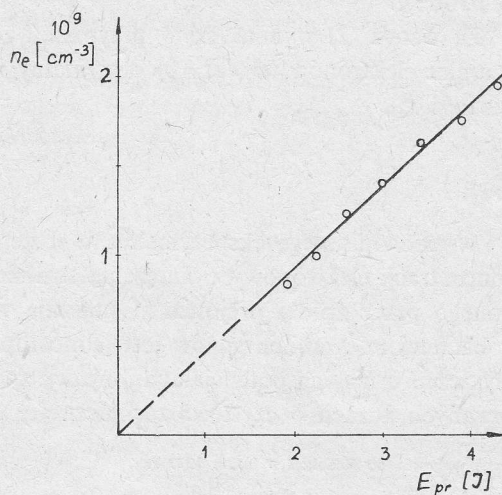
Jeśli wobec tego I_{pr} jest miarą natężenia promieniowania ultrafioletowego, to należało wykonać szczególnie starannie pomiary tego parametru.



Rys. 7. Zależność szczytowej wartości natężenia prądu I_{pr} wyładowania prejonizującego od energii E_{pr} dostarczonej do wyładowania

Na rys. 7 pokazano wyniki pomiarów wartości szczytowych I_{pr} w zależności od energii E_{pr} dostarczonej do iskrowych wyładowań prejonizacyjnych. Stwierdzono, że w granicach błędów pomiarowych najlepszym przybliżeniem tej zależności jest zależność liniowa.

Aby określić wpływ energii prejonizacji E_{pr} na koncentrację fotoelektronów w badanym laserze CO_2 typu TEA, a tym samym usiłować wyjaśnić, jakie procesy fotojonizacji dominują w warunkach tego eksperymentu, wykonano pomiary szczytowych wartości koncentracji elektronów w funkcji E_{pr} . Wyniki przedstawiono na rys. 8. Również i w tym przypadku uzyskano zależność liniową. Jeśli uznać za słuszne postawione wyżej przypuszczenie o proporcjonalności natężenia promieniowania ultrafioletowego do I_{pr} , to na podstawie wyników przedstawionych na rys. 7 i 8 można wnioskować, że w warunkach eksperymentu, przeprowadzonego wprawdzie dla stosunkowo wąskiego zakresu energii E_{pr} , szczytowa wartość koncentracji elektronów jest proporcjonalna do natężenia promieniowania ultrafioletowego. Fakt ten sugeruje, że dominującym procesem fotojonizacji jest w opisanym eksperymencie fotojonizacja jednostopniowa.



Rys. 8. Zależność szczytowej wartości koncentracji elektronów n_e od energii E_{pr} dostarczonej do wyładowania prejonizującego

R. V. Babcock i współautorzy [6] badali widmo promieniowania emitowanego przez wyładowanie iskrowe w mieszaninie gazów $\text{He:N}_2:\text{CO}_2$ o składzie objętościowym odpowiednio 8:1:1 przy ciśnieniu jednej atmosfery. Stwierdzili oni, że wskutek silnej absorpcji przez molekuly CO_2 promieniowanie krótsze od 1150 \AA jest praktycznie pochłaniane całkowicie na odległości kilku milimetrów od wyładowania iskrowego. Najniższy potencjał jonizacji spośród składników tej mieszaniny ma molekula CO_2 . Wynosi on $14,4 \text{ eV}$, a więc odpowiada energii fotonów o długości fali 862 \AA . Wobec tego żaden ze składników badanej mieszaniny gazów nie może być jonizowany w procesie jednostopniowym w odległościach rzędu centymetrów od źródła promieniowania (w niniejszym eksperymencie odległość od iskrowych elektrod prejonizacji do elektrod, za pomocą których mierzono koncentrację elektronów wynosiła 5 cm). Z uwagi na wysokie ciśnienie mieszaniny gazów nie może być również mowy o dyfuzji elektronów z warstwy gazu bezpośrednio przyległej do elektrod iskrowych do obszaru badanego. Występowanie wysokich koncentracji fotoelektronów w badanym obszarze można wytłumaczyć albo istnieniem procesów wielostopniowej jonizacji (np. dwustopniowej jonizacji molekuly CO_2), albo też jonizacją obcych molekuly o znacznie niższym potencjale jonizacji (np. molekuly orga-

nicznych o niskich potencjałach jonizacji zawartych zwykle w gazach o czystości technicznej). Przypuszczenie o znaczącej roli zanieczyszczeń w procesie fotojonizacji w mieszaninie He:CO₂:N₂ było między innymi postawione w pracy [11]. Zmianę koncentracji elektronów w mieszaninie He:N₂:CO₂ o składzie 8:1:1, w której dominującym mechanizmem zaniku elektronów jest przylepianie przez dysocjujące molekuly CO₂ [9] można wyrazić w przypadku jednostopniowego procesu fotojonizacji następująco:

$$\frac{dn_e}{dt} = N_0 \Phi_j \sigma_j - \delta_p n_e, \quad (2)$$

gdzie N_0 – koncentracja molekuł zanieczyszczeń, Φ_j – natężenie strumienia fotonów jonizujących, σ_j – przekrój czynny na fotojonizację, δ_p – współczynnik przylepiania elektronów.

Ze wzoru (2) wynika, że w przypadku równowagi pomiędzy procesem fotojonizacji i zaniku elektronów ($dn_e/dt=0$) otrzymamy następującą zależność określającą szczytową wartość n_e

$$n_e = \frac{N_0 \Phi_j \sigma_j}{\delta_p}. \quad (3)$$

Wyniki opisanego eksperymentu, a szczególnie uzyskana proporcjonalność szczytowej koncentracji elektronów do natężenia strumienia promieniowania ultrafioletowego emitowanego przez źródła prejonizacji sugerują więc, że dominującym procesem prejonizacji w badanej mieszaninie gazów jest jednostopniowa fotojonizacja pewnych cząstek zanieczyszczeń o niskich potencjałach jonizacji znajdujących się w niewielkich ilościach w stosowanych gazach o czystości technicznej.

Praca wpłynęła do Redakcji w lutym 1977 r.

Literatura

- [1] M. C. Richardson, K. Leopold, P. Burtyn, *A 300-J Multigigawatt CO₂ Laser*. IEEE J. Quant., QE-9, 236, 1973.
- [2] O. P. Judd, J. Y. Wada, *Investigation of a UV Preionized Electrical Discharge and CO₂ Laser*. IEEE J. Quant., QE-10, 12, 1974.
- [3] Z. Rozkwitalski, *Atmospheric Pressure CO₂ Laser with UV Photopreionization*. Bull. de LA'cademie Pol. Ser. Techn. 22, 95, 1974.
- [4] Z. Rozkwitalski, M. Grodel, *Badania optymalizacyjne impulsowego lasera CO₂ z prejonizacją fotonową*. Biul. IMP PAN nr 867, 1976.
- [5] H. I. I. Seguin, J. Tulip, D. Mc Ken, *UV Photoionization Density Measurements in TEA Lasers*. Appl. Phys. Lett., 23, 344, 1973.
- [6] R. V. Babcock, I. L. Liberman, W. D. Partlow, *Volume Ultraviolet Preionization from Bare Sparks*. IEEE J. Quant, QE-12, 29, 1976.
- [7] M. Grodel, Z. Rozkwitalski, *Pomiary wysokoprądowych impulsów o nanosekundowym czasie narastania*. Biul. IMP PAN nr 16/886/77.
- [8] A. von Engel, *Ionized Gases*. Oxford University Press, 1965.
- [9] I. I. Lowke, A. V. Phelps, B. W. Irwin, *Predicted Electron Transport Coefficients and Operating Characteristics of CO₂-N₂ - He Laser Mixtures*, J. Appl. Phys. 44, 4664, 1973.

- [10] O. P. Judd, *The Effect of Gas Mixture on the Electron Kinetics in the Electrical CO₂ Gas Laser*. J. Appl. Phys. 45, 4572, 1974.
- [11] A. J. Palmer, I. Y. Wada, *UV Preionization Mechanisms in CO₂ TEA Lasers*. IEEE J. Quant., Electr. (1974 Int. Quantum Electronics Conf. Dig. Tech. Papers) QE-10, 750, 1974.

Влияние преионизационной энергии на концентрацию фотоэлектронов в лазере CO₂ типа TEA

Резюме

В работе представлен простой и успешный метод измерения концентрации фотоэлектронов преионизации в условиях выступающих в лазерах CO₂ типа TEA.

Произведены измерения концентрации электронов в смеси He : CO₂ : N₂ при объемном составе 8 : 1 : 1 и при давлении 1 атм, а также исследования влияния энергии доставляемой к источнику преионизации на значение концентрации электронов.

Результаты эксперимента внушают, что доминирующим процессом преионизации является одноступенчатая фотоионизация органических молекул, обладающих низкими потенциалами ионизации, выступающих обычно в технически чистых газах.

The Influence of Preionization Energy on the Number Density of Photoelectrons in a TEA CO₂ Laser

Summary

A simple and effective method of measuring the number density of preionization photoelectrons in conditions met in TEA CO₂ lasers has been presented in the paper.

The number density of electrons in a He : CO₂ : N₂ mixture having the proportion of components equal to 8 : 1 : 1 (by volume) and pressure of 1 atmosphere has been measured. The effect of energy delivered to the preionization source on the electron number density has been investigated.

The results of experiment suggest that a single-step photoionization of organic molecules having low ionization potential, usually present in industrial grade gases, is the dominating preionization process.