ACADEMIA DE ȘTIINȚE A MOLDOVEI INSTITUTUL DE INGINERIE ELECTRONICĂ ȘI NANOTEHNOLOGII "D. GHIȚU"

Cu titlul de manuscris CZU 533.9

HÎRBU AREFA

PROCESE DE EXCITARE ȘI RELAXARE A MOLECULELOR ÎN MEDII GAZOASE

Specialitatea științifică 133.01 Procese fizice în gaze și în plasmă

Teza de doctor în științe fizice

Conducător științific:

Canțer Valeriu,

prof.univ., dr.hab. şt. fiz.-mat., acad., Specialitatea ştiințifică 01.04.10 Fizica semiconductorilor și dielectricilor

Consultant științific:

Topală Pavel,

prof.univ., dr.hab.tehn. Specialitatea științifică 242.05 Tehnologii, procedee și utilaje de prelucrare

Autorul:

Chişinău, 2016

© Hîrbu Arefa, 2016

CUPRINS

ADNOTARE	5
LISTA ABREVIERILOR	8
INTRODUCERE	9
1. STADIUL ACTUAL PRIVIND OBȚINEREA ȘI APLICAREA PLASMEI	16
1.1. Generalități	16
1.2. Descărcarea Townsend și străpungerea sub formă de strimer	20
1.3. Tabloul general al dezvoltării străpungerii	23
1.4. Stadiul generării avalanșelor	25
1.5. Efectul accelerării continue	28
1.6. Considerații teoretice privind obținerea plasmei în medii gazoase (aer)	34
1.7. Analiza teoretică a condițiilor de amorsare a descărcărilor electrice în gaze	38
1.8. Străpungerea Townsend în gaze	42
1.9. Analiza proceselor la descărcare electrică în gaze	45
1.10. Metode de excitare a nivelelor energetice oscilatorii	51
1.11. Concluzii la capitolul 1	56
2. METODICA EFECTUĂRII CERCETĂRILOR	58
2.1. Instalația experimentală pentru determinarea constantei de timp de relaxare a energiei în medii gazoase	1
2.2. Instalatia evnerimentală de formare a plasmei	50
2.2. Instatația experimentată de formare a plasmer	01
2.4. Metodica cercetării interacțiunii plasmei cu substanța	05
2.5 Metodica cercetării proprietăților de emisie opțică a radiației plasmei opținută prin evci	tare
în scînteie	69
2.6. Perfecționarea instalației experimentale	71
2.6. Concluzii la Capitolul 2	75
3. FORMAREA ȘI OBȚINEREA PLASMEI	76
3.1. Apariția străpungerii în medii gazoase	76

3.2. Fenomene însoțitoare formării plasmei	77
3.3. Rezultatele experimentale privind determinarea constantei de timp de relaxare oscilator-	
tranziționale a moleculelor	84
3.4. Experimentele proprii privind formarea plasmei în interstițiu	93
3.5. Concluzii la capitolul 3	96
4. INTERACȚIUNEA PLASMEI CU MEDII SOLIDE	97
4.1. Procese fizice în interstițiu la descărcările electrice în impuls	97
4.2. Interacțiunea radiației plasmei cu sticle optice	99
4.3. Interacțiunea plasmei cu suprafețele metalice	107
4.4. Analiza morfologiei (SEM) și compoziției chimice (EDX) a suprafețelor prelucrate	112
4.5. Concluzii la capitolul 5	116
CONCLUZII GENERALE ȘI RECOMANDĂRI	117
BIBLIOGRAFIE	119
DECLARAȚIA PRIVIND ASUMAREA RĂSPUNDERII	129
CV-UL AUTORULUI	130

ADNOTARE

Autorul tezei – Hîrbu Arefa.

Titlul tezei – *Procese fizice de excitare și relaxare a mediilor gazoase*. Teza de doctorat cuprinde: o introducere, cinci capitole, concluzii generale, bibliografie care cuprinde 122 titluri, 123 pagini (pînă la bibliografie), 166 formule, 47 figuri, 3 tabele. Rezultatele obținute sînt publicate și/sau comunicate în 44 lucrări științifice apărute în reviste de specialitate sau în volumele manifestărilor științifice care au fost prezentate oral sau în poster.

Cuvinte cheie: descărcări electrice în impuls, plasmă, excitare, relaxare, mediu gazos, sticlă optică, suprafețe metalice.

Domeniul de studiu – fizică.

Scopul tezei a fost interpretarea și prezentarea rezultatelor obținute în cercetarea teoretică și experimentală a proceselor fizice de excitare și relaxare a mediilor gazoase în vederea obținerii plasmei, respectiv analiza interacțiunii ei cu substanță.

Obiectivele lucrării: i) prezentarea stadiului actual privind cercetările în domeniul proceselor fizice de excitare și relaxare a particulelor care compun mediile gazoase; ii) prezentarea unor considerații teoretice și experimentale a condițiilor de obținere a plasmei în condiții de laborator; iii) proiectarea și realizarea instalației experimentale pentru obținerea plasmei în condiții de laborator; iv) prezentarea unui model matematic referitor la cercetarea proceselor fizice în medii gazoase și a interacțiunii plasmei cu substanță; v) prezentarea rezultatelor experimentale obținute în studiul interacțiunii plasmei produse în dispozitivul realizat în cadrul tezei, cu corpuri solide.

Elementele originale obținute și prezentate în cadrul tezei: i) proiectarea și realizarea unor electrozi de construcție specială utilizați în obținerea plasmei prin descărcări în impuls, fără să necesite dispozitive auxiliare pentru producerea preionizării mediului gazos; ii) utilizarea plasmei pentru excitarea multifotonică a moleculelor din sticla optică și generarea radiației secundare; iii) obținerea micro - și nano-structurilor la interacțiunea plasmei, din dispozitivul realizat în cadrul tezei, cu suprafețele metalice.

Problema științifică importantă soluționată în cadrul tezei: fundamentarea științifică a proceselor fizice de excitare și relaxare a moleculelor mediilor gazoase în vederea obținerii plasmei și interacțiunii ei cu substanță (sticle optice colorate și suprafețe metalice).

АННОТАЦИЯ

Автор диссертации – Хырбу Арефа.

Тема диссертации – Физические процессы возбуждения и релаксации газовых сред. Работа состоит из введения, пяти глав, выводов, библиографии, включающей 122 наименований, 123 страницы (до библиографии), 166 формул, 53 рисунков, 4 таблицы. Полученные результаты опубликованы и/или представлены в 44 научных работах в журналах по специальности и в сборниках устных докладов или постеров.

Ключевые слова: электрические импульсные разряды, плазма, возбуждение, релаксация, газовая среда, оптическое стекло, металлические поверхности.

Область исследования – физика.

Целью диссертации является интерпретация и представление результатов, полученных теоретико-экспериментальными исследованиями физических процессов возбуждения и релаксации газовых сред для получения плазмы и, соответственно, анализ ее взаимодействия с веществом.

Задачи диссертации: i) представление текущего состояния по проблеме исследований физических процессов возбуждения и релаксации частиц, входящих в состав газовых сред; ii) представление некоторых теоретических и экспериментальных предпосылок условий получения плазмы в лабораторных условиях; iii) проектирование и разработка экспериментальной установки для получения плазмы в лабораторных условиях; iv) представление математической модели по исследованию физических процессов в газовых средах и взаимодействию плазмы с веществом; v) представление экспериментальных результатов исследования взаимодействия плазмы, полученной в разработанном в диссертации устройстве, с твердым веществом.

Новизна и научная оригинальность работы: і) проектирование и разработка электродов специальной конструкции, используемых ДЛЯ получения плазмы электрических без вспомогательных устройств импульсных разрядов для предварительной ионизации исследуемой газовой среды; іі) использование плазмы для многофотонного возбуждения молекул оптического стекла и появления вторичного излучения в нем; ііі) исследование взаимодействия плазмы, получаемой при помощи разработанного в диссертации устройства, с металлическими поверхностями с целью получения микро- и наноструктур.

Решаемая научная проблема: научное обоснование физических процессов возбуждения и релаксации молекул газовых сред с целью получения плазмы и ее взаимодействия с веществом (цветными оптическими стеклами и металлической поверхностью).

ANNOTATION

Author of the thesis – Hirbu Arefa.

Title of the thesis – Physical processes of excitement and relaxation of gaseous media. **The paper consists** of introduction, five chapters, general conclusions, bibliography containing a list of 122 sources, 123 pages (until the bibliography), 166 formulas, 53 figures, and 4 tables. The obtained results are published or/and presented in 44 scientific papers in specialty journals or volumes of scientific exhibitions presented oral or by poster.

Key words: electrical discharges in impulse, plasma, excitement, relaxation, gaseous medium, optical glass, metal surfaces.

Field of study – physics.

The purpose of dissertation was interpretationd and presentation of obtained results of theoretico-experimental investigations aimed at the physical processes of excitement and relaxation of gaseous media in view of plasma formation and, respectively, analisys of its interaction with the substance.

The objectives of dissertation are: i) presentation of actual state on the investigations of physical processes of excitement and relaxation of particles contained in the gaseous media; ii) presentation of theoretical and experimental considerations on the conditions of plasma formation in the laboratory conditions; iii) design and development of experimental setup for plasma formation in the laboratory conditions; iv) presentation of mathematical model on the investigations of physical processes in the gaseous media and plasma interaction with the substance; v) presentation of experimental results obtained at the study of interaction of plasma produced by developed in the thesis device with solid substance.

Original elements obtained and presented in the dissertation: i) design and development of electrodes of special construction used for pulsed electrical discharge plasma formation without additional devices for preventive ionization of the studied gaseous medium; ii) the use of the plasma in multiphotonic excitement of optical glass molecules and the appearance of secondary radiation in it; iii) micro- and nano-structures formation by interaction of plasma obtained by the use of developed in the thesis device with metal surfaces.

The important scientific problem: scientific explixation of physical processes of excitement and relaxation of gaseous media molecules with the aim of plasma formation and its interaction with substance (color optical glass and metal surfaces).

LISTA ABREVIERILOR

DEI – descărcări electrice în impuls

VT – vibration-rotation (nivele energetice VT ale moleculelor = nivele energetice oscilatorrotationale ale moleculelor)

VV – vibration-vibration (relaxarea VV a moleculelor = relaxarea oscilator-oscilatorie a moleculelor)

IKS = ИКС - sticla infraroşie = инфракрасное стекло

TS = TC - sticla întunecată = темное стекло

UFS = $У\Phi C$ – sticla ultravioletă = ультрафиолетовое стекло

REI = IER - Relaxarea Electronică Inversă = Inverse Electronic Relaxation

IR – infraroşu

Ecl. - eclator

Osc. - osciloscop

- SEM Scanning Electron Microscopy (microscopie electronică de scanare)
- EDX Energy Dispersive X-ray analysis (analiza roentgeno-structurală)

str - străpungere

- cr critic
- min minim
- max maxim
- el electronic
- osc oscilatoriu

INTRODUCERE

Descărcarea electrică în gaze prezintă o totalitate de procese ce apar la curgerea curentului electric prin substanța ce se află în stare gazoasă. În cazul cînd gazul atinge un anumit grad de ionizare el devine conductor și la aplicarea diferenței de potențial dintre electrozi prin el va curge curentul electric însoțit de apariția plasmei. Pentru susținerea descărcării în mediul gazos este necesară existența unui cîmp electric, deoarece plasma poate exista numai în cazul cînd electronii obțin în acest cîmp o energie suficientă să ionizeze moleculele și/sau atomii gazului, iar numărul ionilor pozitivi și de respectiv de electroni din unitatea de volum este suficient de mare pentru ca anumite proprietăți fizice ale mediului astfel ionizat să depindă substanțial de prezența lor. Sistemul nou creat va fi intr-o stare staționară în momentul în care numărul ionizărilor din unitatea de volum și în unitatea de timp va deveni egal cu numărul recombinărilor ioni-electroni din aceeși unitate de volum și eventual a pierderilor prin difuzie prin suprafața ce limitează volumul considerat.Un mediul gazos în condiții normale nu este capabil să conducă curentul electric dar, așa cum a fost precizat mai sus, sunt create condiții astfel încât în fiecare unitate de volum să fie creați ioni pozitivi și electroni peste o anumită limită, acel gaz ionizat devine un conductor de electricitate.

În prezent, prin descărcare electrică se subînțelege un sistem fizic în care prin gazul ionizat curge un curentul electric datorită proceselor de apariție a ionizării atomilor și/sau moleculelor astfel încât gazul ionizat poate conduce curentul electric sub acțiunea unui cîmp electric. Pentru producerea descărcărilor electrice în gaze se folosesc surse ce crează fie un cîmp electric constant, ca în cazul descărcărilor în curent continuu sau dc (de la *direct current*), fie surse care crează un cîmp electric variabil, de frecvențe diferite cuprinse între unități de Hz pînă la 10^{14} Hz. Acestea din urmă fiind cunoscute sub denumri diferite funcție de frecvența cîmpului electric alternativ cur ar fi: descărcări de joasă frecvență, descărcări de radiofrecvență (*rf*), descărcări de microunde (*mw*) și altele.

Descărcările în gaze pot fi autonome și neautonome. Descărcarea autonomă este acea descărcare care nu necesită surse exterioare de ionizare sau alți factori externi pentru existența descărcării. O descărcare este neautonomă dacă pentru producerea și menținerea ei sunt necesari factori suplimentari, externi care să contribuie la producerea ionilor și electronilor din sistem. Descărcarea autonomă este mai răspîndită decît descărcarea neautonomă.

O altă clasificare a descărcărilor electrice în gaze se face funcție de evoluția în timp a parametrilor fizici. Din acest punct de vedere pot fi descărcări electrice staționare și respectiv nestaționare (în impuls).

De regulă, pentru producerea unei descărcări electrice în gaze se folosește o incintă din sticlă în care se află un gaz la o anumită presiune și în care sunt introduși doi electrozi așezați la o anumită distanță unul față de celălalt. În cazul descărcărilor electrice produse în câmpuri electrice alternative de radiofrecvență sau în cazul unor descprcări în impuls, electrozii necesari creării câmpului electric pentru producerea descărcării se pot monta în exteriorul incintei de descărcare și pot avea structuri speciale funcție de natura cuplajului. Astfel, cei doi electrozi pot constitui armăturile unui capacitor, cuplat la sursa de tensiune exterioară, pentru generarea unei descărcări cuplată capacitiv sau, electrozii exteriori se pot reduce la o bobina ce aparține circuitului de sarcină a sursei de alimenatre a descărcării, în cazul unei descărcări cuplată inductiv.

În cele ce urmează, consideratiile referitoare la descărcările electrice vor avea în vedere o configurație standard în care electrozii necesari creării câmpului electric se află în interiorul incintei de descărcare. O descărcare electrică în gaze este totdeauna precedată de ceea ce se definește ca "străpungerea gazului". Astfel, dacă la electrozii descărcării se aplică o tensiune nu prea mare (~ 10 V) nu va avea loc nici un fel de efect de formare a plasmei în gaz (intensitatea curentului ce va curge prin sistem va fi mic ~ 10^{-15} A). De asemenea, este cunoscut faptul că în aer, în condiții normale (presiunea atmosferică normală 760 Torr și temperatura de 293 K), în lipsa cîmpului electric, într-un cm³ există circa 10³ perechi de ioni pozitivi-electroni (și ioni negativi). Se consideră că, străpungerea sau aprinderea descărcării are loc în cazul cînd în fiecare volum unitar (1 cm⁻³) a mediului gazos a luat naștere un număr suficient de mare de particule încărcate (~ 10^6 cm⁻³). Initial descărcarea în gaze are caracter neautonom, particulele încărcate aflate în sistem (cele circa 10^3 perechi de ioni pozitivi-electroni în fiecare cm⁻³) fiind rezultatul unor cauze aleatoare exterioare. Dar, sub acțiunea unei surse externe capabilă să stimuleze procesul de ionizare a gazului, astfel încât numărul perechilor de ioni pozitivi-electron să crească se poate aprinde o descărcare, acesata devenind autonomă. O astfel de situație se poate realiza dacă intensitatea câmpului electric dintre cei doi electrozi ai descărcării atinge o careva valoare limită care va corespunde la ceea ce se numește tensinea de aprindere sau de străpungere a descărcării sau tensiunea Paschen.

Este cunoscută legea Paschen, pentru care tensiunea de străpungere U a mediului depinde de produsul dintre presiunea gazului P și a mărimii distanței dintre electrozii descărcării d, (adică $P \cdot d$) și nu separat de P și respectiv lungimea distanței d. Conform legii Paschen tensiunea minimală de amorsare, străpungere sau de aprindere a descărcării în gaze între doi electrozi plani este o mărime constantă pentru aceleași valori ale produsului $P \cdot d$. Sub acțiunea cîmpului electric gazul se ionizează. Ionizarea are loc datorită ciocnirii electronilor accelerați în cîmpul electric cu moleculele, respectiv atomii gazului neutru. În aceste condiții în gaz apare o avalanșă de particule încărcate, deoarece în procesul de ionizare participă noii electroni aparenți ca rezultat a ionizării. Acest proces de ionizare în lanț cu formarea noilor electroni liberi poartă denumirea de avalanșă electronică. Acest proces de ionizare a gazului decurge foarte rapid și mediul poate devini conductor electric într-un interval de timp cuprins între 10⁻⁷ și 10⁻³ s. După aprinderea descărcării evoluția ei spre diferite forme de manifestare este funcție de mai mulți factori cum ar fi: natura gazului, presiunea și temperatura lui, valoarea intensității cîmpului electric, respectiv gradul de ionizare atins în sistem. Funcție de acești parametri se pot obține următoarele tipuri de descărcari electrice în gaze:

- a) Descărcarea Townsend;
- b) Descărcarea luminiscentă;
- c) Descărcarea sub formă de arc electric;
- d) Descărcarea sub formă de scînteie;

e) Descărcarea sub formă de coroană.

Descărcarea Townsend autonomă, respectiv neautonomă corespunde unui proces quasistaționar de descărcare electrică în gaze pentru curenți de descărcare cu o densitate mai mică de circa 10^{-5} A/cm. Conform teoriei lui Townsend intensitatea curentului de descărcare este caracterizat de următorii trei parametri:

 α – primul coeficient Townsend, reprezintă numărul de procese de ionizare produse de un electron pe unitatea de drum (1 cm) în parcursul său spre anod;

 β – reprezintă numărul proceselor de ionizare produse de un ion pozitiv pe unitatea de drum (1 cm) în drumul lui spre catod;

 γ – al doilea coeficient Townsend reprezintă numărul de electroni secundari produși la suprafața catodului la impactul unui ion pozitiv. Acest coeficient poate fi măsurat din raportul numărului de electroni secundari emiși la catod și numărul total de ioni pozitivi care bombardează suprafața acestuia.

Acești parametri poartă denumirea de coeficienți Townsend. Valoarea lor este funcție de intensitatea cîmpului electric dintre anod și catod și de presiunea gazului din tubul de descărcare.

Descărcarea autonomă Townsend este numită și descărcare întunecată. Dacă densitatea intensității curentului electric depășește valoarea de circa 10^{-6} A/cm², descărcarea Townsend trece în descărcare luminiscentă. Descărcarea luminescentă reprezintă una dintre cele mai răspîndite și cele mai importante forme de descărcare în gaze. Acest tip de descărcare se numește descărcarea luminescentă datorită apariției în mediul activ a radiației din spectrul vizibil.

Descărcarea luminiscentă este o descărcare autosusținută cu catod rece. Definitoriu pentru descărcarea luminiscentă este procesul de emisie secundară a electronilor de la suprafața catodului metalic ca urmare a bombardamentului produs de ionii pozitivi.

Pentru distanțe relativ mari între cei doi electrozi și prin aplicarea unei diferențe de potențial suficiente între anod și catod, în spațiul dintre ei ia naștere o descărcare luminescentă caracterizată prin apariția unei succesiuni de spații mai luminose și respectiv mai întunecate ce corespund unor formațiuni de sarcini spațiale, respectiv de plasme neutre din punct de vedere electric. În general, aceste zone luminoase și întunecate sunt strict legate de procesele specifice ce au loc la catod și respectiv anod și ele vor forma două regiuni caracteristice, regiunea catodică și respectiv regiunea anodică. Între aceste două regiuni se formează coloana pozitivă. Acesata este considerată ca principala formațiune de plasmă dintr-o descărcare luminescentă. Trebuie precizat faptul că, orice descărcare luminescentă conține obligatoriu cele două regiuni catodică și anodică care ocupă spații finite specifice ce depind de natura și presiunea gazului și de tensiunea aplicată între catod și anod. Coloana pozitivă va ocupa spațiul dintre cele două regiuni și va avea o lungime ce depinde de distanța dintre catod și respectiv anod astfel că, la micșorarea distanței dintre cei doi electrozi lungimea coloanei pozitive se micșorează în mod corespunzător fiind prima zonă a unei decărcări luminescente care poate lipsi înainte de stingerea descărcării.

Plasma coloanei pozitive este în o plasmă de neechilibru. Electronii accelerați în cîmpul electric axial al coloanei capătă o energie cinetică medie de ordinul unui eV, ceea ce corespunde unei temperaturi a gazului electronic de ordinul 10⁴ K. Această valoare a temperaturii se menține datorită puterii mici de degajare a căldurii și capacității termice relativ mari a gazului. Gradul de ionizare a plasmei coloanei pozitive este mic, de regulă de ordinul a 10⁻⁶.

Cunoașterea legilor care guvernează formarea plasmei din volumul coloana pozitivă și în general în mediile gazoase este de interes atât pentru cunoașerea științifică în general, cât și pentru pentru dezvoltarea de tehnologii noi ce au la bază utilizarea plasmei ca sursă concentrată de energie. Mai mult, dezvoltarea tehnologiilor noi cu plasmă necesită cunoașterea proceselor ce au loc la interacțiunea plasmei cu suprafețele corpurilor în vederea producerii unor proprietăți noi, funcționale, permanente sau temporare funcție de necesități. În esență, principalele procese care contribuie la formarea și menținerea volumului de plasmă cât și la suprafața de interacție a plasmei cu suprafețele solide cu care interaționează sunt procese elementare de ciocnire electron sau ion cu atomii sau moleculele gazului, ciocnirea electron-ion sau cicnirile electron-electron si ion-ion. Aceste procese elementare pot corespunde unor ciocniri elastice, caz în care ciocnirile nu produc modificări ale starilor energetice interne ale partenerilor de ciocnire. Totodată ciocnirile pot fi inelastice, caz în care ele determina modificari ale starilor energetice interne ale

atomilor, moleculelor sau ionilor. În urma acestor procese inelastice pot lua naștere particole noi cum ar fi ionii pozitivi, prin ionizarea atomilor sau moleculelor la ciocnirea cu electronii energetici, sau pot lua naștere atomi ca urmare a proceselor de disociere a unor molecule, etc. Mai mult, ciocnirile electron-atom sau electron-moleculă pot produce modificări ale diferitelor stări energetice interne ale acestora ceea ce poate să conducă la generarea radiației plasmei prin procesele de dezexcitare a acestora. Aceste procese necesită, în multe cazuri, o abordare cuantică.

Unul dintre cele mai importante contribuții ale electronicii cuantice în spectroscopie și impicit fizica plasmei, îl prezintă studiul stărilor excitate modurilor de vibrație a moleculelor poliatomice. Excitarea poliatomică s-a transformat într-o metodă eficientă de cercetare a populării stărilor superioare de vibrație a moleculelor. Descrierea calitativă a excitărilor poliatomice a ncesitat studierea spectrelor de tranziție între stările energetice superioare de vibrație a moleculelor care a dus la apariția unei direcții noi și anume spectroscopia moleculară. În prezsent există o cunoaștere cantitativă și calitativă a proceselor fotofizice și fotochimice care au loc în moleculele poliatomice aflate într-un cîmp electric pe durata interacțiunii lor la rezonanță. Aceste procese prezintă în primul rînd interacțiunea modei de rezonanță cu radiație infraroșie și în al doilea rînd interacțiunea dintre modele oscilatorii între ele datorită anarmonismului. Ambele aceste procese sînt legate între ele și stă la baza caracteristicii moleculei poliatomice în cîmpul electromagnetic.

Scopul tezei a fost obținerea, interpretarea și prezentarea rezultatelor obținute în cercetarea teoretică și experimentală a proceselor fizice de excitare și relaxare a mediilor gazoase în vederea obținerii plasmei, respectiv analiza interacțiunii ei cu substanță.

Obiectivele tezei:

i) prezentarea stadiului actual privind cercetările în domeniul proceselor fizice de excitare și relaxare a particulelor care compun mediile gazoase;

ii) prezentarea unor considerații teoretice și experimentale a condițiilor de obținere a plasmei în condiții de laborator;

iii) proiectarea și realizarea instalației experimentale pentru obținerea plasmei în condiții de laborator;

iv) prezentarea unui model matematic referitor la cercetarea proceselor fizice în medii gazoase și a interacțiunii plasmei cu substanță;

v) prezentarea rezultatelor experimentale obținute în studiul interacțiunii plasmei produse în dispozitivul realizat în cadrul tezei, cu corpuri solide.

Elementele originale obținute și prezentate în cadrul tezei: i) proiectarea și realizarea unor electrozi de construcție specială utilizați în obținerea plasmei prin descărcări în impuls, fără să necesite dispozitive auxiliare pentru producerea preionizării mediului gazos; ii) utilizarea plasmei pentru excitarea multifotonică a moleculelor din sticla optică și generarea radiației secundare; iii) obținerea micro- și nano-structurilor la interacțiunea plasmei, din dispozitivul realizat în cadrul tezei, cu suprafețele metalice.

Problema științifică importantă soluționată în cadrul tezei: fundamentarea științifică a proceselor fizice de excitare și relaxare a moleculelor mediilor gazoase în vederea obținerii plasmei și interacțiunii ei cu substanță (sticle optice colorate și suprafețe metalice).

<u>Actualitatea</u> temei studiate și gradul de cunoștere în domeniu sunt susținute de următoarele:

– fundamentarea științifică a proceselor fizice de excitare și relaxare a moleculelor mediilor gazoase în vederea obținerii plasmei

– obținerea micro- și nano-structurilor la interacțiunea plasmei, din dispozitivul realizat în cadrul tezei, cu suprafețele metalice,

– contribuțiile aduse în cunoașterea proceselor de interacțiune cu corpuri solide a canalului de plasmă a descărcării electrice în impuls;

– contribuțiile aduse în utilizarea plasmei pentru excitarea multifotonică a moleculelor din sticla optică și generarea radiației secundare aplicații la construcția noilor tipuri de generatoare cuantice.

Noutatea științifică a rezultatelor obținute constau în:

 i) proiectarea şi realizarea unor electrozi de construcție specială utilizați în obținerea plasmei prin descărcări în impuls, fără să necesite dispozitive auxiliare pentru producerea preionizării mediului gazos;

ii) utilizarea plasmei pentru excitarea multifotonică a moleculelor din sticla optică și generarea radiației secundare;

iii) obținerea micro- și nano-structurilor la interacțiunea plasmei, din dispozitivul realizat în cadrul tezei, cu suprafețele metalice.

<u>Semnificația teoretică</u> constă în analiza bazelor teoretice privind procesele fizice de excitare și relaxare a mediilor gazoase și a corpurilor solide.

<u>Valoarea aplicativă a lucrării</u> este asigurată de obținerea plasmei în condiții de laborator și în care este evitată utilizarea de dispozitive auxiliare de preionizare a mediului activ. Ca urmare nu este nu este necesară sincronizarea dintre descărcarea de bază și momentul cînd ionizarea este maximă în volumul descărcării. Mai mult, interacțiunea plasmei cu suprafața

diferitor materiale determină producerea unor structuri de ordinul nanometric. Rezultatele obținute au arătat că plasma obținută prin sistemul descris în cadrul tezei poate fi aplicată la construcția generatoarelor cuantice în medii gazoase neagresive în scopul sterilizării obiectelor din medicină.

Implementarea rezultatelor științifice: în baza rezultatelor obținute și prezentate în teză au fost eliberate și obținute 2 brevete de invenție și depuse 2 cereri noi de brevet privind procedeul și dispozitivele de obținere a plasmei în condiții de laborator.

1. STADIUL ACTUAL PRIVIND OBȚINEREA ȘI APLICAREA PLASMEI

1.1. Generalități

Descărcările electrice în gaze se aplică pe larg în vederea creării plasmei în scopuri aplicative. Dintre toate tipurile de descărcări electrice, descărcarea luminescentă se deosebește prin simplitatea formării unor stări puternic neechilibrate ale plasmei. Pentru plasma descărcărilor luminescente este caracteristic gradul mic de ionizare și o diferență relativ mare dintre temperaturile electronilor și ionilor. Plasma temperaturilor joase este puternic neechilibrată, din care motiv este aplicată pe larg în diversele domenii ale tehnicii și tehnologiei moderne.

Cercetările străpungerii gazelor sub acțiunea tensiunii în impuls reprezintă o abordare tradițională a fizicii descărcărilor în gaze. Pentru aceste tipuri de descărcări au fost stabilite străpungerile de tip Townsend și străpungerea sub formă de arc. Rezultatele acestor tipuri de descărcări au fost analizate în monografiile clasice [1-11].

Din momentul apariției acestor monografii și pînă în prezent, volumul informației referitor la fizica străpungerii gazelor a crescut simțitor, în care s-a stabilit mecanismele străpungerii Townsend cît și a străpungerii sub formă de arc aplicînd diferitele tehnici cu scopul determinării unor legități fundamentale, mod în care s-au dezvoltat direcții noi de cercetare.

Pe măsura dezvoltării tehnicii de formare a descărcărilor electrice în impuls în gaze s-a datorat posibilității de a forma impulsuri de tensiune înaltă cu durata de ordinul nanosecundelor ce depăşeşte de cîteva ori străpungerea statică a intervalului supus descărcărilor. În aceste condiții s-au dezvoltat metode noi și eficiente de accelerare continuă a electronilor în gaze la presiuni relativ mari a acestuia.

La etapă actuală, s-a stabilit, în conformitate cu legitățile fundamentale observate în experimente [1-11], modul de apariție a electronilor și acțiunea preponderentă a lor asupra procesului de dezvoltare a străpungerii. Astfel, la inițierea descărcărilor autonome în gaze prin intermediul ionizării preventive este posibilă descărcarea de volum pentru presiuni ale gazului egale sau mai mari decît presiunea atmosferică.

Timpul formării străpungerii în impuls este determinat de intensitatea procesului de ionizare în interstițiul dintre electrozi, din care motiv una din problemele de bază o reprezintă sporirea concentrației particulelor încărcate în acesta. Deseori pentru a descrie procesul de descărcare se aplică coeficientul de ionizare α care reprezintă numărul perechilor de ioni creați de un electron la o unitate de drum parcurs în direcția mișcării sale după direcția liniilor de forță ale cîmpului electric.

Evoluția în timp a numărului particulelor de sarcină din avalanșă creată de un electron se supune legii:

$$N = exp(\alpha v_t) \tag{1.1}$$

în care v_{-} este viteza de drift a electronului [9].

La momentul actual există un număr mare de rezultate experimentale privind valoarea coeficientul de ionizare la ciocnire α . Încă în primele lucrări [1-4] era aplicată metoda de măsurare a curenților la străpungere propusă de Townsend într-un cîmp electric omogen în care există curentul emisiei electronilor de catod i_{em} . În ciocnirea de ionizare în gaze și în procesele secundare de pe catod curentul total *i* în circuitul exterior este determinat de expresia [9].

$$i = i_{em} \frac{\exp(\alpha d)}{1 - \gamma[\exp(\alpha d) - 1]} \tag{1.2}$$

în care: γ – coeficientul Townsend ce caracterizează procesele secundare; d – mărimea interstițiului.

Măsurarea coeficientului α se efectuează de obicei în acele regiuni ale cîmpului electric în care $\gamma \approx 0$ [9]. Conform relației (1.2), analizei curbelor experimentale și rezultatelor măsurării coeficientului α la ionizarea prin ciocnire obținute în [1, 2, 8, 10] putem scrie: $\ln \frac{i}{i_{em}} = \alpha d$. Este cunoscut faptul că coeficientul ionizării la ciocnire este funcție de intensitatea cîmpului electric *E* și presiunea gazului *p* și este descris prin legea de similitudine de relația:

$$\frac{\alpha}{p} = f\left(\frac{E}{p}\right) \tag{1.3}$$

care, în conformitate cu autorii lucrării [1, 9] poate fi scris sub forma:

$$\frac{\alpha}{p} = A \cdot exp\left(-\frac{B}{E_{/p}}\right) \tag{1.4}$$

Această relație este una din cele mai răspîndite și se aplică la determinarea experimentală a coeficientului α . Valorile coeficienților A și B din relația (1.4) pentru diferite gaze sunt prezentate în tabelul 1.1 prelucate din lucrările [9, 12-14].

Tabelul 1.1. Rezultatele măsurării coeficientului de ionizare la ciocnire (primul coeficient Townsend) [9, 12-14]

Gazul	E/p, V/(cm·Torr)	A, (cm·Torr) ⁻¹	B, V/(cm·Torr)
Azot	27-200	8,8	275
	100-600	12	342
Aer	36-180	8,6	254
	100-800	15	365
Oxigen	70-300	7,7	203,5
Bioxid de carbon	44-150	4,75	182,5
	500-1000	20	466
Vapori de apă	150-1000	13	290

Prin determinarea coeficientului ionizării la ciocnire în funcție de raportul E/p s-a presupus, că avalanșa electronică efectuează mișcare de drift în direcția cîmpului electric. Viteza mișcării haotice termice depășește cu mult viteza de drift și în acest caz frecvența ionizării de volum este funcție de primul coeficient Townsend α și se exprimă cu relația [9]:

$$\langle \sigma v_x \rangle n_0 = \alpha v_- \tag{1.5}$$

în care v_x – viteza mișcării haotice a electronilor; n_0 – concentrarea particulelor neutre; σ – secțiunea de ionizare la ciocnirea cu electronul; $\langle \sigma v_x \rangle$ – valoarea medie a funcției de distribuție a electronilor după energie.

Coeficientul α ca funcței de E/p s-a determinat presupunîndu-se că în interstițiu distribuția electronilor în timp după energie este constantă, iar valoarea E/p în orice punct al spațiului determină viteza ionizării volumetrice.

Rezultatele măsurărilor temperaturii electronilor din avalanșă pentru H₂ și N₂ sînt prezentate în Figura 1.1, ce corespunde relației $kT_e=(2/3)\varepsilon_{med}$, unde ε_{med} este energia medie a electronilor. Se observă că pentru valori înalte a raportului E/p temperatura kT_e depășește potențialul de ionizare, de exemplu în N₂ pentru E/p= $3 \cdot 10^3$ V/(cm·Torr) $kT_e\approx 35$ eV. De aici rezultă că, în așa condiții, în avalanșă există electroni energia cărora depășește cu mult energia medie. Acești electroni se vor mișca în gaz sub acțiunea cîmpului în regim de accelerare continuă.



Fig. 1.1. Dependența temperaturii electronilor de raportul E/p: 1 – pentru hidrogen; 2 – pentru azot [9]

Distribuția electronilor după viteze se caracterizează de balanța dintre acțiunea de accelerare a electronilor în cîmpul electric și frînarea electronilor la ciocnirea lor cu particulele neutre. Distribuția staționară poate avea loc numai în cazuri cînd pierderile totale de energii cresc odată cu creșrerea vitezei. În caz contrar, electronul trece într-un regim de accelerare continuă. Posibilitatea accelerării continue este cauzată de faptul, că secțiunea tuturor tipurilor de ciocniri electronice (elastice, de excitare, de ionizare) pentru viteze relativ mari se micșorează odată cu creșterea vitezei. Deseori procesul de ionizare este caracterizat de coeficientul de eficiență *S*,

care reprezintă numărul actelor de ionizare efectuate pe o unitate de drum a electronului de energia ε . Dependența $S/p=f(\varepsilon)$ pentru două gaze este reprezentată în Figura 1.2 a lucrării autorilor [9].



Fig. 1.2. Dependența raportului dintre eficiența de ionizare și presiune de energia electronilor pentru H_2 și N_2 [9]

Pentru descrierea acestor curbe autorii lucrării [9] au folosit următoarele relații empirice: $S = abp(\mathcal{E} - U_i)$ $\mathcal{E} \le 2U_i$ $S = ap\{1 - \exp[-b(\mathcal{E} - U_i)]\}$ $2U_i \le \mathcal{E} \le \mathcal{E}_{max}$ (1.6) în care U_i – potențialul de ionizare a gazului; \mathcal{E}_{max} – energia pentru care ionizarea efectivă S are valoare maximă; a și b sunt constante, precum valoarea constantei a corespunde eficienței relative S/p în punctul \mathcal{E}_{max} . Valorile constantelor respective sunt prezentate în tabelul 1.2 [9].

Gazul	H ₂	N ₂
a, (cm·Torr) ⁻¹	3,6	10,2
b, 10^{-2} eV^1	5,83	2,55
ε _{max} , eV	70	110

Tabelul 1.2. Constantele a și b pentru diferite tipuri de gaze [9]

În conformitate cu Figura 1.1 [9], în regiunea energiilor $\mathcal{E} > \mathcal{E}_{max}$, raportul S/p se micșorează.

În acest mod, pentru electronii cu energii ce depăşesc \mathcal{E}_{max} , eficiența ionizării se micșorează odată cu creșterea distanței dintre electrozi deoarece ei se mișcă accelerat. În cîmpuri omogene coeficientul ionizării la ciocnire nu poate fi determinat în spațiu. Din aceste motive în cazurile determinării lui α și a vitezelor de drift pentru valori mari ale raportului E/p, trebuie să ne atîrnăm cu precauție, înțelegînd faptul, că coeficientul α caracterizează valoarea medie a procesului de ionizare în condiții experimentale concrete. Devine evident faptul că pentru regiunile în care raportul E/p are valori mari se va observa o abatere de la legea de similitudine.

1.2. Descărcarea Townsend și străpungerea sub formă de strimer

După cum am menționat mai sus, la descărcarea electrică în impuls la interstițiu poate fi aplicată o tensiune ce depășește tensiunea de străpungere statică. Valoarea coeficientului de supratensiune determină mecanismul de străpungere:

$$k_s = \frac{U - U_{str}}{U_{str}} \, 100\%, \tag{1.7}$$

unde U este tensiunea aplicată la electrozi ce depășește valoarea tensiunii de străpungere statică $U_{str.}$

Pe măsura creșterii numărului de purtători de sarcină în avalanșa electronică descărcarea poate să se dezvolte după mecanismul Townsend de străpungere sau să treacă în descărcare sub formă de arc [1-11].

Această situație nu poate fi explicată în baza apariției descărcării cauzate de electronii ce apar la suprafața catodului în regiunea unde cîmpul electric este omogen. Mecanismul Townsend de străpungere se deosebește de alte tipuri de descărcări prin faptul că sarcina volumetrică a avalanșei electronice practic nu distorsionează cîmpul electric din interstițiu, deci numărul de electroni din avalanșă trebuie să fie mai mic decît o valoare critică N_{cr} .

$$\exp(\alpha d) < N_{cr} \tag{1.8}$$

Pe de altă parte trebuie să se satisfacă condiția descărcării autonome [9] sensul căreia constă în faptul, că la dezvoltarea avalanșei electronice în rezultatul proceselor secundare caracterizate de coeficientul γ pe catod ar apărea măcar un electron care va crea o nouă avalanșă electronică.

$$\mu = \gamma[\exp(\alpha d) - 1] \ge 1 \tag{1.9}$$

În conformitate cu ecuațiile (1.8) și (1.9) faza inițială a străpungerii este cauzată de un număr mare de avalanșe electronice ce apar una după alta, iar parametrul µ ne arată de cîte ori numărul de electroni în fiecare avalanșa viitoare este mai mare decît în cea precedentă. Deoarece avalanșele secundare se nasc aleatoriu, în diferite regiuni ale suprafeței catodului, atunci acest mecanism în majoritatea cazurilor duce la o scurgere volumetrică a curentului la stadiul întîrzierii străpungerii și în momentele înițiale de timp după descreșterea bruscă a tensiunii.

După cum este îndicat în [9] condiții asemănătoare se îndeplinesc pentru valori nu prea mari de creștere a tensiunii. Pentru azot la P=760 Torr și d=1cm, intensitatea de străpungere a cîmpului electric prezintă:

$$\frac{E_{str}}{P} = 41 \frac{V}{cm Torr}$$
(1.10)

Dacă coeficientul de supratensiune constituie $k_s=10\%$ pentru care $E/P = 45 \frac{V}{cm \cdot Torr}$, atunci numărul de purtători de sarcină în avalanșă este $N=\exp(\alpha d)\approx 4\cdot 10^6$ cm⁻³. Distorsiunea cîmpului din interstițiu pe contul sarcinii de volum a unei singure avalanșe poate fi apreciată, presupunînd, că sarcina este concentrată într-o sferă, raza căreia este egală cu raza de difuzie a avalanșei $r_d = (4Dt)^{1/2}$ și calculînd valoarea cîmpului la suprafața sferei [2]. În acest caz aplicînd relația:

$$D = \frac{2\varepsilon_m \mu_-}{3\varepsilon} \tag{1.11}$$

pentru coeficientul de difuzie a electronilor și valoarea:

$$t = \frac{d}{\mu_{-} \cdot E} \tag{1.12}$$

a timpului de drift putem scrie:

$$r_d = \left(\frac{8\varepsilon_m d}{3\epsilon E}\right)^{1/2} \tag{1.13}$$

în care \mathcal{E}_m – energia medie a electronilor din avalanșă.

Admiţînd energia medie a electronilor din avalanşă egală cu $\mathcal{E}_m = 2, 3eV$ şi aplicînd relația autorilor [9] vom obține pentru intensitatea cîmpului electronic la suprafața sferei:

$$E_1 = \frac{eN}{4\pi\varepsilon_0 r_d^2} \tag{1.14}$$

Vom observa ca distorsiunea cîmpului exterior alcătuește 10%. O creștere neesențială a cîmpului exterior duce la o creștere vădită a lui E_1 , în acest caz condiția dezvoltării unei singure avalanșe variază puternic și se realizează mecanismul străpungerii prin arc.

Criteriul trecerii de la descărcarea Townsend la descărcarea în arc este descrisă în lucrările [1, 2] cînd numărul de electroni atinge N_{cr} pentru avalanșă este caracteristic criteriul de străpungere sub formă de strimer exprimat cu relația:

$$\exp(\alpha d) \ge N_{cr} \tag{1.15}$$

Sarcina din volumul avalanșei devine satisfăcătoare pentru ca cîmpul electric din interiorul ei să fie comparativ egal cu cîmpul exterior și orientat în direcție opusă, astfel încît cîmpul la începutul și la sfirșitul avalanșei devine amplificat. Avalanșa radiază un număr necesar de fotoni capabil să fotoionizeze gazul în regiunea cîmpului amplificat. Pentru îndeplinirea acestor condiții, electronii și ionii din avalanșă mișcîndu-se rapid spre anod și catod constituie formațiuni conductibile de dimensiuni mici (de ordinul razei Debye) care formează așa numitele pete anodice și catodice. Ca rezultat, în interstițiu se formează un canal îngust cu degajarea energiei în el, ceea ce duce la creșterea conductibilității lui și a formării descărcării sub formă de scîntei. Timpul de la începutul fazei descărcării strimer pînă la crearea canalului cu conductibilitate înaltă de obicei este mai mic decît timpul de dezvoltare a avalanșei cu numărul purtătorilor de sarcină N_{cr} .

Acest fapt în conformitate cu cele descrise de autorii [11] permite să evaluăm timpul formării străpungerii prin arc (strimer):

$$t_f \approx \frac{\ln N_{cr}}{\alpha v} \tag{1.16}$$

În multiple experimente s-a stabilit, că avalanșa de trecere la descărcare sub formă de strimer se realizează pentru $N_{cr} \sim 10^8$ și de aceea relația (1.16) permite de a stabili, că $lnN_{cr} = 18 \div 20$ [2, 15].



Fig. 1.3. Curba ce divizează domeniile de dezvoltare a descărcării electrice în aer după mecanismul Townsend și cel de tip strimer [2, 15]

Coeficientul de supratensiune joacă un rol important în cazul trecerii de la mecanismul Townsend de străpungere la mecanismul străpungerii sub formă strimer. În Figura 1.3 [2, 15] este prezentată curba pentru o totalitate de valori ale produsului dintre presiune, mărimea interstițiului și a coeficientului de supratensiune k_s în două regiuni. Dacă condițiile descărcării corespund regiunii ce se află deasupra curbei, atunci are loc descărcarea sub formă de arc, iar dacă condițiile descărcării corespund regiunii ce se află sub această curbă atunci această descărcare va fi de tipul Townsend.

Această curbă este relativă deoarece mecanismul de străpungere depinde și de alți factori cum ar fi: coeficientul emisiei secundare de către catod, caracterul static de creștere a numărului purtătorilor de sarcină într-o singură avalanșă, modul de creare inițială a electronilor.

Un rol important la descărcările electrice în gaze îl joacă și mecanismul emisiei inițiale a electronilor. Dacă vom iniția un număr mare de electroni N_0 în regiunea catodului (raza căruia este mai mică decît raza de difuzie a avalanșei), atunci putem avea starea cînd pentru valori mici ale supratensiunii, numărul de electroni din avalanșă $N_0 exp(\alpha d)$ va atinge N_{cr} și va realiza străpungerea sub formă de arc.

Metodele de obținere a electronilor inițiali în experimentele în care se studiază descărcările electrice în impuls ține cont de criteriile expuse mai sus (relația (1.15)). În unele cercetări experimentale catodul se iluminează cu lumină slabă de la lămpile de cuarț care permite înregistrarea cîtorva avalanșe pe secundă, în aceste cazuri nu este cunoscut startul electronilor de

pe catod și în acest caz este necesar de a cunoaște timpul de zbor de la catod la anod cît și a altor caractetistici.

În multe cazuri, se aplică metode de inițiere a electronilor cu ajutorul surselor în impuls a scînteelor electrice cu durată mică de inițiere (timp mai mic decît timpul de drift a electronilor din interstițiu).

1.3. Tabloul general al dezvoltării străpungerii

Străpungerea interstițiului în mediu gazos este inițiată de către electroni, iar ca consecință curentul crește pînă la sute de amperi și mai mult. Deoarece în procesul de amorsare concentrația particulelor încărcate variază în timp în spațiul dintre electrozi, atunci este evident că fenomenul străpungerii este unul complicat și nu poate fi explicat în baza unui singur model fizic.

La momentul actual este studiat mecanismul Townsend de străpungere în azot și hidrogen pentru presiuni de pînă la sute de Torri, tensiunile inițiale de zeci de kV și currentul maxim la străpungerea de sute de A.

Necătînd la faptul că aceste fenomene au caracter multiplu se pot evidenția cîteva faze caracteristice de dezvoltare a procesului dat în timp (Figura 1.4) observate în diferite cercetări experimentale [16].



Fig. 1.4. Dependența de timp a intensității curentului (intensității luminescenței interstițiului) pentru o serie de generări în avalanşă pentru azot. Curba continuă reprezintă experimentul [9], iar cea întreruptă – modelarea numerică [17, 18]

La prima etapă a străpungerii Townsend creșterea curentului are loc pe contul apariției avalanșelor electronice ce se nasc una după alta [1, 9]. Durata acestei faze este mai mare decît timpul de drift a electronilor din interstițiu și în funcție de procesele secundare ce se produc în acestea și a supratensiunii care poate avea valori cuprinse de la sute de nanosecunde pînă la zeci de microsecunde. Descărcarea este caracterizată de o iluminare slabă a spațiului dintre electrozi. Concentrarea electronilor și ionilor la sfirșitul acestei etape este mai mică decît 10¹¹ cm⁻³.

În Figura 1.4 este prezentată intensitatea luminescenței spațiului dintre electrozi în timp după datele măsurărilor fotoelectrice (curba continuă), care este proporțională componentei electronice a curentului din avalanșă. Curba întreruptă prezintă modelarea numerică de creștere a curentului de descărcare [17, 18]. În primele 500 ns din momentul inițierii descărcării în regiunea anodului au fost observate patru avalanșe de generare. Valorile maximale ale curentului corespund momentului de timp cînd electronii au atins anodul. Curentul total a descărcării atingea 40 mA.

Trecerea de la faza generării avalanșei la următoarea etapă este caracterizată de propagarea în interstițiu a undelor de ionizare, care apar ca rezultat al acumulării sarcinii volumetrice de ioni pozitivi în apropierea anodului ceea ce duce la amplificarea cîmpului în afara zonei sarcinii volumetrice.

În Figura 1.5 este prezentată curba de creștere a curentului la descărcare în azot și schema proceselor de ionizare în timp căpătate cu ajutorul filmării elecrono-optice și înregistrării fotoelectrice [9].



Fig. 1.5. Dependența de timp a intensității curentului de descărcare pentru azot și reprezentarea schematică a longetivității duratei frontului de ionizare [9]

După propagarea undelor de ionizare, are loc egalarea distribuției concentrației plasmei pe întreaga lungime a interstițiului și se formează coloana descărcării luminiscente și a regiunii de cădere de potențial din preajma catodului. În așa mod, descărcarea trece în faza următoare și anume în cea de volum.

Anume în procesul de formare a descărcărilor volmetrice în majoritatea cazurilor se observă o micșorare bruscă a diferenței de potențial din interstițiu. Ca rezultat al acestui proces se micșorează viteza fenomenelor de ionizare în coloana de descărcare și se stabilește o stare apropiată de starea staționară pentru care procesul de naștere a particulelor încărcate din coloană este comparabilă cu cea a procesului de dispariție a lor.

1.4. Stadiul generării avalanșelor

Argumentările introduse de Townsend despre amplificarea avalanșelor curenților mici, pentru cîmpuri electrice suficient de mari, au permis în primul rînd a caracteriza calitativ procesul de generare a particulelor încărcate (primul coeficient Townsend α), iar în al doilea rînd de a obține un șir de rezultate importante cum ar fi:

- lămurirea naturii curenților înainte de străpungere pentru cazul cînd catodul este iradiat cu lumină slabă cu scopul de a căpăta criteriul de strapungere tipic argumentat [3]: $\gamma [\exp(\alpha d)-1]=1;$

- argumentarea teoretică a dependenței tensiunii de străpungere de produsul $P \cdot d$ (curba Paschen);

- interpretarea rezultatelor măsurărilor timpului de întîrziere a străpungerii pentru diferite condiții.

Pentru prima dată avalanșa electronică ca o formațiune spațială a fost observată în experimentele lui Roeter.

Metoda aplicată de Roeter este descrisă în [9]. Utilizînd osciloscoape cu viteză mare de înregistrare și amplificatoare de bandă largă a permis dezvoltarea înregistrării electrice a avalanșelor electronice. Astfel au fost stabilite legitățile curgerii curentului în faza de formare a avalanșelor electronice.

Faza generării avalanșelor, determină, în fond, momentul formării străpungerii. Pentru tensiuni apropiate de tensiunea de străpungere (valori mici a lui μ), momentul formării străpungerii nu este unul constant, datorită atît unui caracter aleator de apariție a electronilor secundari emiși de suprafața catodului, cît și abaterii numărului de purtători de sarcină din avalanșă N de la valoarea medie a *exp.* (α , x). Aceste abateri sunt luate în considerație la determinarea funcției de distribuție și a timpului de întîrziere pentru străpungerea Townsend [2].

În afară de această variație, funcția de distribuție este cauzată de fluctuații a numărului inițial de electroni în conformitate cu cele relatate în [9].

În calculele efectuate în [2, 9] distribuția numărului purtătorilor de sarcină într-o singură avalanșă s-a presupus a fi proporțională cu $exp\left(-\frac{N}{N}\right)$, unde \overline{N} – numărul mediu de electroni. Rezultatele experimentale obținute [2] au demonstrat că, pentru unele situații experimentale, există o abatere de la această legitate. Ea poate fi cauzată de faptul că funcția de distribuție a electronilor din avalanșă după energie are un timp finit de stabilire și depinde de numărul de particule. De aceste particularități s-a ținut cont în [17], la analiza fenomenelor de apariție și dezvoltare a plasmei. Evident că fluctuațiile curentului, înainte de faza de străpungere, lasă amprenta asupra rezultatelor măsurărilor, cît și a interpretării lor. Aceste fluctuații pot fi înlăturate prin inițierea descărcării printr-un flux mare de electroni de la suprafața catodului.

Dacă în condițiile arătate de la catod pleacă n_0 electroni, la anod sosesc în plus un număr de electroni dați de expresia:

$$n_0 e^{\alpha d} - n_0 = n_0 (e^{\alpha d} - 1) \tag{1.17}$$

Acestui număr de electroni îi corespunde un număr egal de ioni pozitivi. Să admitem că fiecare ion pozitiv extrage din catod un număr de electroni egal cu γ , atunci acești ioni vor extrage de pe catod un număr suplimentar de electroni egal cu:

$$\gamma n_0 (e^{\alpha d} - 1) \tag{1.18}$$

Electronii extrași suplimentar se multiplică prin ionizare în drum spre anod dînd naștere la alți $\gamma n_0 (e^{\alpha d} - 1)e^{\alpha d}$ electroni, deci numărul total va fi:

$$\gamma n_0 (e^{\alpha d} - 1) (e^{\alpha d} - 1) = \gamma n_0 (e^{\alpha d} - 1)^2 , \qquad (1.19)$$

care la rîndul său crează noi ioni pozitivi. Acești ioni pozitivi extrag din catod $\gamma^2 n_0 (e^{\alpha d} - 1)^2$ electroni.

Acest fenomen se repetă pornind de la catod cu același număr n_0 de electroni și astfel numărul de electroni care sosesc la anod crește în progresie geometrică:

$$n = n_0 e^{\alpha d} + \gamma n_0 (e^{\alpha d} - 1) e^{\alpha d} + \gamma^2 n_0 (e^{\alpha d} - 1)^2 e^{\alpha d} + \gamma^3 n_0 (e^{\alpha d} - 1)^3 e^{\alpha d} + \cdots$$
(1.20)

Rația acestei progresii fiind $\gamma(e^{\alpha d} - 1)$, suma acestui șir este:

$$n = \frac{n_0 e^{\alpha d}}{1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1)} \tag{1.21}$$

Conform acestei relații, densitatea de curent va avea valoarea:

$$j = j_0 \frac{e^{\alpha \alpha}}{1 - \gamma(e^{\alpha \alpha} - 1)} \tag{1.22}$$

În relațiile de mai sus s-a considerat coeficientul β neglijabil, adică nu s-a ținut cont de ionizarea de volum pe care o produc ionii pozitivi.

Cu ajutorul rezultatelor experimentale din [2, 9] au fost dezvoltate metodele analitice de rezolvare a ecuației de continuitate în cîmpul electric omogen, fără a se ține cont de sarcina din volumul respectiv.

Soluția pentru componentele electronice și ionice a curentului total din partea exterioară a circuitului electric permite de a analiza procesele ce au loc la descărcările electrice în impuls pentru care:

 curentul unui şir de avalanşe creat de N₀ electroni ce au start în momentul de timp t=0;

- curentul din avalanşă cînd catodul este iluminat de o sursă cu aceeaşi componență a frecvenței luminii sau iluminare prin impuls;
- cazul cînd în momentul de timp t=0 electronii inițiali sînt distribuiți în spațiul dintre electrozi.

Dacă descărcarea are loc pentru tensiunea inițială aplicată interstițiului aproapiată de cea de străpungere ($\mu \approx 1$) în conformitate cu [2, 9] sunt inițiați N_0 electroni și se îndeplinește condiția: $\gamma \ll 1, exp(\alpha d) \gg 1$ și timpul de viață în stare excitată fiind egală cu zero, atunci componenta electronică a curentului pentru o serie de avalanșe generate se aplică următoarele soluții asimptotice:

$$i_{-}^{0} = \frac{e N_{0} \exp(\alpha d) - 1}{\overline{\tau} \alpha d (1 + \gamma)} \qquad \mu = 1$$

$$(1.23)$$

$$i(t) = i_{-}^{0} exp[\frac{t}{T}(\mu - 1)] \mu > 1$$
(1.24)

unde \overline{T} – timpul mediu dintre generarea a două avalanșe electronice, este funcție de timpul de drift a electronilor (T_):

$$T_{\underline{-}} = \frac{d}{v} \text{ este legat cu relația } \overline{T} = T_{\underline{-}} \left(1 - \frac{1}{\alpha d}\right)$$
(1.25)

Formulele (1.17) și (1.18) sînt corecte numai pentru cazul, cînd s-au generat cîteva avalanșe și oscilațiile curentului sînt aproximativ aceleași. La momentul inițial, aceste soluții pot fi analizate ca o careva valoare medie a curentului în coraport cu care au loc aceste oscilații și perioada aproape egală cu \overline{T} .

În cazul cînd $\mu=1$, curentul descărcării constituie o valoare staționară, iar o dată cu creșterea sau micșorarea lui μ , curentul pentru o serie de avalanșe, crește sau se amortizează. Scara de timp a variației curentului depinde în mare măsură de μ [8].

Descrierea analitică a proceselor permite analiza lor la momentul generării avalanșelor fără a ține cont de sarcina de volum într-o geometrie unidimensională, dacă presupunem că în rezultatul unei generări a avalanșei în apropierea anodului s-a format o sarcină de volum necompensată de ioni pozitivi. Deoarece diferența de potențial dintre electrozi este U_0 [8] atunci neapărat se îndeplinește condiția:

$$\int_{0}^{d} E(x) dx = U_{0} \tag{1.26}$$

În acest caz în regiunea sarcinii de volum intensitatea cîmpului electric se micșorează, iar în regiunea catodului sarcina cîmpului electric se amplifică, astfel se poate de așteptat, că următoarea avalanșă se va propaga într-un interval spațial $d_{ef} < d$, însă într-un cîmp mai puternic E_{ef} , căruia îi corespunde un coeficient de ionizare la ciocnire α_{ef} . Raportul numărului de electroni din urmatoarea avalanșă generată și cea precedentă poate fi exprimat prin relația:

(1.27)

$$\mu = \gamma [\exp(\alpha_{ef} d_{ef}) - 1]$$

Dacă $\mu > 1$, curentul crește, iar pentru $\mu < 0$ curentul descrește.

În regiunea valorilor aproximativ constante ale raportului E/P coeficientul α_{ef} crește brusc cu amplificarea cîmpului, motiv din care micșorarea lui d_{ef} este compensată de creșterea lui α_{ef} și atunci $\mu > 1$.

1.5. Efectul accelerării continue

Electronii în plasma descărcării electrice în gaze capătă energia mișcării orientate sub acțiunea cîmpului electric și ea este cedată pentru ionizare și excitare a particolelor neutre. În cazurile cînd E/P crește, energia obținută de un electron pe o unitate de drum poate depăși energia cedată la ciocnirile neelastice și acesta va trece în regim de accelerare continuă.

Dependența pierderilor de energie ale electronilor pe o unitate de drum indică existența limitei superioare pentru parametrul E/P, în cazul aplicării mecanismului strimer de străpungere a gazelor. Pentru presiuni normale, în aer, supratensiunea poate fi aplicată în mărime de cca trei ori mai mare decît pentru străpungerea statică.

Pentru valori mai mari ale raportului E/P, procesul de propagare a sarcinii spre anod va fi determinat de procesul de micșorare a concentrației electronilor. Pentru electronul nerelativist forța de frînare a lui în mediul gazos se determină de relația:

$$F(\varepsilon) = \frac{2\pi e^4 n_0 z}{\varepsilon} \ln \frac{2\varepsilon}{I}$$
(1.28)

în care n_0 – densitatea moleculelor gazului; z – numărul de electroni din moleculă; $\varepsilon = \frac{mv^2}{2}$ – energia cinetică; I – energia medie de excitare sau energia medie ale ciocnirelor neelastice.

Întrucît calculele lui I sînt dificile, în practică se aplică valorile lui I obținute pe cale semiempirică [19]. Pentru aer I=75-80 eV.

Bilanțul de energie a electronului ce se mișcă în gaz pentru $\mathcal{E} > \frac{1}{2}I$ se scrie sub forma: $\frac{d\mathcal{E}}{dx} = eE - \frac{2\pi e^4 n_0 z}{\epsilon} \ln \frac{2\epsilon}{I}$ (1.29)

Funcția F(E) are un maxim F_m pentru energia $\varepsilon \approx \frac{\epsilon l}{2}$ (vezi Figura 1.6).



Fig. 1.6. Caracterul calitativ al dependenței forței de frînare a electronului accelerat în gaz ca funcție de energia lui [20, 21]

Din expresia (1.29) se observă că, dacă cîmpul electric depăşeşte o valoare critică $E_{cr} = \frac{F_m}{e}$, atunci electronii se mișcă nu în regim de drift, ci în regim de creșterea continuă a vitezei electronului sub acțiunea intensității cîmpului electric:

$$E_{cr} = \frac{4\pi e^2 n_0 z}{I} \tag{1.30}$$

Înlocuind în (1.30) valorile constantelor, obținem condiția pentru care electronii în gaze la descărcare se mișcă accelerat:

$$\frac{E_{cr}}{p} = \frac{3,88 \times 10^3 \,z}{I} \tag{1.31}$$

Pentru aer $\frac{E_{cr}}{p} \approx 590 \frac{V}{cm \cdot Torr}$.

O parte din electroni, pot fi accelerați în cîmpul E_0 pentru valori $E_0 < E_{cr}$. Aceasta poate avea loc pentru acei electroni, a cărora energia de mișcare \mathcal{E} în direcția cîmpului electric este mai mare decît \mathcal{E}_0 (Figura 1.6), deoarece pentru ei se îndeplinește ecuația $\frac{d\mathcal{E}}{dx} < 0$. În așa mod condiția de bază de obținere a electronilor rapizi la descărcarea electrică în gaze se realizează pentru cazurile cînd raportul E/P are valori relativ mari. Acest parametru, împreună cu presiunea, determină intensitatea ionizării la ciocnire, deoarece coeficientul de ionizare la ciocnire α este funcție de E/p, deci pentru supratensiuni pentru care se atinge valoarea critică a lui E/P, care este diferită pentru diferite presiuni. Spre exemplu, pentru aer la p=760 Torr, tensiunea de străpungere este de 31 kV/cm ceea ce înseamnă că E_{cr} depășește această valoare \approx 150ri. Micșorarea presiunii sau mai corect a parametrului $P \cdot d$ duce la micșorarea supratensiunii pentru care electronii se mișcă în regim de accelerare continuă.

Pentru valori mici ale produsului $P \cdot d$ [6, 15] în regiunea minimului curbei Paschen raportul E/P este aproape egal cu valoarea critică (Figura 1.7). Condiția $\frac{E}{p} \ge \frac{E_{cr}}{p}$ se respectă pentru valori mici ale lui $P \cdot d$, aceasta corespunde regiunii din stînga curbei Paschen pentru $U \le U_{str}$.



Fig. 1.7. Dependența tensiunii de străpungere de parametru P·d (curbele Paschen) pentru aer și azot [6, 15]

În aceste cazuri, la presiuni mici sau similar produsului $P \cdot d$ de valori mici este posibil a obține electroni accelerați în regim de lucru staționar pe seama amorsării descărcărilor luminiscente la tensiuni înalte.

Valorile mari ale presiuni în interstițiu la descărcarea electrică în gaze poate fi obținută la momentul formării străpungerii în cîmpuri puternice de o durată de timp foarte scurtă (unități sau zecimi de ns).

Corespunzător, durata pantei frontului impulsului de tensiune trebuie să fie aproximativ egală cu durata formării canalului de conducție. Reieșind din acestea au fost propuse un șir de experimente pentru a obține electroni rapizi pentru diferite tipuri de gaze, la presiuni care ating presiunea atmosferică. Electronii rapizi erau înregistrați nemijlocit în spatele anodului confecționat din pelicule subțiri [21] cît și din datele de radiația de frînare a electronilor sub formă de raze X care apar la bombardarea anodului cu flux de electroni [21]. În aer la presiune atmosferică, străpungerea se realizează cu impulsuri de tensiuni de cca 240 KV, cu durata frontului de \approx 10ns la o capacitate de 470 nF pentru configurația electrozilor ascuțit-plan și pentru mărimi ale interstițiului cuprinse în limitele 2÷10 cm.

Domeniul variației valorii E/P este de 35-140 V/cm·Torr. Radiația X se înregistra pe pelicula fotografică. Radiația X a descărcărilor în aer pentru P=760 Torr a fost înregistrată întrun alt mod [21] și anume pe contul micșorării frontului impulsului de tensiune pînă la *ns* și a unor măsuri speciale referitor la micșorarea fluxului elecronilor smulși din catod. Ca urmare, la momentul întîrzierii străpungerii, pentru valori ale tensiunii inițiale 46-48 kV și mărimea interstițiului de $4 \cdot 10^{-2}$ cm, a fost posibilă obținerea unei intensități a cîmpului electric de ≈ 1 MV/cm.

În experimentele realizate de autorii lucrării [21], la o mărime a interstițiului de 0,4 cm sa aplicat o tensiune de $U_0=20$ kV. Radiația X a fost măsurată în spatele anodului de un multiplicator fotoelectronic, cu rezoluția temporală de *3 ns*. Din diagramele de radiație direcționale s-a calculat energia totală de radiație din impuls. Din aceste dependențe ale energiei de E/P (fig. 1.8), se observă că electronii rapizi în heliu sunt detectați pentru valori mai mici ale lui E/P decît în azot. În afară de aceasta s-a încercat să se compare rezultatele experimentale ale autorilor [21] cu calculele teoretice realizate de autorii ecuației [21] a acelei părți de electroni rapizi care pentru o anumită valoare a raportului E/P pot trece în regimul de accelerare continuă.



Fig. 1.8. Dependența energiei de radiație a razelor X degajată într-o descărcare solitară pentru azot (1) și heliu (2) în funcție de raportul E/p [21]

Distribuția electronilor după energie a fost considerată una normală de tip Maxwell. Fluxul electronilor accelerați se determină de relația:

$$\frac{dn'}{dt} = \lambda n \tag{1.32}$$

în care: n – densitatea electronilor care se află în regiunea de drift; n^* - numărul de electroni dintr-o unitate de volum ce au atins energia \mathcal{E}_0 pentru care în cîmpul electric de intensitatea E_0 se satisface condiția accelerării $\frac{d\varepsilon}{dx} < 0$. În azot, în conformitate cu [23-27] pentru $E_0 < E_{cr}$, coeficientul λ satisface condiția:

$$\lambda = \frac{eE_0}{mv_0} \pi^{3/2} \exp\left[-\frac{2.5U_i}{KT_e} + 5\left(1 - \frac{E_0}{E_{cr}}\right) - 1,36\frac{IE_{cr}}{U_i E_0} \ln \frac{0.35mv_0^2}{I}\right]$$
(1.33)

în care $\Psi_0 = \left(\frac{2\varepsilon_0}{m}\right)^{1/2}$; U_i – potențialul de ionizare a gazului.

Pentru aprecierea satisfacerii inegalității $E_0 \ge E_{cr}$ viteza \mathcal{P}_0 s-a luat egală cu $\mathcal{P}_0 = (\frac{I}{m})^{1/2} \approx (\frac{5U_i}{m})^{1/2}$ ceea ce permite de a obține pentru λ expresia:

$$\lambda = \frac{eE_0}{(5U_i m)^{1/2}} \pi^{-3/2} \exp\left(-\frac{2.5U_i}{kT_e}\right)$$
(1.34)

Expresiile (1.28) și (1.29) au fost aplicate pentru determinarea numărului de electroni aceelerați după, care a fost calculată și doza de radiație *X*. Aceasta depășea de 2-3 ori valoirile obținute pe cale experimentală, fapt ce se explică prin erorile comise în experiment pentru o regiune îngustă de aplicare a calculelor teoretice [23-27].

Este evident că, dacă energia electronului rapid este mare, atunci la ciocnirea neelastică, el poate pierde numai o parte din energia sa, iar pierderea totală a energiei poate avea loc după un anumit număr de ciocniri consecutive. În modelul ciocnirilor multiple, acestea sunt înlocuite cu o singură ciocnire, însă se întroduce un număr mediu r pentru ca numărul electronilor apăruți să rămînă neschimbat. Pentru descrierea procesului de frînare se întroduce secțiunea efectivă de interacțiune $\sigma(\mathcal{E})$ care ține cont de ciocnirea cu pierderea totală a energiei. Pentru aceasta, forța de frînare a electronului rapid în gaz se scrie sub forma:

$$\mathbf{F}(\mathbf{\mathcal{E}}) = \frac{a l n_0}{\varepsilon} ln \frac{\varepsilon}{l}$$
(1.35)

unde a este un coeficient constant; I-energia de excitare medie.

Factorul $\frac{a}{\varepsilon} ln \frac{\varepsilon}{I}$ reprezintă secțiunea eficace de ciocnire pentru condiția, că la ciocnire se pierde energia *I*.

Introducînd secțiunea eficace de interacțiune sub forma:

$$\sigma(\varepsilon) = \frac{aI}{\varepsilon^2} ln \frac{a}{I}$$
(1.36)

vom obține, pentru forța de frînare expresia:

$$F(\mathcal{E}) = \mathcal{E}n_0 \tau(\mathcal{E}) \tag{1.37}$$

În afară de pierderile de energie prin ciocniri neelastice trebuie să ținem cont și de energii la ciocnirile elastice. La fiecare ciocnire elastică toată energie a electronului se transmite componentelor mediului activ și acest proces este descris de secțiunea de transport care în cazul energiei mari a electronului coincide cu (1.35) cu exactitate unei valori constante. De aceea dependența forței de frînare de energie nu se schimbă, iar evidența pierderilor va duce numai la variația coeficientului de proporționalitate.

Pentru efectuarea calculelor este necesar de a cunoaște dependența $\sigma(\varepsilon)$. Pentru tot domeniul de energii, această dependență are forma:

$$\sigma(\varepsilon) = \sigma_0 \frac{\ln\left(1 + \frac{\varepsilon}{l}\right)}{\left(1 + \frac{\varepsilon}{l}\right)^2}$$
(1.38)

Pentru $\varepsilon \ll I$ secțiunea este direct proporțională cu ε apoi atinge valoarea maximală pentru $\varepsilon \gg I$.

Probabilitatea că electronul ce se mișcă în cîmp electric constant E va obține energia evitînd ciocnirile se determină din relația:

$$\frac{dQ(U)}{dU} = -\frac{\sigma(U)n_0IQ(U)}{E}$$
(1.39)

în care $U = \frac{E}{I}$ energia adimensională.

Integrînd relația (1.39) și ținînd cont de (1.38) se obține:

$$Q(U) = exp\left[-q + q \frac{ln(1+U)+1}{1+U}\right]$$
(1.40)
$$\hat{n} \operatorname{care} q = \frac{\sigma_0 n_0 I}{1+U}$$

m care q – Ε

Ținînd cont de procesele de accelerare în timp atunci:

$$U = \frac{\varepsilon E^2 t^2}{2mI} \tag{1.41}$$

și conform lucrării [23] n(t) pentru conditia ca $\alpha^* U \gg 1$ vom obține:

$$n(t) = n, exp[\alpha^* U(t)]$$
(1.42)

unde α^* și *n*, se determină de relațiile:

$$r \int_0^\infty \exp(-\alpha^* U) dG(U) = 1 \tag{1.43}$$

$$n_1 = \frac{-1}{\alpha^* r^2 \int_0^\infty U \exp(-\alpha^* U) \, dG(U)} \tag{1.44}$$

Densitatea distribuției particulelor după energie în conformitate cu [27] se dau prin relația:

$$f(U) = \frac{\alpha^* r}{r-1} \exp(-\alpha^* U) Q(U)$$
(1.45)

Astfel avem trei parametri necunoscuți r, α^* și n_l și două ecuații (1.43) și (1.44).

Este necesar de a scrie cea de-a treia ecuatie. Deoarece am constatat că la fiecare ciocnire electronul își pierde complet energia, transformîndu-se în r electroni, atunci putem face legătura dintre energia medie obținută cu densitatea de distribuție (1.44) și energia medie de formare a perechii electron-ion $\overline{\epsilon}$ (cunoscută din teoria de transport a electronilor rapizi în gaz [21]) prin relația:

$$\frac{\overline{\varepsilon}(r-1)}{I} = \overline{U}(r-1) = \int_0^\infty Uf(U)dU$$
(1.46)

Deoarece mărimea $\overline{\epsilon}$ în diferite gaze în conformitate cu referința [21] este aproximativ aceeași, iar energiile I sunt diferite, atunci, enrgia adimensională \overline{U} , va fi diferită și va depinde de tipul gazului. Sistemul de ecuații (1.43), (1.44) și (1.45) se rezolvă numeric. În Figura 1.9 sunt prezentate dependențele r, α^* și n_1 de parametrul q, și a raportului E/P, pentru diferite valori ale lui U.



Fig. 1.9. Dependența mărimilor $r, \alpha^* \pm i n_1$ de parametrul $q, \pm i$ a raportului E/p, pentru diferite valori ale lui \overline{U} . Rezultatele calculului pentru $\overline{U} = 0,3$ (linia întreruptă) corespund azotului, iar $\overline{U} = 1$ (linia continuă) – heliului [21]

Din Figura 1.9 se vede că parametrul n_1 crește brusc, odată cu creșterea lui q, odată cu micșorarea raportului dintre intensitatea cîmpului electric și presiunea gazului.

Deoarece n_1 după sensul său fizic prezintă un număr minim de electroni, începînd cu care putem aplica expresia asimptotică (1.45) pentru densitatea de distribuție, în calitate de variabilă independentă este folosită mărimea q care este determinată de raportul E/p și parametrii σ_0 și I.

Expresia (1.42) descrie multiplicarea în avalanșă a electronilor îm cîmpuri electrice puternice, însă așa un proces poate fi descris cu aplicarea primului coeficient Townsend, valoarea căruia a fost determinată experimental.

Ţinînd cont de (1.46) relația dintre α și α^* se scrie sub forma: $I = \frac{E\alpha^*}{\alpha}$ (1.47)

1.6. Considerații teoretice privind obținerea plasmei în medii gazoase (aer)

Una din metodele creării plasmei o prezintă încălzirea substanței. Pentru obținerea pe cale termică o ionizare completă a plasmei, trebuie ca mediile gazoase să fie încălzite pînă la zeci sau sute de mii de grade. În gaze, pentru temperaturile înalte, numărul de particule energia cărora depăşește pragul de ionizare asigură posibilitatea obținerii plasmei în care mediul este parțial ionizat. Din acest motiv pentru obținerea plasmei în condițiile de laborator și în tehnică o reprezintă plasma descărcării electrice în gaze. Pentru obținerea descărcării electrice în gaze este necesar de a aplica o diferență de potențial într-un interval dintre doi electrozi în care inclus mediul gazos supus cercetării. În acest interstițiu se formează particule încărcate ce se mișcă în cîmp electric, iar ca rezultat apare curentul electric. Pentru susținerea curentului în plasmă este necesar ca electrodul negativ (catodul) să emită electroni. Emisia electronilor de pe catod poate fi realizată prin diferite metode cum ar fi: prin încălzirea catodului pînă la temperaturi înalte

(termoemisie) sau prin iradiere catodului cu raze X sau radiație γ care este capabilă de a zmulge electroni de pe suprafața catodului. Așa un tip de descărcare creată de o sursă externă, poartă denumirea de descărcare indusă [3, 5].

Descărcările induse pot fi sub formă de scîntei, sub formă de arc și descărcările luminiscente. Acestea se deosebesc principial una de alta după calea de formare (apariție) a electronilor la catod sau în intervalul dintre electrozi.

Descărcarea luminiscentă este creată în tuburi cu mediul activ gazos la presiuni mici la capetele căruia sînt plasați electrozii la care se aplică o tensiune înaltă. În acest caz catodul emite electroni conform mecanismului autoemisiei electronice ce sînt zmulși de pe suprafața metalului (catod) sub acțiunea cîmpului electric. Plasma descărcării electrice este cuprinsă între catod și anod formînd zone întunecate în apropierea catodului și a anodului, și zona luminiscentă numită fizic "coloana pozitivă" pentru care intensitatea cîmpului electric are aproximativ o valoare constantă. Descărcarea luminiscentă în plasma gazelor moleculare se aplică pe larg ca mediu activ pentru construcția lazerelor la tranzițiile de vibrație-rotație a moleculelor. Procesul de ionizare în plasma descărcărilor electrice este însoțită de trecerea curentului prin mediul activ gazos și poartă un caracter de avalanșă cu efect ionizator. Din aceasta rezultă, că apariția electronilor liberi în interstițiu este cauzată și de faptul, că pe parcursul liber a electronilor accelerați de cîmpul electric, ei acumulează o energie suficientă pentru ionizarea particulelor neutre de gaz, ceea ce produce multiplicarea în avalanșă a electronilor și a ionilor capabili de a menține un curent staționar în interstițiu [3, 5].

Cuazineutralitatea prezintă una din cele mai importante particularități ale plasmei și constă în faptul, că sarcina negativă a electronilor neutralizează sarcina pozitivă a ionilor. La orice tip de acțiuni asupra mediului gazos plasat între electrozi, plasma tinde să-și păstreze cuazineutralitatea sa. Dacă într-un careva loc a mediului dintre electrozi are loc o deplasare a unui grup de electroni (de exemplu pe contul fluctuației densității), în care se atestă un surplus de electroni, iar într-un alt loc un deficit de electroni (după concentrația lor) în plasmă ia naștere un cîmp electric puternic care anihilează concentrarea de sarcină electrică și imediat se restabilește cuazineutralitatea ei.

Fie că într-un strat de plasmă de grosime Δx se crează un volum de sarcină de aceeași densitate q, în acest caz în conformitate cu legile electrostaticii pe această lungime ia naștere un cîmp electric E=4 π q Δx . Dacă într-un volum de 1 cm³ sunt Δn_e electroni, mai mulți ca număr, decît cei ce neutralizează sarcina ionilor, atunci densitatea volumetrică a sarcinii va fi: q=e Δn_e , în care e=1,6·10⁻¹⁹ C este sarcina electronului.

Cîmpul electric ce ia naștere ca rezultat al separării sarcinii este egal $E=1,8\cdot10^{-6}\Delta x$ V/cm. Pentru aer, la suprafața Pămîntului se conțin n=2,7·10¹⁹ molecule/cm³. Presupunem că în rezultatul ionizării toate moleculele au devenit ionizate și atunci concentrația electronilor din plasmă va fi n_e=2,7·10¹⁹ electroni/cm³. Dacă presupunem că pe lungimea interstițiului de 1 cm concentrarea electronilor a variat cu 1%, densitatea de sarcină va constitui $\Delta n_e=2,7\cdot10^{19}$ electroni/cm³, iar aceasta va da naștere unui câmp electric de intensitate $E\approx10^{12}$ V/cm [5].

Pentru crearea unui cîmp electric atât de puternic ar fi necesară o energie foarte mare, din care motiv putem afirma că crearea plasmei de densitate mare are loc la distanțe foarte mici.

Dimensiunile spațiale de separare a sarcinii pot fi apreciate prin lucru ce trebuie efectuat pentru separarea sarcinii la distanța *d*, care se efectuează de forțele ce apar pe distanța *x* din partea cîmpului electric de intensitate $E=4\pi$ n_eex. Ținînd cont de faptul că F=eE, acest lucru poate fi calculat cu relația [5]:

$$A = \int_{0}^{d} eEdx = 2\pi n_{e}e^{2}d^{2}$$
(1.48)

Lucrul respectiv nu poate să depășească energia cinetică a mișcării termice a particulelor din plasmă și pentru cazul unidimensional de mișcare a particulelor aceasta va fi egală cu:

$$\overline{W_c} = \frac{1}{2} kT \tag{1.49}$$

în care: k – constanta lui Boltzman, T – temperatura absolută, deci $A \leq \frac{1}{2}kT$.

Din această relație se poate de apreciat dimensiunea maximală de separare a sarcinii [3, 5]:

$$d = \left(\frac{\varepsilon_0 kT}{n_e e^2}\right)^{1/2} \tag{1.50}$$

Această mărime și poartă denumirea de lungime Debye. Pentru plasma de aer în condiții normale $n_e=2,7\cdot10^{19}$ cm⁻³, T=273 °K, $k=1,38\cdot10^{-23}$ J/k, $\varepsilon_0 = 8,85\cdot10^{-12}C^2/N\cdot m^2$:

$$d=2,2\cdot10^{-8}$$
 cm [46].

Lungimea d (sau raza Debye $r_0 = \frac{d}{\sqrt{2}}$) reprezintă o caracteristică de bază a plasmei, în particular, cîmpul electric creat de fiecare particulă încărcată din plasmă este ecranată de câmpul generat de către particula cu sarcină de semnul opus. Pe de altă parte, mărimea d determină adîncimea de pătrundere a cîmpului electric exterior în plasmă. În condiții normale orice volum de gaz conține un anumit număr de electroni și ioni. În aer la presiune atmosferică normală se conțin în mediu ~ 1000 de ioni pozitivi și negativi care iau nașterea ca rezultat al interacțiunii mediului cu radiația ultravioletă și alte tipuri de radiație, inclusiv cosmică. Datorită acestor condiții de pe suprafața electrozilor sînt zmulși un anumit număr de electroni. Viteza de ionizare a gazului și a emisiei electronilor de pe electrozi poate fi sporită, în condiții de laborator, prin
aplicarea suplimentară a unor surse de radiație. La aplicarea asupra interstițiului a unei diferențe de potențial prin mediul gazos prin acesta va trece un curent densitatea căruia j este proporțională cu intensitatea câmpului lectric aplicat E. Pentru intensități ai cîmpului electric cuprinse în limitele ~ 10÷20 V/cm densitatea curentului în interstițiu va constitui $j \approx 10^{-9}$ A/cm² [4]. Pentru aceste condiții mediul gazos se află în echilibru, deci are loc apariția și recombinarea particulelor încărcate (mobilitățile electronilor și ionilor sînt aproximativ egale). Odată cu creșterea intensității câmpului electric E și densității de curent j echilibru se încalcă, ceea ce duce la creșterea coeficientului de recombinare și micșorarea numărului de particule încărcate, și, ca rezultat, condiționează sporirea rezistenței active a interstițiului și micșorarea curentului. În acest caz densitatea curentului pe suprafețele electrozilor va fi [4, 6]:

$$j = d \cdot e \cdot \frac{dn}{dt'},\tag{1.51}$$

unde d este distanța dintre electrozi; e – sarcina electronului; $\frac{dn}{dt}$ – viteza totală de generare a particule lor încărcate într-o unitate de volum.

Prin urmare, densitatea curentului nu este funcție de intensitatea cîmpului electric și nici de mobilitatea particulelor încărcate și în acet caz situația creată conduce la aparația fenomenului de densitate de saturație a curentului.

Dacă, după atingerea valorii de densitate de saturație a curentului, diferența de potențial dintre electrozi va continua să crească, atunci va apărea un moment cînd curentul din nou va crește. Caracterul creșterii curentului va depinde de presiunea gazului. Odată cu creșterea intensității câmpului electric E electronii din apropierea catodului se accelerează mai puternic și energia pe care ei o capătă depășește energia de ionizare, ceea ce dă naștere la un număr mai mare de electroni și, respectiv, curentul va crește din nou. Pentru a explica creșterea curentului Townsend a introdus mărimea α , numită primul coeficient de ionizare, ce determină numărul de ciocniri cu efect de ionizare la un cm de drum în direcția liniilor de forță a cîmpului electric.

Numărul de electroni ce străbat suprafața situată în nemijlocită apropiere de suprafața catodului la distanța dx după direcția liniilor de forță a cîmpului electric va fi [4, 6]: $dn = \alpha \cdot n \cdot dx.$ (1.52)

Integrînd după x relația ținând cont de faptul, că distanța de la catod pînă la suprafața elementară ce se află la distanța dx vom obține [4, 6]: $\int_{n_0}^n \frac{dn}{n} = \int_0^x \alpha \cdot dx$.

Dacă α nu depinde de x, atunci în conformitate cu cele descrise de autorii [4, 6] vom obține:

$$n = n_0 \exp(\alpha \cdot \mathbf{x}), \tag{1.53}$$

unde no este numărul de electroni ce părăsesc catodul într-o secundă.

Ținând cont de faptul că, distanța dintre electrozi este d, pentru intensitatea curentului vom obține [4, 6]:

$$i = n_0 \cdot \mathbf{e} \cdot \exp(\mathbf{\alpha} \cdot \mathbf{d}) = i_0 \cdot \exp(\mathbf{\alpha} \cdot \mathbf{d}), \tag{1.54}$$

unde $i_0 = n_0 \cdot e$ este curentul de natură fotoelectrică în apropierea catodului cauzată de radiația exterioară.

Diferența $i-i_0$ reprezintă curentul cauzat de ionii pozitivi în imediată apropiere de suprafața catodului.

Creșterea dn cauzată de ionizarea de ciocnire cu electronii din intervalul dx (n într-o secundă), cît și a celor de fotoionizare pe același interval dx, va constitui [4, 6]: $dn = \alpha \cdot n \cdot dx + n_i \cdot dx$.

Prin metoda separării variabilelor din relația de mai sus pentru concentrația de electoni vom obține: $\int_0^n \frac{dn}{\alpha \cdot n + n_i} = \int_0^d dx; \alpha \cdot n + n_i = n_i \exp(\alpha \cdot x); n = \frac{n_i}{\alpha} [\exp(\alpha \cdot x) - 1].$

Sau pentru curentul [4, 6]:

$$i = \frac{n_i \cdot e}{\alpha} [\exp(\alpha \cdot d) - 1];$$

$$i_0 = \frac{n_i \cdot e}{\alpha};$$

$$i = i_0 [\exp(\alpha \cdot d) - 1].$$
(1.55)

Din ultima relație se observă, că curentul total din interstițiu este funcție de mărimile α și d. Dacă lungimea parcursului liber pînă la ciocnire este λ , atunci energia medie pe care o acumulează electronul între două ciocniri consecutive va fi [4, 6]:

$$W = e \cdot E \cdot \lambda. \tag{1.56}$$

Însă lungimea parcursului liber este invers proporțională cu presiunea mediului activ [4, 6]: $\lambda \sim \frac{1}{p}$.

Coeficientul Townsend α este proporțional cu intensitatea câmpului electric E și presiunea gazului p și poate fi exprimat cu funcția: $\alpha = p \cdot f(e \cdot E \cdot \lambda)$, sau $\alpha = p \cdot F\left(\frac{e \cdot E}{p}\right)$, unde F este o funcție de același tip ca și f. Deoarece e este o constantă, în conformitate cu relațiile autorilor [4, 6] vom obține relația (1.4).

1.7. Analiza teoretică a condițiilor de amorsare a descărcărilor electrice în gaze

Fie că, într-un anumit volum de gaz sunt amplasați doi electrozi care formează un interstițiu de mărimea L iar asupra interstițiului se aplică o diferență de potențial U de mărime constantă. Apariția electronilor și ionilor liberi în interstițiu este cauzată de acțiunea agentului exterior și de acțiunea câmpului electric de intensitate E. În această situație ei capătă o energie

care depășește potențialul de ionizare a particulelor neutre. În aceste condiții de acțiune cu surse energetice din exterior și aplicarea câmpurilor electrice asupra interstițiului au fost stabilite următoarele [6]:

- în gaz apar numai un tip de ioni monoîncărcați, iar concentrația lor este atît de mică că pe contul recombinării numărul lor în timp rămîine constant;

- viteza de apariție a perechilor electron-ion cauzată de ionizatorul exterior în tot volumul la fel este o mărime constantă;

- presiunea din interstițiul (*d*) este de o așa mărime, încât parcursul liber a electronilor cît și procesul de transmitere a cantității de mișcare și a energiei este cu mult mai mică decît mărimea interstițiului $\lambda \ll d$.

- viteză de drift a electronilor și ionilor este direct proporțională intensității câmpului electric local exprimată cu relațiile [6]:

$$v_e(x) = \mu_e E(x);$$

$$v_i(x) = \mu_i E(x)$$
(1.57)

în care μ_e , μ_i reprezintă mobilitatea acestora.

Mobilitatea electronilor și ionilor poate fi exprimată prin frecvența ciocnirii cu următoarele relații [6]:

$$\mu_e = \frac{e}{m_e v_{e0}};$$

$$\mu_i = \frac{e}{m_i v_{i0}}.$$
 (1.58)

Funcția de distribuție a electronilor după energie este determinată de intensitatea câmpului electric local. Pentru gradul mic de ionizare a plasmei funcția de distribuție a electronilor în orice gaz este determinată de raportul dintre intensitatea cîmpului electric local și concentrația particulelor neutre $\frac{E(x)}{N}$. Ca funcție de parametrul $\frac{E(x)}{N}$ și frecvența de ionizare se determină viteza de multiplicare a electronilor și ionilor pe contul ionizării la ciocnire cu relațiile [6]:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = S + v_i n_e - \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu_e n_e E(x) \right]$$
(1.59)

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} = S + v_i n_e + \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu_i n_i E(x) \right]$$
(1.60)

unde V_i este frecvența de ionizare care la ciocnirea cu o moleculă sau atom din mediul de lucru dă naștere unui electron într-un punct al spațiului într-o secundă, S este viteza de creare a perechilor ion-electron sub acțiunea ionizatorului extern.

Condițiile de amorsare a descărcărilor electrice în medii gazoase sunt funcție atât de diferența de potențial aplicată asupra interstițiului, cât și de parcursul liber al electronilor și ionilor. În cazul mișcării electronilor în medii gazoase aceștea se ciocnesc cu moleculele sau atomii gazului și provoacă formarea electronilor liberi. Acest proces este caracterizat de primul coeficient Townsend [4]:

$$\alpha = \frac{v_i}{v_e} \tag{1.61}$$

Acesta caracterizează numărul de electroni care creează în mediul de lucru de un electron liber la 1 cm de drum parcurs mișcându-se în direcția opusă a câmpului electric de intensitate E.

În cazul în care se ține cont că, electronii sunt emiși inițial de catod și ei se deplasează spre anod, atunci pentru această situație pot fi stabilite următoarele condiții de (limită) graniță [4]:

la catod (x = 0):
$$\gamma_i j_i(0) = j_e(0); \quad j_e = e n_e v_e$$

la anod (x = d): $j_i(d) = 0. \qquad j_i = e n_i v_i$ (1.62)

Ionii din plasmă la ciocnire cu catodul pot provoca o emisie secundară de electroni. Pentru a ține cont de acest fapt se utilizează al doilea coeficient Townsend - γ_i ale cărui valori sunt cuprinse în limitele ($\gamma_i = 10^{-4} - 10^{-1}$).

Densitatea curentului electronic și celui ionic variază în funcție de secțiunea interstițiului în raport cu originea și ele pot fi exprimate cu relațiile [4]:

$$\begin{cases} \frac{\partial j_e}{\partial x} = ed + \alpha j_e; \\ -\frac{\partial j_i}{\partial x} = ed + \alpha j_i, \end{cases}$$
(1.63)

Densitatea sumară a curenților electronici și ionici în interstițiu este o mărime constantă și se descrie cu ecuația [4]:

$$j = j_e + j_i = const. \tag{1.64}$$

Ținându-se cont de intensitatea câmpului electric aplicat asupra interstițiului și variația mărimii lui în conformitate cu criteriul de străpungere Townsend putem determină tensiunea de străpungere în interstițiu pentru mediul gazos cu relația [4, 46]:

$$U_{str} = \int_{0}^{d} E(x)dx \tag{1.65}$$

Luând în considerație relația (1.65) putem scrie următoarea relație [4, 46]:

$$\gamma_i \exp \int_0^d \alpha [E(x)] dx = 1 + \gamma_i$$
(1.66)

Condiția prezentată cu relația (1.66) poate fi realizată numai în cazul când mărimea interstițiului (d) este mai mică decât raza Debye [4]:

$$L < \left(W / 4\pi n_e e^2 \right)^{-1/2} \equiv r_D \tag{1.67}$$

Reieşind din relațiile (1.66) și (1.67) putem scrie [6]:

$$\gamma_i \exp \alpha \left[U_{str} / d \right] d = 1 + \gamma_i \tag{1.68}$$

Ca rezultat vom obține pentru primul coeficient Townsend următoarea expresie [4]:

$$\alpha = \frac{2N}{v_e} \int_{\varphi}^{\infty} f(W) \sigma_i(W) \left(\frac{W}{m}\right)^{1/2} dW, \qquad (1.69)$$

în care f(W) – funcția de distribuție a energiei; $\sigma_i(W)$ - secțiunea de ionizare a moleculelor gazului; φ - potențialul de ionizare a moleculelor gazului; N – numărul total de particule în interstițiu. Mărimile f(W) și v_e sânt determinate de raportul $\frac{E}{N}$.

Dacă ținem cont de relațiile (1.66), (1.68) și (1.69) și executând transformările respective vom obține că [4]:

$$\frac{\alpha}{N} = \psi\left(\frac{E}{N}\right) \tag{1.70}$$

Ultima relație este într-o bună concordanță cu regula de asemănare Paschen în conformitate cu care tensiunea de străpungere este determinată de produsul dintre presiunea gazului (acesta exprimând și densitatea particulelor neutre N) la lungimea intervalului de descărcare $P \cdot d$.

Dependența
$$\psi\left(\frac{E}{N}\right)$$
 ca funcție de $U_{str}(Nd)$ ia forma [4]:
 $\psi\left(\frac{E}{N}\right) = A \exp\left(-\frac{BN}{E}\right)$
(1.71)

În care A și B sînt constante empirice.

1.8. Străpungerea Townsend în gaze

O caracteristică de bază a descărcărilor electrice în gaze care în mare măsură determină structura plasmei descărcărilor în gaze o prezintă un așa parametru ca tensiunea de străpungere .

Tensiunea de străpungere prezintă așa o diferență de potențial aplicată pe stratul de gaz dintre electrozi la creșterea căreia în gaz se induce descărcarea electrică autonomă.

Să analizăm dependența acestui parametru de caracteristicile fizice a mediului în care are loc descărcarea.

Fie că într-un careva volum de gaz la o distanță *d* unul de altul sînt instalați doi electrozi plați între care se aplică o diferență de potențial *U*. Electronii și ionii între acești electrozi pot să apară sub acțiunea unui ionizator exterior sau în rezultatul faptului că o parte din electroni în prezența cîmpului electric aplicat obțin energia ce depășește potențialul de ionizare a particulelor neutre din componența gazului.

Să analizăm procesele de apariție și dispariție a electronilor și ionilor în interstițiul format de electrozi limit îndu-ne la următoarele presupuneri [6]:

- În gaz apar numai un tip de ioni monovalenți şi numărul de particule încărcate într-o unitate de volum este atît de mică că în baza recombinării nu are loc dispariția totală a electronilor şi ionilor;
- 2. Viteza de creare a perechilor electron-ion sub acțiunea ionizatorului exterior în tot volumul este constantă;
- 3. Presiunea gazului este de așa o mărime, că lungimea parcursului liber a electronilor pentru cazul transmiterii impulsului cît și în cazul transmiterii energiei este cu mult mai mică decît distanța dintre electrozi (λ_{ep} , $\lambda_{e\varepsilon} \ll d$). În legătură cu aceasta vom presupune, că viteza de drift a alectronilor și ionilor este proporțională intensității cîmpului electric local: \boldsymbol{v}_{e} (x) = $\mu_{e}E(x)$ și \boldsymbol{v}_{i} (x) = $\mu_{i}E(x)$. Coeficienții μ_{e} și μ_{i} poartă corespunzătoar denumirea de mobilitate a electronilor și ionilor și sînt exprimați prin frecvența de transport a ciocnirilor electronilor γ_{m} și frecvența ciocnirii ionilor γ_{i} cu particolele neutre prin următoarele relații: $\mu_{e} = \frac{\boldsymbol{e}}{m\gamma_{m}}$ și $\mu_{i} = \frac{\boldsymbol{e}}{m_{i}\gamma_{io}}$, în care: \boldsymbol{e} – sarcina electrică elementară (sarcina electronului este egală cu \boldsymbol{e}): m – masa electronului; m_{i} – masa ionului;
- 4. Vom admite, că funcția de distribuție a electronilor după energii este determinată de intensitatea cîmpului electric local, şi în cazul unui grad mic de ionizare a plasmei, funcția de distribuție a electronilor în orice gaz este determinată de raportul dintre intensitatea cîmpului electric local şi numărul de particole neutre într-o unitate de volum

 $\frac{E(x)}{N}$. Corespunzător de acest parametru va depinde și frecvența de ionizare și determină viteza de multiplicare a electronilor pe contul ciocnirii la ionizare;

 Pe electrodul-catod are loc emisie secundară a electronilor sub acțiunea ionilor ce bombardează catodul. Pe anod nu are loc nici emisie şi nici reflexie a particulelor încărcate.

Ținînd cont de aceste presupuneri ecuația de echilibru ce determină valorile staționare a concentrației electronilor și ionilor în volumul de gaz pot fi scrise sub forma [6]:

$$\frac{\partial n_{e}}{\partial t} = 0 = S + \gamma_{i} n_{e} - \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu_{e} n_{e} E(x) \right]$$
(1.72)

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} = 0 = S + \gamma_i n_i - \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu_i n_i E(x) \right]$$
(1.73)

în care S – viteza de creare a perechilor electron-ion sub acțiunea ionizatorului exterior, S=const; n_e și n_i – concentrarea electronilor și ionilor; E(x) – modulul intensității cîmpului electric local; γ_i – frecvența de ionizare a ciocnirilor electronilor cu molecule sau atomii de gaz, iar ca rezultat numărul de electroni care în mediu crează un electron în punctul dat a spațiului în decurs de 1 s la ciocnirea cu molecula sau atomul din gaz.

În literatura de specialitate este aplicată mărimea α care este legată cu frecvența de ionizare cu ajutorul relației $\alpha = \frac{\gamma_i}{\gamma_{\varepsilon}}$ ce caracterizează numărul de electroni care în mediu crează un electron pe drumul egal cu *1 cm* mișcîndu-se în direcția inversă vectorului \vec{E} .

Mărimea α poartă denumirea de primul coeficient de ionizare Townsend.

Condițiile limită pentru ecuațiile (1.72) și (1.73) iau următoarea formă [6]: la catod (x=0) $\gamma_i j_i(0) = j_e(0)$ (1.74) la anod (x=d) $j_i(d) = 0$ (1.75)

în care $j_e = en_e r_e$ – densitatea curentului electronic; γ_i – al doilea coefficient de ionizare Townsend, care caracterizează emisia secundară a electronilor de pe suprafața catodului sub acțiunea fluxului ionilor pozitivi și este determinat ca raport dintre numărul electronilor secundari și numărul ionilor ce bombardează suprafața catodului.

Rezultatele cercetării experimentale demonstrează, că probabilitatea extragerii electronilor din catod de către ioni este asigurată pentru $\gamma_i \sim 10^{-1} - 10^{-4}$. Acest coeficient este funcție de proprietățile materialului din care este confecționat catodul, de calitatea suprafeței cît și de proprietățile mediului activ folosit. Ținînd cont de mărimile luate în considerație ecuațiile de bilanț a variației densității curentului electronic și ionic în funcție de *x* se vor scrie [6]:

$$\frac{\partial j_e}{\partial x} = eS - \alpha j_e$$

$$-\frac{\partial j_i}{\partial x} = eS - \alpha j_e$$
(1.76)
(1.77)

De aici rezultă legea conservării densității curentului în spațiul dintre electrozi conform relației (1.64) [6].

Deoarece sarcina volumetrică care apare în gazul electronic și ionic poate modifica cîmpul electric omogen în interstițiu atunci soluția ecuației (1.76) trebue precăutată sub forma [6]:

$$\mathbf{j}_{\mathbf{e}}(x) = C(x)exp\left(\int_{0}^{x} \alpha[\mathbf{E}(x')]dx'\right)$$
(1.78)

Înlocuind această expresie în (1.76) și determinînd funcția C(x) primim următoarea formă pentru dependența densității curentului electronic de coordonată [6]:

$$j_{e}(x) = [C_{1} + eS \int_{0}^{x} exp(-\int_{0}^{x} \alpha[E(x^{*})]dx^{*})dx^{*} \propto \exp(\int_{0}^{x} \alpha[E(x^{*})]dx^{*})$$
(1.79)

Constanta C_1 poate fi determinată din condițiile de limită (1.74) pe catod și din condiția de condiția păstrării curentului total conform relației (1.64) [6]:

$$j_{e}(0) = C_{1} = \gamma_{i} j_{i}(0) = \gamma_{i} [j_{j} - j_{e}(0)]$$
(1.80)

$$\operatorname{deci} C_1 = \frac{\gamma_i j}{1 + \gamma_i} \tag{1.81}$$

Valoarea densității curentului ce curge prin spațiul dintre electrozi poate fi determinată folosind expresia (1.79) și condițiile de graniță (1.75) pentru anod [6]:

$$j = eS[\int_0^d exp(-\int_0^{x'} \alpha[E(x'')]dx'')dx' * [exp(-\int_0^d \alpha[E(x')]dx') - \frac{\gamma_i}{\gamma_{i+1}}]^{-1}$$
(1.82)

Din această relație observăm că dacă se îndeplinește condiția [6]:

$$\gamma_i \exp(\int_0^a \alpha[E(x)]dx) = 1 + \gamma_i \tag{1.83}$$

atunci densitatea curentului devine egală cu infinit pentru orice S diferit de zero.

Sensul acestui criteriu constă în faptul că numărul electronilor ce pleacă spre anod complet sînt refăcuți de emisia secundară a electronilor de pe catod și pe baza ionizării gazului în spațiul dintre electrozi. În așa mod descărcarea devine autonomă și menținerea ei este susținută chiar și în lipsa ionizatorului exterior pe contul proceselor ce au loc în interiorul mediului gazos. Deaceea se poate de spus că condiția (1.83) care poartă denumirea de criteriu de străpungere Townsend în principiu determină tensiunea de străpungere a intervalului gazos [6]:

$$U_{\rm str} = \int_0^d E(x) dx \tag{1.84}$$

Criteriul de străpungere Townsend sub forma (1.83) determină tensiunea de străpungere a spațiului gazos inclus între electrozi numai în acel caz cînd cîmpul electric ce se formează la faza dezvoltării străpungerii în volumul gazului, cîmpul electric format de componenta electronică și ionică, este mic în comparație cu cămpul electric omogen la faza inițială [6]:

$$E_{str} = \frac{U_{str}}{d}$$
(1.85)

În așa mod cîmpul electric propriu a plasmei poate fi neglijat dacă dimensiunea caracteristică ale volumului ocupat de plasmă este mai mică decît raza Debye (r_0).

Se impune condiția că pentru cazul precăutat dimensiunile interstițiului dintre electrozi trebuie să fie mai mică decît raza Debye a plasmei [6]:

$$d < (<\varepsilon > /4\pi n_e e^2)^{1/2} \equiv r_0$$
(1.86)

În care $\langle \varepsilon \rangle$ - energia medie pe care o capătă electronii în cîmpul electric în cazul cînd se respectă condiția (1.86), iar criteriul Townsend (1.83) determină tensiunea de străpungere vom obține [6]:

$$\gamma_{i} \exp[\alpha(U_{str}/d)d] = 1 + \gamma_{i}$$
(1.87)

Din relația (1.87) se observă, că valoarea tensiunii de străpungere este determinată de produsul dintre primul coeficient de ionizare Townsend și mărimea interstițiului, însă aceasta destul de slab (logaritmic) depinde coeficientul emisiei secundare a electronilor. Valoarea primului coeficient de ionizare Townsend poate fi determinat din relația [6]:

$$\alpha = \frac{2N}{v_{\varepsilon}} \int_{I}^{\infty} f(\varepsilon) \sigma_{i}(\varepsilon) (\varepsilon/m)^{1/2} d\varepsilon$$
(1.88)

în care: $f(\varepsilon)$ – funcția de distribuție a electronilor după energii; $\sigma_i(\varepsilon)$ – secțiunea de ionizare a particolelor neuter.

După cum a fost expus mai sus, în cazul cînd funcția de distribuție a electronilor după energii este locală, funcția $f(\varepsilon)$ și viteza de drift a electronilor V_e este determinată de raportul E/d care depinde numai de proprietățile gazului dintre electrozi.

Ţinînd cont de faptul că $\frac{\alpha}{p} \equiv f\left(\frac{E}{p}\right)$ rezultă legea de similitudine a lui Paschen conform căreia tensiunea de străpungere este determinată de produsul dintre densitatea particolelor neuter și lungimea intervalului de descărcare. Dependența f(E/p) și ceea ce rezultă din ea mărimea $U_{str}(pd)$ sunt obținute experimental pentru mai multe tipuri de gaze. Pentru o regiune largă de valori a parametrului E/p, dependența f(E/p) se aproximează de expresia f(E/p)=Aexp(-Bp/E), unde A și B sînt constante empirice [9]. Din fig. 1.7 observăm că pentru fiecare tip de gaz tensiunea de străpungere se micșorează cu creșterea produsului $p \cdot d$, atinge un minim pentru o careva valoare $(p \cdot d)_{min}$, după care crește din nou [9].

1.9. Analiza proceselor la descărcare electrică în gaze

Descărcarea luminiscentă staționară se stabilește ca rezultat a ionizării mediului gazos sub acțiunea cîmpului electric staționar. Regiunea de bază a descărcării o prezintă coloana pozitivă deoarece ea este omogenă în lungul axei de simetrie. În direcția radială plasma este neomogenă ca rezultat a difuziei particolelor încărcate pe de o parte cît și a transportului de căldură către periferia regiunii de descărcare.

Am analizat structura plasmei în coloana pozitivă a descărcării luminiscente pentru cazul cînd parcursul liber a electronilor este mică în comparație cu dimensiunile regiunii de descărcare ($\lambda_{p.e} \ll R, R$ – distanța medie față de axa de simetrie a regiunii de descărcare) iar concentrarea particolelor încărcate este mare și în așa mod plasma poate fi socotită cuazineutră (raza Debye este mică în comparație cu dimensiunile regiunii de descărcare).

Am considerat că gazul nu este electric negativ și în plasmă există numai ioni pozitivi. În acest caz distribuția radială a densității electronilor în coloana pozitivă a descărcării în mediul gazos n_e (r) este dată prin rezolvarea ecuației de balanță pentru electroni [6]:

$$\frac{1}{r}\frac{d}{dr}\left(rD_{a}\frac{d}{dr}n_{e}\right) + \gamma_{i}n_{e} - \beta_{r}n_{e}^{2} = 0$$
(1.89)

În ecuația (1.91) primul termen descrie difuzia electronilor către periferia regiunii de descărcare (D_a – coeficientul de difuzie bipolar). Al doilea termen corespunde ionizării moleculelor la ciocnirea lor cu electronii (γ_i – frecvența acestor tipuri de ciocniri). Ultimul termen reflectă dispariția electronilor din regiunea de descărcare ca rezultat al proceselor de descărcare volumetrică (β_r – coeficient de recombinare electron-ion).

În calitate de condiții limită pentru ecuația dată se aplică următoarele relații [6]:

$$\frac{d}{dr}n_e(0) = n_e(R) = 0 \tag{1.90}$$

Prima condiție corespunde simetriei descărcării, iar a doua neutralizării sarcinii către periferia regiunii de descărcare.

Sa analizat caracterul rezolvării ecuației (1.89) pentru diferite cazuri limită. Pentru cazul cînd procesul de recombinare a particolelor încărcate în volumul plasmei nu este mare, iar parametrii γ_i și D_a sunt constanți după axa de simetrie a descărcării atunci soluția ecuației date o reprezintă funcția Bessell de ordin nul cu argument real [6]:

$$n_{e}(R) = n_{e}(0)J_{0}\left[r\left(\frac{\gamma_{i}}{D_{a}}\right)^{1/2}\right]$$
(1.91)

în care $J_0(y)$ – funcție oscilatorie a argumentului y de perioadă variabilă: $y = r \left(\frac{\gamma_i}{D_a}\right)^{1/2}$.

Din ecuația (1.89) rezultă, că dependența radială a densitățiielectronilor $n_e(r)$ în coloana pozitivă a descărcării luminiscente în cazul lipsei recombinării de volum este relativ lentă și nu depinde de oblicul funcțiilor $\gamma_i(r)$ și $D_a(r)$.

Să analizăm ce se va întîmpla dacă recombinarea particolelor încărcate din regiunea de descărcare va fi comparabilă cu difuzia la periferie. Așa o descărcare luminiscentă, spre deosebire de procesul de difuzie, poartă denumirea de descărcare volumerică.

Dacă parametrii ecuației (1.89) după direcția radială a descărcării sunt constanți, atunci evidența recombinării volumetrice a particolelor încărcate va duce la o dependență radială și mai lentă a concentrației electronilor decît ceea ce este exprimată de funcția Bessell (1.91).

Recombinarea volumetrică a particolelor încărcate este mai puternică în acea regiune a plasmei în care densitatea particulelor încărcate este maximă, deci în regiunea axei de simetrie a regiunii de descărcare, din care motiv recombinarea electron-ion din volumul dat va duce la o micșorare esențială a concentrației de electroni în apropierea axei de simetrie a regiunii de descărcare și în așa mod la o concentrare de electroni mai lentă în direcția razei în comparație cu distribuția Schottky. Pentru cazul limită, cînd difuzia particulelor încărcate spre periferie în comparație cu procesele volumetrice pot fi admise, din ecuația (1.89) vom obține, că concentrația de electroni este una și aceiași în interiorul plasmei [6]:

$$n_{e} = \frac{\gamma_{i}}{\beta_{i}} \tag{1.92}$$

În conformitate cu relația (1.92) rezultă, că, dacă în volumul coloanei pozitive valoarea frecvenței de ionizare γ_i din careva motive se va micșora esențial pe măsură ce ne apropiem de periferia descărcărilor electrice, atunci spre deosebire de regimul de difuzie a descărcării luminiscente, cea mai mare concentrare de electroni și curentul descărcării va fi maxim în apropierea axei de simetrie a descărcării electrice. În așa mod va avea loc contractarea coloanei pozitive a descărcărilor luminiscente. Evidența difuziei electronilor care este maximă în regiunea gradientului densității electronilor va duce la o distribuție mai lentă decît cea ce este ce este împusă de ecuația (1.92).

În descărcarea luminiscentă de volum, pentru condiția, că distribuția electronilor devine descrescătoare [6]:

```
6D_a/R < < n_e\beta_r
```

(1.93)

Mărimile γ_i și β_r pot destul de puternic să varieze în interiorul coloanei pozitive a descărcării luminiscente din mai multe cauze, determinate atît de parametrii descărcării, cît și de structura gazului în care are loc descărcarea. Cele mai generale cazuri a neomogenității a plasmei coloanei pozitive staționare a descărcării luminiscente o prezintă transportul de căldura din centrul descărcării spre periferie, iar în rezultat temperatura în interiorul plasmei este neomogenă.

Particularitățile caracteristice de contractare termică a plasmei este determinată de condițiile concrete ale descărcării cun ar fi: valoarea curentului de descărcare, tipul de recombinare electron-ion, nivelul perderilor de energie la radiație, caracterului schimbului de energie dintre diferite grade de libertate a moleculelor prezente în descărcare, caracterului

funcției de distribuție a electronilor după energie, ionizării în trepte ș.a., însă unele legități generale a acestui fenomen pot fi determinate prin analiza proceselor ce au loc în plasmă.

Să analizăm coloana pozitivă a descărcărilor electrice neomogenă termic care corespunde condiției (1.93). Distribuția radială a concentrației de electroni este dată de relația (1.92).

Gradul de contractare a descărcării în acest caz este determinat de gradientul de temperatură în coloana pozitivă, frecvența de ionizare, cît, și a coeficientului de recombinare în raport cu variația temperaturii gazului.

Deoarece dependența de temperatură a coeficientului volumetric de recombinare electron-ion de obicei este mai pronunțată, decît dependența de temperatură a frecvenței de ionizare a gazului, rezultă, că frecvența de ionizare este determinativă pentru funcția concentrației electronilor de temperatura gazului, în cazul plasmei luminiscente neechilibrate atunci, cînd energia medie a electronilor este mult mai mare decît temperatura gazului. În această situație frecvența de ionizare a particulelor neutre se aproximează ca funcție de presiunea P şi temperatura gazului T [6]:

$$\gamma_i = \varphi(T) \exp\left(-\frac{BN}{E}\right) \exp\left(-\frac{BP}{ET}\right)$$
(1.94)

în care B – coeficient empiric, $\varphi(T)$ – funcție de temperatură de putere.

În expresia (1.94) nu s-a ținut cont de posibila dependență a lui γ de concentrația electronilor n_e. Această dependență a lui $\gamma(n_e)$ apare atunci, cînd gradul de ionizare a plasmei va fi relativ mare pentru că frecvența ciocnirilor culumbirne dintre electroni va fi comparabilă cu frecvența de ciocnire dintre electroni cu particule neutre și astfel va vodifica va modifica funcția de distribuție a electronilor după energii.

Considerînd viteza de degajare a căldurii ca fiind proporțională densității locale de curent și aplicînd expresiile (1.92) și (1.93) vom scrie ecuația conductibilității termice, soluția căreia ne va da distribuția temperaturii gazului în direcție radială de la axa de simetrie spre periferie [6]:

$$\frac{1}{r}\frac{d}{dr}\left(r\mathfrak{X}\frac{dT}{dr}\right) + eEv_{g}\beta_{r}^{-1}\varphi(T)\exp\left(-\frac{BP}{ET}\right) = 0$$
(1.95)

cu condițiile de limită:

$$\begin{cases} \frac{d}{dr}T(0) = 0\\ T(R) = T_0 \end{cases}$$
(1.96)

în care: v_e – viteza de drift (dreif) a electronilor, \mathfrak{X} - conductibilitatea termică a gazului care depinde de temperatură.

Al doilea termen a expresiei (1.95) corespunde energiei termice (Jouliene) pe care o capătă electronii în cîmp electric și pe care o transmit particulelor neutre.

Condițiile de graniță (1.95) corespund simetriei și egalării termice (Jouliene) pe care o obțin electronii în cîmpul electric și pe care o transmite particulelor neutre. Aceste condiții de graniță (1.95) corespund simetriei și egalării termperaturii gazului la periferie cu temperatura mediului înconjurător (r=R).

Pentru a căpăta o soluție analitică a ecuației (1.94) vom precăuta o descărcare care se contractă slab, pentru care variația temperaturii în direcție radială este mică.

Ne vom folosi de așa o condiție că valoarea exponentei din ecuația (1.94) este cu mult mai mare ca unitatea și conccentrația electronilor și corespunzător a energiei care se degajă într-o unitate de volum a plasmei variază esențial la variații neesențiale a temperaturii.

Aceasta permite a descompune gradul exponentei după șirul de puteri față de variația temperaturii. Așa o tratare matematică asigură posibilitatea analizeu soluției ecuației conductibilității termice (1.95).

Întroducînd variabilele adimensionale [6]:

$$\Theta = b \frac{\tau - \tau_0}{\tau_0} \operatorname{si} \hat{x} = r \left(e E v_e b \frac{n_e(\tau_0)}{x\tau_0} \right)^{1/2} \equiv \frac{r}{r_0}$$

$$\text{unde } b = \frac{\delta(\ln \gamma_i)}{\delta(\ln \tau)} \Big|_{T = \tau_0} = \frac{BP}{E\tau_0} \gg 1.$$
(1.97)

și transformînd ecuația (1.95) și condițiile de graniță (1.96) la forma:

$$\frac{1}{\hat{x}}\frac{d}{d\hat{x}}\left(\hat{x}\frac{d\theta}{d\hat{x}}\right) + \exp(\theta) = 0$$

$$\begin{cases} \frac{d\theta}{d\hat{x}}(0) = 0 \\ \theta(\hat{x}_R) = 0 \end{cases}$$
(1.98)
(1.99)

Descompunerea în șir după puteri este admisibilă, dacă $\Theta \ll b^{1/2} \sin \frac{\Delta T}{T_0} \ll b^{-1/2} \ll 1$, rezultă, că variația temperaturii în direcția radială este mică, ceea ce permite excluderea dependenței de temperatură a funcții lor $\varphi(T)$, $\mathcal{E}(T)$ și $\beta_r(T)$. Soluția ecuației (1.98) va lua forma:

$$\exp(\Theta) = 8a^{-2} \left[1 + \left(\frac{\hat{x}}{a}\right)^2 \right]^{-2}$$
(1.100)

în care valoarea parametrului *a* se determină din condiția de graniță $\Theta(\hat{x}_R) = 0$.

$$a_{1,2}^2 = 4 - \hat{x}_R^2 \pm 4 \left(1 - \frac{\hat{x}_R^2}{2}\right)^{1/2}$$

$$\hat{x}_R \equiv \frac{R}{r_0}$$
(1.101)

Din relația (1.101) rezultă, că în cercetările stărilor staționare a coloanei pozitive trebuie să corespundă ineecuației [6]:

$$\hat{x}_R^2 \equiv \frac{R^2}{r_0^2} \equiv R^2 \frac{\varphi_0}{x_{T_0}} \frac{BP}{ET_0} \le 2$$
(1.102)

în care Θ_0 – energie termică (Jouliană) care se degaja într-o unitate de volum a plasmei și corespunzător concentrația de electroni $n_e(T_0)$.

Deoarece $\Theta_0 \sim n_e \sim \exp\left(-\frac{BP}{ET_0}\right)$ atunci condiția (1.102) limitează valoarea de sus a intensității cîmpului electric, care poate să se stabilească într-o descărcare luminiscentă contractată slab.

Analizînd raza caracteristică a coloanei pozitive R_c cu ajutorul condiției $n_e(R_c) = \frac{n_e(0)}{2}$ vom obține că [6]:

$$R_c^2 = 0.4a^2 r_0^2 \tag{1.103}$$

În corespundere cu soluția ecuației conductibilității termice cu satisfacerea condiției (1.102) vom obține două soluții, una dintre care corespunde valorii mai mari iar a doua celei mai mici. Prima soluție descrie starea necontractată a coloanei pozitive, deoarece ei îi corespunde R_c >R. Această soluție este stabilă în raport cu variațiile relative mici a excitării termice a plasmei. A doua soluție descrie coloana pozitivă a descărcării ce corespunde cazului de contractare a plasmei.

Pentru $\hat{x}_R \ll 2$ acestei soluții îi corespunde valoarea $R_c^2 = 0.4 \frac{\hat{x}_R^2 R^2}{8} \ll R^2$.

A doua soluție este instabilă față de variații mici a temperaturii. La o creștere mică a temperaturii, are loc o creștere bruscă de degajare a energiei electrice care nu se compensează de creșterea liniară a vitezei de transportul de căldură pe contul conductibilității, iar ca rezultat are loc o explozie termică [9]. Pentru cazul cînd conturul de alimentare este conectată o rezistență de balast relativ mare, curentul de descărcare este limitat și de aceea pentru diferite situații așa o stare poate fi realizată experimental.

O soluție exactă a coloanei pozitive luminiscente și contractabile este corectă pentru cazul unei variații nu prea mari a creșterii temperaturii gazului $\frac{\Delta T}{T_0} \ll 1$.

Pe măsura creșterii curentului descărcării electrice și corespunzător degajării energiei termice, temperatura gazului crește și atunci presupunerea de mai sus se încalcă. Formal soluția ecuației (1.100) la creșterea intensității cîmpului electric nu are sens fizic deoarece se încalcă inegalitatea (1.102).

La încălzirea mai puternică a gazului descărcarea volumetrică reală se va contracta puternic și în acest caz raza minimă a coloanei pozitive a descărcării va fi cu un ordin mai mic ca mărime și va fi determinată de distanță pe care vor difuza electronii în timpul recombinării.

$$R_{c\,min} = \left(6\frac{D_a}{\beta_r n_e}\right)^{1/2} \tag{1.104}$$

Se poate spune, că contrația descărcării luminiscente este cauzată de doi factori esențiali:

 creșterea curentului la descărcare și a presiunii gazului, descărcarea trece din regimul de difuzie în regimul de descărcare volumetrică;

neomogenitatea temperaturii gazului devine mai evidentă de la centrul axei de simetrie spre periferie.

Condiția predominării recombinării volumetrice a electronilor în comparație cu părăsirea regiunii de descărcare pe contul difuziei este exprimat de inegalitatea (1.93). Condiția neomogenității temperaturii gazului care duce la instabilitatea frecvenței de ionizare este exprimată de inegalitatea inversă inegalității (1.102) și poate fi scrisă sub forma:

$$n_e > \frac{x_{T_0}}{R^2 E_e v_e b} \tag{1.105}$$

Combinînd relația (1.91) cu (1.105) într-o expresie comună care permite determinatea de jos a concentrației electronilor în coloana pozitivă la atingerea căreea se începe contractarea descărcării luminiscente vom obține:

$$n_{e}R^{2} > \max\left[\frac{6D_{a}}{\beta_{r}}, \frac{\mathfrak{X}T_{0}}{eEv_{e}b}\right]$$
(1.106)

Din această expresie rezultă limita de sus a curentului J_{max} care poate curge într-o descărcare luminiscentă necontractată.

Curentul total poate fi exprimat sub forma [6]:

$$J = e n_e \mu_e E \pi R^2 \tag{1.107}$$

Odată cu variația radială a dimensiunilor zonei de descărcare, intensitatea curentului electric în descărcare luminiscentă necontractată variază logaritmic [6]:

$$J_{max} = const \ n_e R^2 \tag{1.108}$$

Dacă la descărcarea prin mediul gazos trec curenți mari, pe contul măririi densității plasmei sau pe contul creșterii dimensiunilor radiale, descărcarea luminiscentă se va contracta, în așa mod, contractarea termică este un fenomen fizic principial ce limitează curentul descărcării luminiscente omogene.

1.10. Metode de excitare a nivelelor energetice oscilatorii

Una din metodele de excitare a moleculelor multiatomice cu stări oscilatorii înalte sau a stărilor electronice excitate din starea electronică de bază prezintă excitarea cu aplicarea radiației laser. Inpulsul laser în diapazonului vizibil sau ultraviolet poate excita stările oscilatorii ale stării electronice. Variind frecvența radiației pot fi aduse în stare excitală nivelele cu diferită rezervă de energie, iar apoi de cercetat tranzițiile în starea de bază după spectrul de radiație, care corespunde moleculei poliatomice ce posedă stări relative înalt excitate. Aceste încercări

experimentale prezintă o informație amplă despre timpul redistribuției energiei oscilatorii din interiorul moleculei într-o moleculă poliatomică care constituie $10^{-13} \div 10^{-11}$ s [28-30].

Dacă energia de excitare a stărilor de vibrație-electronică a moleculei poliatomice este mai mică decît energia de disociere a moleculei în starea electronică de bază, atunci excitînd-o cu raze ultraviolete sau infraroșii, molecula, datorită legăturilor nonadiabatice a mișcării electronice sau de vibrație, are loc relaxează pe nivele de vibrație înalte ale stării electronice de bază cu una și aceeași energie. Acest proces din interiorul moleculei al relaxării de vibrațieelectronică a moleculei poliatomice poartă denumirea de conversie internă Figura 1.10 [28].



Fig. 1.10. Metode de excitare a moleculelor poliatomice pe nivelele superioare ale stărilor de vibrație:
a – excitarea stării electronice cu surplus de energie de vibrație; b – conversia interioară de energie a excitării
electronice în energia de vibrație; c – excitarea armonicilor superiori de vibrație; d – excitarea polifotonică a nivelelor de vibrație cu radiație infraroșie [28]

La momentul actual această metodă se aplică pentru tranziția moleculei poliatomice pe niveluri înalte de vibrație excitate pentru determinarea proprietăților lor:

- dezintegrare unimoleculară (descompunerea);
- dezactivarea oscilatorie;
- excitarea polifotonică în infraroșu;
- spectroscopia în infraroșu.

Această metodă permite a excita moleculele într-un interval energetic îngust.

O altă metodă o prezintă excitarea polifotonică în infraroșu. Aplicînd această metodă este posibilă excitarea directă a nivelelor de vibrație înalte a stării electonice de bază cu radiație vizibilă sau în infraroșu.

Este posibilă și excitarea polifotonică directă a nivelelor de vibrație înalte a moleculelor poliatomice cu radiații ultraviolete, lungimea de undă a căreia coincide cu banda fundamentală de absorbție (Figura 1.10) [28].

Modelul calitativ de excitare polifonică a nivelelor oscilatorii a moleculelor poliatomice sub acțiunea radiației vizibile și infraroșii este ilustrat în fig. 1.11 [28-30].



Fig. 1.11. Modelul procesului de excitare şi disociere în cîmp puternic infraroşu: I – excitarea de rezonanță a nivelelor oscilatorii inferioare; II – excitarea puternică la tranziție dintre stările superioare; III – disocierea moleculară [28]

În Figura 1.11 sunt indicate fazele de bază ale excitării polifotonice și a disocierei moleculei poliatomice. Acest model este acceptat ca de bază de către toți cercetătorii din domeniu. În corespundere cu acest model de excitare oscilatorie a moleculei are loc o trecere consecutivă prin cele trei regiuni calitative de energie oscilatorie:

- Regiunea nivelelor discrete joase a nivelelor oscilator-rotaționale unde este posibilă o tranziție din starea dată;
- Regiunea coazicontinumului oscilator unde are loc interacțiunea dintre nivelele oscilatorii situate foarte aproape unul de altul pentru această stare;
- Regiunea continumului real care se află mai sus de limita disocierei în care este posibilă descompunerea moleculei datorită supraexcitării ei.

La tranzițiile de vibrație cu nivele energetice inferioare are loc excitarea de rezonanță treptată a acestor nivele în infraroșu. Aceasta se atinge datorită compensării nonarmonice a frecvențelor tranzițiilor de vibrație consecutive.

În acele cazuri, cînd la o careva tranziție pe nivelele joase are loc o compensare fixată a anharmonismului, atunci, cu o intensitate mai mare se conectează mecanismul bifotonic sau trifotonic a tranzițiilor oscilatorii dintre nivelele intermediare apropiate de nivelul de rezonanță al oscilației moleculei.

Odată cu tranziția moleculei poliatomice pe nivele superioare de vibrație are loc o creștere bruscă a numărului tranzițiilor de vibrație din starea de vibrație-rotație. Aceasta este cauzată de desitatea înaltă a nivelelor oscilatorii a moleculei cu un număr mare de grade de libertate de interacțiune a lor. Din acest motiv spectrul tranzițiilor de vibrație dintre nivelele înalte excitate nu posedă o rezonanță vădită ca și pentru cazul tranzițiilor inferioare.

Pentru majoritatea moleculelor stările electronic excitate se află în regiunile de energii, care, pot fi atinse prin excitarea polifotonică a nivelelor de vibrație a stării electronice de bază a lor.

Pentru legătura neadiabatică sau spin-orbitală dintre diferiții termi, tranziția din starea electronică într-un sistem izolat de molecule va avea loc fără radiație [31].

La absorbția cuantului ultraviolet $\hbar\omega_{uv}$ sau vizibil, molecula poate trece în starea electronic excitată S_I , disocierea ei este posibilă atît pe contul tranziției spontane în stare electronică de bază S_0 și a radiației cuantului $\hbar\omega_{lum}$ (luminescent), cît și a relaxării energiei electronice în energie de vibrație S_0^* (Figura 1.12 a).



Fig. 1.12. Relaxarea electronică directă (a) și inversă (b) [28]

În Figura 1.12 a, linia continuă corespunde tranziției cu radiație, iar cea punctată – tranziției fără radiație.

Tranziția fără radiație a energiei electronice în energie de vibrație duce la micșorarea energiei cuantelor de lumină și, respectiv, la micșorarea intensității ei.

La excitarea nivelelor oscilatorii a termului electronic de bază cu radiație infraroșie este posibil și procesul invers, și anume a transferului de energie de vibrație în energie electronică (Figura 1.12 b).

Acestui proces i s-a dat denumirea de relaxare electronică inversă (REI) (Inverse Electronic Relaxation IER) [28, 30]. Așa tip de relaxare duce la aparița luminiscenței în spectrul ultraviolet sau vizibil. Cercetările acestui proces au fost motivate de dezvoltarea cercetării în domeniul excitării polifotonice a moleculelor care a devenit o metodă universală de excitare a moleculelor pe nivele electronice [28, 30].

Nivelul mediu al excitării oscilatorii atins prin metoda polifotonică este funcție de dimensiunile moleculei și este limitat numai de pragul disocierii monomoleculare.

La excitarea polifotonică a moleculelor cu radiație infraroșie s-a observat un tip de radiație din spectrul vizibil sau ultraviolet ca rezultat al REI și a condus la următoarele generalizări:

- 1. Universalitatea activării oscilatorii a moleculelor izolate la excitarea polifonică cu formarea cuazicontinuumului;
- Posibilitatea descrierii teoretice a excitării polifotonice a moleculelor şi prezicerea distribuției moleculelor după stările lor;
- Gradul maxim posibil de excitare a moleculelor este limitat de regiunea energetică, în care trebuie să se afle sistemul necesar pentru REI pentru termii excitați electronic;
- 4. Influența dezintegrării monomoleculare asupra REI.

Deoarece frecvențele tranzițiilor electronice și oscilatorii trebuie să corespundă corelației $\omega_{osc} \ll \omega_{el}$, pentru REI, la observarea cărora trebuie să se îndeplinească condiția ($E_{osc} \cong h\omega_{el}$) aceasta este posibil numai în cazul, cînd, are loc o absorbție a unui număr mare de fotoni infraroșii $N_{ir} \gg 1$ ($N_{ir} \cdot \omega_{osc} \cong \omega_{el}$).

Datele experimentale [28] despre REI atestă, că absorbția fotonilor infraroșii atinge valorile de la 20 - 40 fotoni și ca rezultat are loc apariția radiației luminoase din spectrul vizibil sau ultraviolet.

1.11. Concluzii la capitolul 1

Din analiza rezultatelor teoretice și experimentale prvind procesele fizice de excitare și relaxare a mediilor gazoase reflectate în literatura de specialitate putem conclude că:

- cele mai eficiente metode de excitare a mediilor gazoase în vederea obținerii plasmei sunt descărcările electrice de diferite tipuri;
- pentru excitarea moleculelor poliatomice cu stări oscilatorii înalte se aplică diferite tipuri de radiații, nivelul excitării oscilatorii multifotonice este funcție de dimensiunile moleculei şi este limitat numai de pragul disocierii ei;
- cea mai simplă metodă de creare a plasmei la temperaturi joase o reprezintă descărcările în gaze sub forma de impulsuri, variind presiunea şi componentele mediului gazos, dimensiunile electrozilor şi distanţa dintre ei, însa această metodă este insuficient cercetată;
- problema interacțiunii plasmei cu corpul solid transparent şi netransparent şi rezultatele acestor interacțiuni în vederea aplicării efectelor fizice în practică rămîine una prea puțin soluționată.
- dimensiunea maximală de separare a sarcinii poartă denumirea de lungime Debye. Pentru plasma de aer în condiții normale ea constituie: $d = 2,2 \cdot 10^{-8} cm$;
- criteriul de străpungere Townsend determină tensiunea de străpungere a spațiului gazos inclus între electrozi numai în acel caz, cînd cîmpul electric format de componenta electronică și ionică, este mic în comparație cu cămpul electric omogen la faza inițială, astfel cîmpul electric propriu a plasmei poate fi neglijat dacă dimensiunea caracteristică a volumului ocupat de plasmă este mai mică decît raza Debye (r_0) ;
- pentru fiecare tip de gaz tensiunea de străpungere se micșorează cu creșterea produsului $p \cdot d$, atinge un minim pentru o careva valoare $(p \cdot d)_{min}$, după care crește din nou;
- condiția Schottky, impune faptul, că în coloana pozitivă staționară de descărcare în regim de difuzie intensitatea cîmpului electric care este aplicat la electrozi nu depinde de concentrația de electroni din mediul gazos, și nici de curentul descărcării electrice;
- în coloana pozitivă de difuzie distribuția electronilor de la axa de simetrie spre periferie se deosebește puțin de distribuția Schottky, chiar și în cazul apariției electronilor în apropierea axei de simetrie;
- gradul de contractare a descărcării este determinat de gradientul de temperatură în coloana pozitivă, frecvența de ionizare, cît, și de cea a coeficientului de recombinare în raport cu variația temperaturii gazului;

contrația descărcării luminiscente este cauzată de doi factori esențiali: creşterea curentului la descărcare și a presiunii gazului, descărcarea trece din regimul de difuzie în regimul de descărcare volumetrică iar neomogenitatea temperaturii gazului devine mai evidentă de la centrul axei de simetrie spre periferie.

2. METODICA EFECTUĂRII CERCETĂRILOR

Așa cum am arătat anterior, descărcarea în gaze este una dintre cele mai răspîndite metode de obținere a plasmei de temperatură joasă. Din totalitatea tipurilor de descărcări, cea luminescentă se deosebește prin faptul că ea poate fi obținută ușor în cîmpuri puternic neechilibrate. Pentru plasma descărcărilor luminescente este caracteristic gradul mic de ionizare și o diferență de temperatură mare a electronilor și particolelor grele (ioni, molecule). Pentru a studia procesele fizice care duc la descărcarea luminescentă a fost elaborată o metodică a cercetărilor experimentale, și anume: au fost proiectate și elaborate instalațiile experimentale pentru obținerea și cercetarea plasmei cu sistemul de alimentare electrică, au fost preparate obiectele de cercetare (sticle optice, suprafețe metalice), a fost utilizat aparataj de înregistrare a semnalelor și a morfologiei suprafețelor prelucrate. Pentru interpretarea datelor fizice a fost aplicat un aparat matematic de specialitate.

2.1. Instalația experimentală pentru determinarea constantei de timp de relaxare a energiei în medii gazoase

În Figura 2.1 [41, 42] este prezentată schema instalației experimentale destinată determinării constantei de timp a relaxării oscilatorii. Măsurările timpilor de relaxare pentru H_2 la presiunea de 8 atm. s-au efectuat în felul următor:

1) chiuveta 1 se umplea cu gazul supus cercetării;

2) cu ajutorul lentilei 2 se focaliza radiația laserului 3 spre electrozii 4 prin fereastra optică 5;

3) radiația laserului cu rubin ($\lambda_{rad}=0,6943 \mu m$) cu modulare pasivă a factorului de calitate a rezonatorului, pătrunzînd în chiuveta 1, iniția străpungerea interstițiului dintre cei doi electrozi 4. După ce radiația ieșea din chiuvetă prin fereastra 6 ea era colimată cu ajutorul lentilei 7;

4) pe electrozii 4 se aplica diferența de potențial de la o sursă de tensiune înaltă 8 și în procesul disipării energiei oscilatorii acumulate de moleculele de H₂, la generarea primei componente Stokes la împrăștierea Raman indusă în regiunea focarului, avea loc încălzirea gazului;

5) ca rezultat se micșora densitatea lui și între electrozii 4 apărea descărcarea sub formă de scînteie.

6) pentru a măsura energia acumulată de moleculele gazului, cu ajutorul calorimetrului 9, era înregistrată energia primei componente Stokes selectată de filtrul optic 10. Cu ajutorul plăcuței plan paralele 11, o parte din radiație (I Stokes) era orientată spre fotoreceptorul 12;

7) întîrzierile de timp între impulsul de pompaj și impulsul curentului de descărcare erau înregistrate cu ajutorul dispozitivului Rogovskii 13. Durata impulsului de generare a laserului cu rubin era de 50 ns cu valoarea energiei impulsului de radiație cuprinsă în gama 0,2÷0,8 J. Distanța focală a lentilelor 2 și 7 era de 75 mm, mărimea interstițiului era egală cu 2,5 mm.



Fig. 2.1. Instalația experimentală pentru determinarea constantei de timp de relaxare [41, 42]: 1 – chiuveta cu gaz; 2, 7 – lentile; 3 – laser cu rubin; 4 – electrozii; 5, 6 – ferestre optice; 8 – sursa de tensiune înaltă; 9 – calorimetru; 10 – filtru optic; 11 – placa optică plan paralelă; 12 – fotoreceptor; 13 – dispozitiv Rogovskii; 14 – osciloscop

8) mărimea tensiunii de străpungere electrică se determina după ce în chiuveta a fost introdus gazul, în baza creșterii lente a tensiunii pe electrozi, pînă în momentul cînd avea loc străpungerea interstițiului, înregistrată cu ajutorul dispozitivului Rogovskii și osciloscopului. Mărimea tensiunii de străpungere constituia 22 kV la presiunea gazului din chiuvetă de 8 atm.

Aplicarea descărcării sub formă de scîntei pentru cercetarea proceselor de relaxare în H_2 în condiții puternic de neechilibru a fost descrisă pentru prima dată în lucrarea [41]. Metoda de determinare a constantei de timp τ a proceselor de relaxare VT (rotațional-oscilatorie) constă în faptul, că cu ajutorul radiației Raman induse, se efectuează pompajul primului mod oscilatoriu al moleculei de H_2 . Aceasta se atinge pe baza alegerii condițiilor pentru care efectiv se generează prima componentă Stokes a radiației Raman induse, în punctul de ieșirea din chiuveta cu gaz. Ea permite determinarea mărimii energiei oscilatorii acumulate de moleculele de H_2 în regiunea focarului. Durata impulsului de pompaj este cu mult mai mică decît timpul caracteristic de relaxare și aceasta permite crearea unei rezerve inițiale de energie ce excită numai primul nivel oscilatoriu. În centrul chiuvetei cu gaz sînt instalați doi electrozi, astfel ca regiunea pompajului se localizează între aceștia. Pe electrozi este aplicată o diferență de potențial mai mică decît diferența de potențial necesară străpungerii statice pentru aceste condiții. La încălzirea și dilatarea adiabatică a gazului în procesul termalizării energiei oscilatorii rezervate are loc micșorarea densității gazului n în spațiul dintre electrozi și creșterea raportului dintre diferența de potențial aplicată electrozilor U și a densității gazului n. Străpungerea sub formă de scînteie are loc, dacă se îndeplinește condiția:

$$\frac{U}{n} > \left(\frac{U}{n}\right)_{cr} \tag{2.1}$$

în care $\left(\frac{U}{n}\right)_{cr}$ este mărimea critică a raportului dintre diferența de potențial aplicată electrozilor și densitatea gazului.

Timpul de dezvoltare a descărcării sub formă de scînteie (sau streamer), în condițiile experimentului, este cu mult mai mic decît timpul caracteristic de relaxare și mărimea întîrzierii în timp a străpungerii în raport cu impulsul de pompaj.

Procesul de disipare a energiei oscilatorii acumulate este descris cu următoarea relație [42]:

$$E(t) = E_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \tag{2.2}$$

în care t este timpul calculat din momentul excitării primului nivel oscilatoriu.

Cantitatea de energie termică ce se degajă la momentul t, ca rezultat al relaxării VT, va fi [42]:

$$Q(t) = E_0 \left(1 - exp\left(\frac{t}{\tau}\right) \right)$$
(2.3)

După cum observăm din relația (2.3) viteza de degajare a căldurii în interstițiu este funcție de τ . Din acest motiv între impulsul de pompaj și momentul de apariție a descărcării sub formă de scînteie există o întîrziere de timp t_d , mărimea căreia este funcție de valoarea lui τ și se exprimă prin relația [42]:

$$t_d = -\tau ln \left(1 - \frac{q}{E_0} \right) \tag{2.4}$$

în care q reprezintă cantitate de căldură ce se degajă în spațiul dintre electrozi care duce la apariția descărcării.

Modificarea mărimii energiei transportate în interstițiu pe baza variației energiei impulsului radiației laser, pentru unele și aceleași condiții, duce la variația lui t_d . Condiția apariției descărcării sub formă de scînteie o prezintă degajarea în spațiul dintre electrozi a unei anumite cantități de energie termică q. Valoarea lui q poate fi exclusă din sistemul de ecuații ce descriu o serie din două măsurări a timpului de întîrziere t_1 și t_2 a descărcării sub formă de scînteie pentru două mărimi a rezervei inițiale de energie oscilatorie E_1 și E_2 [42]:

$$\begin{cases} t_1 = -\tau ln \left(1 - \frac{q}{E_1}\right) \\ t_2 = -\tau ln \left(1 - \frac{q}{E_2}\right) \end{cases}$$
(2.5)

Merită de menționat că sistemul de ecuații (2.5) asigură posibilitatea de determinare a lui τ , dacă măsurăm timpul t_1 și t_2 pentru două valori ai energiei E_1 și E_2 .

În primele experimente rezultatele cărora sînt descrise mai jos se observă o dispersie a mărimii t_d pentru valorile fixe a lui E_0 . Mărimea lui τ s-a determinat în baza celei mai bune aproximații a funcției (2.4) pentru un număr mare de puncte experimentale obținute prin variația lui E_0 pentru unul și același interstițiu.

2.2. Instalația experimentală de formare a plasmei

În experimentele efectuate în decursul prezentei tezei de doctorat a fost folosită instalația experimentală, a cărei schemă este prezentată în Figura 2.2. Ea constă din următoarele elemente [44-49]: sursa de alimentare de curent continuu care funcționează la tensiune U=25 kV, eclatorul (Ecl.), bateria de condensatoare (C), rezistența de balast R, electrodul special 1 și contraelectrodul 2.



Fig. 2.2. Schema de principiu a instalației experimentale utilizate [44-49]: Ecl. – eclator, Osc – osciloscop cu memorie, R_ş – rezistența de şunt; 1 – electrodul special; 2 – contraelectrod

Un element original al instalației experimentale utilizate în experimentele noastre îl constituie electrodul special format din mai multe fire cu rezistență electrică activă, care cauzează divizarea curentului de descărcare prin totalitatea canalelor formate. Aceasta stimulează întreținerea descărcării în impuls în mai multe canale simultan. Aceasta conduce la menținerea unor densități mari de curent, și ca urmare, la sporirea randamentul utilizării energiei de descărcare dar și a omogenității plasmei. Interstițiul dintre electrozi este S=7 mm. Secțiunea transversală a electrodului special avea dimensiunea 17×7 mm, în care erau localizate un număr de cca. 600 fire de cupru de diametrul 0,35 mm izolate între ele.

Măsurarea parametrilor impulsurilor de curent (durata, forma și valoarea amplitudinei) [44-49] și vizualizarea lor se efectuează folosind osciloscopul cu memorie Osc (C8-13), conectat paralel la șuntul coaxial cu rezistența activă $R_s=0,003 \Omega$. Parametrii energetici ai descărcărilor electrice în impuls ai generatoarelor electrice folosite la formarea plasmei au fost determinați prin integrarea semnalului înregistrat de osciloscop. Energia degajată în impuls, precum și energia degajată în interstițiu, se determină din relațiile [43]:

$$W = \int_{0}^{\tau} I(t) U_{e}(t) d(t), \qquad (2.6)$$

$$W_{s} = \int_{0}^{\tau} I(t)U_{s}(t)dt .$$
 (2.7)

Pentru a obține un front abrubt al descărcărilor electrice în impuls este necesar ca rezistența de contact a legării la pămînt să fie cea mai mică posibilă și să corespundă tehnicilor de securitate la utilizarea tensiunilor de ordinul zecilor de kV. Conectarea la pămînt a elementelor schemei de principiu s-a efectuat prin șină metalică din cupru pentru ca reactanța inductivă a circuitului să fie minimă, deoarece ea determină durata frontului descărcărilor (care, în mare măsură, înfluențează omogenitatea plasmei). Timpul descărcării de bază, conform oscilogramei din Figura 2.3b, este egal cu 0,15 µs. Forma și durata impulsurilor de curent ale descărcărilor obținute în experimentele efectuate sunt prezentate în fig. 2.3. Forma impulsurilor se află într-o directă dependență de valoarea capacității și rezistenței de balast, care împreună cu electrodul special, formează generatorul de tipul RLC. În Figura 2.3 segmentul de curbă AB corespunde autoionizării (în acest caz electrodul special funcționează ca un "tun electronic"), următorul segment BC corespunde descărcării de bază (obținerea plasmei), iar CD – crespunde procesului de relaxare (proprietățile mediului gazos revin la cele inițiale). În continuare procesele se repetă de la o descărcare la alta cu frecvența impusă de sistemul electric de control.



Fig. 2.3. Vederea generală a impulsului de curent pentru valoarea capacității C=1/12 μF, rezistența de balast R=8,2 MΩ [44-49]:
a) mărimea diviziunilor timpului 1 μs/div, tensiunii 100 V/div;
b) mărimea diviziunilor timpului 0,1 μs/div, tensiunii 100 V/div

Caracteristicile impulsurilor de descărcare electrică a instalației experimentale utilizate sunt prezentate în Tabelul 2.1. Pentru capacitatea bateriei de condensatoare C=1/12 μ F amplitudine a curentului este de 100 kA.

Cantitatea totală de Energia sarcină ce curge prin Amplitudinea Amplitudinea Capacitatea acumulată pe Durata interstitiu impulsului pe impulsului de condensatoului bateria de impulsului osciloscop curent C, µF condensatoare $\tau_{imp}, \mu s$ $i_{\rm s} dt$, kA·s Uosc, V I_s, kA W_{C} , J 0 1/1226 0,15 300 100 50

Tabelul 2.1. Caracteristicile impulsurilor de descărcare electrică din instalația utilizată [44]

Energia acumulată pe bateria de condensatoare ($W_c = \frac{CU^2}{2}$) este aproximativ egală cu 26 J. Deoarece schema este unipolară și ținând cont de pierderile ce se produc în elementele circuitului electric de descărcare, în energie termică se transformă cca. 25 % din energia rezervată în bateria de condensatoare, ceea ce constituie 6,5 J.

2.3. Construcția și modul de funcționare ale electrodului special

În Figura 2.4 este prezentată construcția de ansamblu și o secțiune transversală prin electrodul-multicanal proiectat și elaborat în prezenta lucrare [50-55].



Fig. 2.4. Structura constructivă a electrodului-multicanal [55]:

1 - canale elementare; 2 - izolator; 3 - capul activ al electrodului-multicanal; 4 - borna de conectare

Construcția electrodului-multicanal include: un sistem de canale de descărcare identice 1 conectate în paralel între ele, lungimea și diametrul cărora determină reactanța inductivă a

electrodului. Lungimea canalelor electrodului de construcție specială este cuprinsă în limitele $1\div1,5$ m, iar diametrele canalelor – în limitele $0,3\div0,5$ mm. Canalele elementare reprezintă fire din cupru tehnic de marca M-3 pentru a le asigura acestora rezistența activă de una și aceeași valoare. În scopul evitării străpungerii între canale, acestea sunt izolate între ele cu un strat dielectric, 2, cu grosimea de cca. 50-100 µm din sticlă de cuarț. În scopul asigurării formării unui câmp electric echipotențial la capătul de lucru 3, acesta se execută sub formă de plan format din terminațiile circulare a acestor canale. Capetele opuse (libere), 4, ale acestor canale sînt conectate electric între ele prin lipire cu ultrasunete, evitând prezența materialului izolator.

Electrodul-multicanal propus funcționează în calitate de catod. La aplicarea unei diferențe de potențial în impuls, electrodul confecționat servește inițial în calitate de "tun electronic", care sub acțiunea jetului de electroni emiși provoacă ionizarea mediului de lucru – aer la presiune normală, iar când atinge valoare de ionizare maximă a mediului, automat și neîntrerupt în timp, se derulează descărcarea electrică a impulsului de bază, iar în interstițiul anod-catod apare plasma descărcării electrice.

Noțiunea de "tun electronic" este aplicată din următoarele considerente: este cunoscut faptul că într-un cm³ de aer în condiții normale este o concentrație de \approx 1000 electroni liberi. Aplicînd o diferență de potențial dintre electrozi, asupra fiecărui electron din interstițiu va acționa o forță din partea cîmpului electric egală F=eE, care îi imprimă o accelerație, care, conform legii a doua lui Newton, este $a = \frac{F}{m}$.

Să apreciem în cît timp un electron liber va parcurga distanța d egală cu mărimea interstițiului (d=7 mm).

Din ecuațiile cinematicii se cunoaște că:

$$d = \frac{at^2}{2}$$

de unde:

$$t = \sqrt{\frac{2d}{a}}$$

Deoarece ma = eE, rezultă că $a = \frac{eE}{m}$ și atunci $t = \sqrt{\frac{2dm}{eE}}$

unde $m=9,1\cdot10^{-31}$ kg este masa electronului; $e=1,6\cdot10^{-19}$ C este sarcina electronului.

Dispozitivul propus are terminațiile capătului activ ale electrodului elaborat sub formă de ascuțișuri (dimensiuni mici în raport cu suprafața plană a anodului), iar contra-electrodul prezintă o suprafață plană continuă. Acesta asigură crearea, între fiecare canal și suprafață, a unui câmp electric E_1 , de 1,5 ori mai mare în raport cu câmpul E pe care îl creează două suprafețe plane continui și prin acesta se facilitează emisia electronică și amorsarea descărcării electrice în impuls, acesta funcționând la interstiții 5...7 mm și diferențe de potențial aplicate pe acesta – 25 kV.

Aşadar:

$$t = 2d \sqrt{\frac{m}{3eU}} \sim 10^{-10} s \tag{2.8}$$

Deoarece timpul în care un electron liber parcurge distanța dintre electrozi este de ordinul zecimilor de ns, atunci putem afirma că, pentru momentele inițiale, electrodul special îndeplinește funcția de "tun electronic". Străpungerea dintre canalele acestui electrod este evitată și prin aceea că ele reprezintă suprafețe echipotențiale pe întreaga lungime a electrodului.

Fiecare canal conductiv 1, în afară de rezistență activă R, mai posedă și o anumită inductanță L, determinată de diametrul și lungimea lui. De aceea, la suprafața de lucru a lui, mai întîi apare diferența de potențial aplicată, apoi prin aceste canale va trece curentul, mărimea căruia este determinată de numărul total de canale și energia rezervată în bateria de condensatoare. Curenții care apar în canalele de descărcare electrică concurează între ei datorită rezistenței active R și inductive a canalului (ωL), iar curentul total la descărcare este egal cu suma lor.

S-a demonstrat experimental, că cu un astfel de electrod-multicanal care funcționează în regim de catod se asigură obținerea unui jet de plasmă omogenă și distribuită într-un volum considerabil de ordinul $1\div3$ cm³ pentru o durată de 0,25 µs. Totodată, durata de funcționare a electrodului-multicanal este practic nelimitată datorită distribuirii uniforme a câmpurilor electrice și de temperaturile de pe suprafața lui activă.

2.4. Metodica cercetării interacțiunii plasmei cu substanța

A. Interacțiunea radiației plasmei cu sticle optice. În calitate de material de cercetare au fost utilizate sticlele optice colorate: de tipul TS (sticla întunecată), de tipul IKS (sticla de infraroșu) și de tipul UFS (sticla de ultraviolet). Caracteristicile spectrale ale sticlelor optice (dependența coeficientului de transparență de lungime de undă) sînt prezentate în Figura 2.5 [56-59]. După cum se vede din Figura 2.5, filtrele respective nu sunt transparente pentru regiunea vizibilă a spectrului, însă permit trecerea radiației în regiunea infraroșie. În calitate de sursă de

lumină de intensitate mare s-a folosit plasma descărcărilor electrice în impuls, formată de generatorul de impulsuri de tensiune schema electrică a căruia este prezentată în Figura 2.2.







b)



c)







e)



f)



Fig. 2.5. Caracteristicile spectrale ale sticlelor optice: a – IKS-1; b – IKS-3; c – IKS-5; d – IKS-6; e – IKS-7; f – TS-3; g – UFS-2; h – UFS-6 [65-69]

Intensitatea impulsului luminos emis de o descărcare este:

$$L = \frac{W_S}{S\tau} = \frac{6.5}{4 \cdot 10^{-2} \cdot 150 \cdot 10^{-6}} = 10^8 \div 10^9 \left(\frac{W}{cm^2}\right)$$
(2.9)

Conform [28], pentru intensități $L>10^{11}$ W/cm², are loc disocierea moleculelor cu distrugerea substanței. În experimentul efectuat în lucrarea de față intensitatea luminoasă era cu 2-3 ordine mai mică decît cea de disociere (formula 2.9). Descărcarea de bază are loc între electrozi 1 și 2 (Figura 2.2) însoțită de formarea unui impuls de lumină. Regiunea infraroșie a fluxului de lumină interacționează cu moleculele de SiO₂ a probelor cercetate. Excitarea multifotonică a radiației infraroșie a moleculelor de SiO₂ (pentru linia de rezonanță) duce la transferul nivelului energetic oscilatoriu în cel electronic (Figura 1.12, b), după care, trecînd ditro stare excitată în stare normală, radiază cuantele de lumină monocromatice de o anumită lungime de undă. **B.** Interacțiunea plasmei cu suprafețe metalice. Dimensiunile probelor supuse încercării: lungimea×lățime×grosime=40×40×2mm, executate din aliajele fierului, cuprului, titanului și aluminiului. Alegerea acestor materiale s-a făcut datorită largii lor aplicabilități în cercetare, construcții tehnice și în diverse tehnologii. Suprafețele probelor (care reprezintă contraelectrodul 2 din Figura 2.2) se preparau prin lustruire până la stare de oglindă, iar, după aplicarea descărcărilor electrice în impuls, acestea suportau anumite modificări: pe ele se atestau zone ale influenței termice de culoarea metalului proaspăt decapat (în acestea se produc procese de îmbogățire cu elemente ce se conțin în mediul de lucru) și zone în care s-a produs topirea suprafeței (acestea prezentau cratere sau meniscuri extrase și congelate sub formă de asperități conice) [43-46].

Fotografierea structurilor și micro-geometriei suprafețelor obținute ca urmare a acțiunii descărcărilor electrice în impuls au fost efectuate cu utilizarea microscopului metalografic XJM600T, dotat cu sistem digital de înregistrare a informației.

Analiza morfologiei (SEM – Scanning electron microscopy) și a compoziției chimice (EDX – Energy dispersive X-ray analysis) a straturilor superficiale a probelor supuse prelucrării, au fost efectuate cu ajutorul microscopului electronic de tip TESCAN dotat cu dispozitivele de analiză necesare. Cercetările au fost efectuate în Centrul Național de Studiu și Testare a Materialelor, Universitatea Tehnică a Moldovei, Chișinău, Republica Moldova.

C. Metode matematice aplicate la cercetarea proceselor de excitare și relaxare. Pentru determinarea primului coeficient Townsend a fost folosită formula semiempirică (1.4) și coeficienții din literatură de specialitate (tab. 1.1) pentru valorile reale ale intensității cîmpului electric *E* și a presiunii *p*.

Pentru determinarea dependenței timpului de întîrziere (timp de relaxare) ale descărcărilor electrice în mediul cercetat (aer) de energia disipată în interstițiu, a fost utilizată metoda celor mai mici patrate.

2.5. Metodica cercetării proprietăților de emisie optică a radiației plasmei obținută prin excitare în scînteie

Pentru înțelegerea mecanismelor de generare-recombinare a purtătorilor de sarcină în plasma produsă prin scînteie și a spectrelor atomice de emisie a impurităților necontrolabile din electrozi, dar și pentru a stabili compoziția chimică a mediului în vecinătatea nemijlocită a electrozilor s-a măsurat distribuția spectrală a radiației optice produsă prin excitarea electrozilor de Cu în scînteie la temperaturi 30-35 mii K.

Spectrele de emisie au fost măsurate cu ajutorul spectrofotometrului digital OCEAN OPTICS RED TIDE USB650 (Figura 2.6) [112], dotat cu soft de citire, prrelucrare și analiză de date, inclusiv fiind dotat cu bibliotecă de spectre pentru referință. Spectrometrul este dirijat cu ajutorul interfeței grafice prin intermediul unui sofware adecvat [113]. Cu ajutorul interfeței software a spectrometrului digital, au fost selectate experimental condițiile optime care să afișeze în timp real datele experimentale în formă digitală și grafică. Aceasta a permis să evaluăm eficacitatea setărilor experimentale pentru înregistrarea spectrelor în scînteie. Complimentar, spectrometrul oferă posibilitatea de cautare în biblioteci de spectre, la selecții de prelucrare a datelor, mărirea sau micșorarea unui domeniu spectral dorit, precum și efectuarea de modificări la unii parametri, pentru analiză calitativă și cantitativă. Spectrogramele pot fi afișate sub forma numerică, tabelară sau grafică (Figura 2.7). Cautarea în biblioteca cu spectre de referință se face prin activarea pictogramei corespunzătoare (H, He, Ne, Ar, Kr, Xe, Hg, ș.a). Afișajul permitea identificarea liniilor spectrale ale elementelor excitate.



Fig. 2.6. Schema montajului experimental de măsurare prin metoda spectroscopiei digitale [112]: a) Spectrometru *RED TIDE USB650*; b) Părți componente: 1 – Conector SMA; 2 – Fanta; 3 – Filtru neutru;
4 – Oglindă colimatoare; 5 – Rețea de difracție; 6 – Oglinda de focalizare; 7 – Lentilă; 8 – Detectorul UV-VIS-IR

Studiul în comun a acestor proprietăți este dictat, în primul rînd, de legătura care există între fenomenele fizice de excitare a electrozilor în scînteie, de interacțiune a radiației optice cu substanța și a fenomenului de autoabsorbție. Așadar, analiza proceselor de recombinare a purtătorilor de sarcină în plasma de neechilibru din măsurări a cineticii electrice este completată cu informația obținută din analiza distribuției spectrale a radiației optice.

Spectrometrul se poziționa spațial cu ajutorul **conectorului 1**, așa încît radiația trecea prin **fanta 2** în interiorul spectrometrului. Radiația optică trecea prin **filtrul neutru 3** după care se reflectă de pe **oglinda colimatoare 4** către **rețeaua 5** care difractă lumina primită de la oglina colimatoare și este direcționată (lumina difractată) spre **oglina de focalizare 6.** Respectiv,

oglinda de focusare primește lumina reflectată de pe grilaj și focusează spectrele de ordinul întîi pe planul detector. **Lentila 7** este atașată suplimentar la detectorul UV-VIS-IR, aceasta având rolul de a crește eficiența luminii colectate. **Detectorul UV-VIS-IR 8** colectează lumina primită de la oglinda de focusare și transformă semnalul optic în semnal digital. Fiecare pixel de pe detector răspunde de lungimea de undă a luminii, creînd un răspuns digital. **9-10** sunt filtre opționale.



Fig. 2.7. Interfața grafică a spectrometrului RED TIDE USB650 [113]

2.6. Perfecționarea instalației experimentale

În scopul sporirii eficienței de obținere a plasmei, cât și a omogenității ei, instalația experimentală inițială a fost supusă unor transformări constructive și funcționale [70] și este descrisă în cele ce urmează.

Pentru a mări intensitatea cîmpului electric E și, respectiv, mărimea interstițiului, a fost utilizată o schemă unipolară (Figura 2.8, a) pentru multiplicatorul de tensiune de tip Arkadiev-Marks ca generator de impulsuri. Aceasta a dat posibilitate de a avea între electrozi o tensiune de 60 kV. Utilizarea schemei bipolare (Figura 2.8, b) a dat posibilitate de a avea între electrozi o tensiune de 120 kV. Cele două sisteme au permis obținerea plasmei descărcărilor electrice în impuls, de omogenitate sporită, într-un volum de cca. 3 ori mai mare decît în cazul folosirii schemei din Figura 2.2 [44].

O altă posibilitate de a mări omogenitatea și volumul plasmei poate fi atinsă cînd ambii electrozi au o construcție specială (Figura 2.9). În cazul cînd se folosește construcția specială și pentru al doilea electrod (canalele separate au diametrul de 5 ori mai mare și lungimea de 10 ori mai mică decît al primului electrod) aceasta permite mărirea interstițiului (și respectiv intensității cîmpului electric) de 2 ori. Aceasta construcție a electrozilor a condus la mărirea eficienței de autoionizare și plasma acestor tipuri de descărcări electrice este mai omogenă. Energia ce se degajă într-o unitate de volum a interstițiului se micșorează, în schimb crește volumul plasmei, ceea ce are prioritate față de schema cînd se utilizează primul electrod de construcție specială, iar celălalt prezintă suprafață metalică plană. Pe de altă parte auto-excitarea mediului activ este mult mai eficientă.





Fig. 2.8. Schema electrică de principiu a generatorului de impulsuri după schema unipolară (a) și schema bipolară (b) multiplicătoare de tensiune după Arkadiev-Marks [11]


Fig. 2.9. Scema electrică de principiu a generatorului de impulsuri cu ambii electrozi de construcție specială [70]

Pentru cercetarea excitării moleculelor în sticle optice, instalația experimentală a fost modificată (Figura 2.10, a) în scopul concentrării energiei luminescente emise de descărcarea electrică în impuls [69].

Cei doi electrozi între care se obține plasma descărcărilor electrice în impuls prezintă tuburi metalici coaxiali rotunjiți la capătul liber, în interiorul cărora se află un fir metalic izolat electric cu un tub din cuarț de electrozi (Figura 2.11). Astfel construcția prezintă doi condensatori conectați în paralel. Schema echivalentă a generatorului de impulsuri este prezentată în Figura 2.9, b [69].

Capacitatea bateriei de condensatoare a fost de C=1/12 μ F, iar rezistența de balast de R=8,2 M Ω . Tensiunea sursei de alimentare a generatorului a fost de U=25 kV.



Fig. 2.10. Schema electrică de principiu (a) și echivalentă (b) a generatorului de impulsuri modificat pentru cercetarea excitării moleculelor în sticle optice [69]

Energia acumulată pe bateria de condensatoare:

$$W_C = \frac{CU^2}{2} = \frac{1/12 \cdot 10^{-6} (25 \cdot 10^3)^2}{2} \approx 26(J)$$

Deoarece schema generatorului de impulsuri este unipolară și luînd în considerație pierderi în circuitul electric energia utilă degajată în interstițiu va fi:

$$W_S \approx 0,25 \cdot W_C = 6,5(J)$$

Capacitatea condensatoarelor din schema echivalentă (dimensiunile conform fig. 2.10) se calculează cu relațiile:

$$C_{1} = \frac{2\pi\varepsilon_{1}\varepsilon_{0}L}{\ln\frac{a}{b}} = \frac{2\cdot3.14\cdot3.75\cdot8.85\cdot10^{-12}\cdot90\cdot10^{-3}}{\ln\frac{2}{3.5}} = 33.5\cdot10^{-12}(F) = 33.5(pF)$$

$$C_{2} = \frac{\varepsilon_{2}\varepsilon_{0}S}{d} = \frac{\varepsilon_{2}\varepsilon_{0}lh}{d} = \frac{1,00057\cdot8.85\cdot10^{-12}\cdot4\cdot10^{-3}\cdot1\cdot10^{-3}}{15\cdot10^{-3}} = 2.4\cdot10^{-15}(F) = 2.4\cdot10^{-3}(pF)$$

Așa dar, capacitatea totală a celulei de descărcare este:

$$C_{1-2} = C_1 + C_2 \approx C_1 = 33,5(pF)$$

Capacitatea celulei de descărcare determinată prin măsurare este $C_{1-2} = 35(pF)$ (utilizînd dispozitivul de frecvență înaltă pentru determinarea inductanței și capacității de tipul E7-5A).



Fig. 2.11. Instalația experimentală pentru cercetarea excitării moleculelor în sticle optice [69]

Instalația experimentală utilizată în aceste experimente (Figura 2.11) constă din următoarele părți componente: 1 – "cutie neagră" (cutie din lemn vopsită în negru); 2 – sticla optică colorată supusă încercărilor; 3 – electrozi de lucru din cupru; 4 – tubul din cuarț; 5 – bară din cupru; 6 – dispozitiv de înregistrare (camera video) [69].

Cutia a fost vopsită în negru pentru evitarea reflexiei fluxului luminos al plasmei descărcărilor electrice în impuls.

Pentru confirmarea ipotezei că sub acțiunea radiației plasmei DEI are loc excitarea moleculelor de SiO_2 în filtrele investigate au fost măsurate spectrele de radiație ale plasmei, precum și spectrele de radiație transmisă.

2.6. Concluzii la Capitolul 2

Analizînd cele expuse mai sus putem trage următoarele concluzii:

- Instalația experimentală propusă asigură obținerea informațiilor veridice, datorită faptului, că, din construcția ei au fost excluse la maxim elementele ce pot provoca influențe suplimentare asupra fenomenelor cercetate (schema nu conține dispozitivele pentru ionizarea preventivă a mediului gazos supus cercetării, cît și pentru sincronizarea impulsurilor de amorsare cu impulsul de bază);

 Procedurile de cercetare experimentală nu cer ionizarea preventivă a mediului cercetat (aer) datorită sporirii capacității de excitare prin construcția specială a electrozilor care permite depășirea valorii critice a numărului de electroni descris în literatura de specialitate;

- Electrodul confecționat îndeplinește o funcție dublă: servește inițial în calitate de tun electronic, iar la atingerea starii de ionizare maximă a mediului, asigură automat și neîntrerupt în timp, derularea descărcarii electrice a impulsului de bază cu formarea plasmei;

- Străpungerea dintre canalele acestui electrod nu are loc datorită faptului că ele reprezintă suprafețe echipotențiale pe întreaga lungime a electrodului, iar curentul total al descărcării este egal cu suma curenților ce trec prin fiecare canal;

- Electrodul-multicanal elaborat asigură obținerea unui jet de plasmă omogenă (într-un volum de ordinul $1\div3 \text{ cm}^3$) pentru un impuls cu o durată de 0,25 μ s;

- Metodele moderne de înregistrare a informației și studiere a rezultatelor interacțiunii plasmei cu corpul solid (SEM, EDX) asigură obținerea rezultatelor veridice.

75

3. FORMAREA ȘI OBȚINEREA PLASMEI

Plasma mediilor gazoase reprezintă un gaz ionizat, complet sau parțial, ce constă din atomi sau molecule neutre și particule încărcate (ioni și electroni). O caracteristică de bază a plasmei o reprezintă cuazineutralitatea ei, ceea ce înseamnă că într-o unitate de volum, densitatea de particule încărcate pozitiv și negativ este aproximativ aceeași. Gazul trece în stare de plasmă dacă unele din componentele ei, atomi sau molecule, dintr-o cauză oarecare au pierdut unul sau cîțiva electroni, deci sau transformat în ioni pozitivi. În unele cazuri, ca rezultat al "alipirii" electronilor la atomi neutri poate să apară și ioni negativi. Dacă în gaz nu avem particule neutre atunci plasma poartă denumirea de plasmă complet ionizată. Electronii și ionii liberi pot transporta curentul electric, de aceea plasma reprezintă un mediu conductor [15, 41, 42].

3.1. Apariția străpungerii în medii gazoase

Măsurarea timpului de întîrziere a străpungerii permite obține informații despre caracterul proceselor care se produc în stadiul de formare a descărcării. Timpul de formare t_f a descărcării, determină viteza proceselor de ionizare a gazului dintre electrozi, cît și a vitezei de creștere a conductibilității intervalului de descărcare. Variind un parametru exterior (tensiunea, presiunea, distanța dintre electrozi, configurația electrozilor ș.a.) duce la variația timpului de formare a descărcării în mare măsură acționează și caracterului acesteia. Asupra timpului de formare a descărcării în mare măsură acționează și caracterul de inițiere a electronilor inițiali din acest interval al străpungerii. De exemplu, pentru inițierea descărcării de bază pe contul iradierii de la o scînteie, timpul de formare a descărcării de bază va depinde și de intensitatea de iradiere.

Una din principalele modalități de obținere a descărcărilor în gaze o prezintă și caracterul de inițiere a electronilor inițiali, care la rîndul lor determină structura spațială de curgere a curentului din descărcarea electrică, atît la faza de întîrziere a descărcării, cît și în stadiile premergătoare.

Primele măsuri a timpului de întîrziere a străpungerii în aer la presiunea atmosferică cu durata de timp de nanosecunde au fost efectuate de R.C. Fletcher în 1949. Pentru inițierea descărcării catodul era iluminat de o scînteie cu durata de 60 ns, înainte de a fi aplicată tensiunea pe electrozi.

La momentul aplicării tensiunii pe electrozi în imediata apropiere a suprafeței catodului apar electroni, iar timpul calculat va fi egal cu timpul întîrzierii descărcării. Intensitatea inițială a cîmpului electric E_0 poate fi schimbată prin varierea distanței dintre electrozi, d, la o tensiune constantă aplicată electrozilor U_0 .

Măsurările au demonstrat, că pentru $E_0 \ge 50 \frac{kV}{cm}$ mărimea t_f depinde numai de intensitatea cîmpului electric, independent de U_0 și d.

Dacă în intervalul dintre electrozi vor exista un număr mare de electroni N_0 , atunci ca rezultat al multiplicării lor, micșorarea tensiunii aplicate pe electrozi va avea loc pe contul trecerii lor în canalul descărcării (prin șoc) și creșterea de mai departe a conductibilității va duce la umplerea întregului spațiu dintre electrozi. Rezultă că curentul în cazul unui astfel de tip de descărcare va avea un caracter de volum.

Calculul creșterii curentului în circuit pe baza modelului prezentat se determină prin relația [35, 36]:

$$i(t) = C \frac{dU}{dt} + N_0 \frac{eV}{d} exp(\int_0^\infty \alpha V_d dt)$$
(3.1)

(3.2)

$$i(t) = [U_0 - U(t)]/\rho$$

în care: U_0 – tensiunea; ρ – rezistența intervalului dintre electrozi; C – capacitatea formată de electrozi.

Dacă în momentul aplicării diferenței de potențial pe interstițiu se vor naște un număr mare de electroni N_0 distribuiți uniform în acesta, atunci, mișcîndu-se orientat, ei vor crea o multiplicare a fluxului electronic și în timpul $t_f < t_{cr}$ se poate umple tot spațiul dintre electrozi, iar ca rezultat va forma plasma descărcării de volum.

3.2. Fenomene însoțitoare formării plasmei

În Figura 3.1 este prezentată forma impulsurilor de descărcare obținute. Curentul integral, măsurat în un astfel de circuit, va fi egal cu suma algebrică a curenților paraleli elementari care curg în fiecare dintre aceste canale. Forma impulsurilor este funcție directă de valoarea capacității și rezistenței de balast care formează un generator de tip RC. Forma oscilației descărcării în impulsuri obținută în cadrul cercetărilor se observă datorită inductanței electrodului [44, 45].



Fig. 3.1. Forma impulsului descărcării electrice [44]: preţul diviziunii după axa verticală 200 V/div; preţul diviziunii după axa timpului: a – 0.1 μs/div, b – 10 μs/div

Pentru obținerea plasmei în condiții de laborator a fost utilizat un generator cu multiplicare a tensiunii (generator de impuls de tensiune) până o diferență de potențial de cca 80 kV. Plasma a fost formată în aer la presiunea atmosferică și la presiunea de 50 torr în camera de descărcare. În Figura 3.1, a și b sînt prezentate oscilogramele descărcării electrice cu diferit timp de scanare. În Figura 3.1, a curba AB corespunde autoionizării (în cazul dat electrodul special funcționează ca un tun electronic), curba BC corespunde descărcării de bază (obținerea plasmei), curba CD – crespunde procesului de relaxare, după care urmează reîncărcarea bateriei de condensatoare a generatorului.

Din energia înmagazinată în bateria de condensatoare a generatorului de impulsuri de curent numai cca. 7-10% din ea se cheltuie la ionizarea preventivă, cealaltă parte din ea se include în mediul activ care deja este la maximum ionizat.

Cercetările străpungerilor electrice în gaze sub acțiunea impulsului de tensiune prezintă o problemă separată al fizicii descărcărilor electrice în gaze. Anume în așa tipuri de cercetări au fost stabilite mecanismele străpungerii: Townsend și sub formă de strimer.

Pentru a asigura o descărcare autonomă asupra electrozilor plasați în mediu gazos este necesară aplicarea unei diferențe critice de potențial, care la rândul ei este funcție de: presiunea și tipul gazului, configurația electrozilor, distanța dintre ei, tipul ionizării preliminare aplicate asupra mediului activ, etc. În calitate de diferență critică de potențial este considerată cea de străpungere statică aplicată pe interstițiu (U_{str}). Când tensiunea aplicată pe interstițiu atinge valoarea celei de străpungere ($U = U_{str}$), atunci prin salt are loc creșterea bruscă a curentului ce circulă prin mediul activ (vezi fig. 3.1 sectorul BC). Apare o iluminare vizibilă a mediului de lucru dintre electrozi, ca rezultat al faptului că rezistența mediului devine comparabilă cu rezistența circuitului exterior a descărcării.

Cu totul altfel stau lucrurile când între electrozi se aplică tensiune sub formă de impuls (vezi fig. 3.1, b). În acest caz, pe interstițiu se aplică impulsuri de tensiune, ale căror durată este cu mult mai mică decît timpul dezvoltării străpungerii. În astfel de cazuri, descărcarea are loc la tensiuni ce depășește tensiunea statică de străpungere. Supratensiunea este caracterizată prin coeficientul K_p care prezintă raportul dintre amplitudinea impulsului de tensiune U_a și tensiune statică de străpungere U_{str} [44]:

$$K_p = \frac{U_a}{U_{str}}$$
(3.3)

S-a stabilit în mod experimental că, odată cu creșterea coeficientului K_p , timpul de amorsare a descărcării se micșorează și, corespunzător, în aceste cazuri pe interstițiu trebuie aplicate impulsuri cu frontul tensiunii de ordinul *ns*.

La străpungerea interstițiului în mediu gazos, rezistența sa activă se micșorează, practic de la ∞ până la valori foarte mici. În lucrările [70, 72] pentru condițiile descărcărilor electrice în impuls s-a constatat că rezistența interstițiului în aer, la presiune normală, scade până la 0,1 Ω . De eceea, în momentul inițial, aplicând asupra interstițiului tensiunea U_a , curentul prin mediul activ crește și tensiunea dintre electrozi se micșorează; ca rezultat se amorsează descărcarea electrică în impuls care reprezintă o descărcare luminiscentă. Trecerea de la descărcarea luminiscentă la descărcarea sub formă de arc este caracterizată prin micșorarea prin salt a rezistenței intervalului de descărcare și trecerii de la descărcarea aperiodică a curentului la cea oscilatorie.

La străpungerea în impuls a gazelor, între momentul aplicării tensiunii la interstițiu și începutul străpungerii care se fixează prin scăderea bruscă a tensiunii trece un interval de timp numit timp de întîrziere. Timpul de întîrziere se măsoară de la momentul cînd tensiunea a atins valoarea străpungerii pînă la momentul scăderii ei la valoare de $0,9 \cdot U_a$. Începutul descărcării este echivalent micșorării bruște a tensiunii iar nivelul curentului ce detrmină micșorarea tensiunii depinde de rezistența circuitului electric exterior.

Micșorarea tensiunii pe interstițiu are loc la diferite faze de creștere a conductivității lui, atât în funcție de rezistența schemei electrice, cît și a diverselor procese fizice și chimice ce cauzează creșterea concentrației particulelor încărcate. Pînă la începutul procesului de ionizare, în mediul de lucru dintre electrozi trebuie să fie prezent măcar un electron liber, din care motiv timpul de întârziere a amorsării descărcării electrice se impune a fi descompus în două componente [73]:

a) timpul întîrzierii statice t_s în decursul căruia în intervalul dintre electrozi apare un electron capabil să ionizeze mediul gazos;

b) timpul formării canalului de conductivitate t_f în decursul căruia pe contul dezvoltării avalanșei electronice și intensificării ionizării se produce străpungerea.

În funcție de condițiile inițiale create, raportul dintre t_s și t_f poate fi diferit. La ionizarea mediului activ cu un agent din exterior $t_s = 0$, atunci timpul întîrzierii descărcării va fi determinat numai de timpul formării t_f . Încercările experimentale efectuate în astfel de codiții asigură posibilitatea obținerii informației referitor la mecanismul proceselor de ionizare pentru cazul întîrzierii străpungerii.

Caracterul dezvoltării străpungerii interstițiului în mediu gazos pentru descărcările electrice sub de arc este determinat de numărul inițial de electroni prezenți în el în momentul aplicării diferenței de potențial. Din acesta rezultă condiția omogenității spațiale a plasmei în direcția perpendiculară liniilor de forță a câmpului electric și cauzată de câmpul avalanșei electronice.

Această condiție poate fi prezentată prin expresia pentru raza de difuzie a avalanșei pentru momentul de timp τ [46]:

$$R = (4D\tau)^{1/2}$$
(3.4)

în care D – prezintă coeficientul de difuzie a electronilor. Ultimul este funcție de energia medie și mobilitatea lor și poate fi exprimat cu relația Einstein [46]:

$$D = \frac{2W\mu_e}{3e} \tag{3.5}$$

unde W – energia medie a electronilor; $\mu_e = \frac{e}{m_e v_e}$ - mobilitatea electronilor; m_e – masa

electronului; V_e - frecvența ciocnirii electronilor; e - sarcina electronului.

Raza critică R_{cr} a avalanșei electronice în momentul de timp τ_{cr} (intervalul de timp pentru care cîmpul electric propriu se va egala cu cîmpul electric aplicat) poate fi determinat cu relația [46]:

$$R_{cr} = \left(\frac{eN_e}{E}\right)^{1/2} \tag{3.6}$$

în care N_e – este numărul electronilor din avalanșă, iar E – intensitatea cîmpului electric exterior (aplicat).

Numărul de electroni din avalanșă pentru momentul de timp τ_{cr} este determinat de procesul de ionizare după direcția de drift a electronilor cu relația [46]: $N_{\varepsilon} = \exp(\alpha v_{\varepsilon} \tau_{cr})$ (3.7) unde α - coeficientul ionizării la ciocnire sau primul coeficient Townsend; v_e - viteza de drift a electronilor. Ultima este egală cu produsul dintre mobilitatea electronilor și intensitatea câmpului electric aplicat asupra interstițiului [46]:

$$v_e = \mu_e E \tag{3.8}$$

Executând transformările necesare din relațiile (3.6)-(3.8) obținem următoarea expresie pentru raza critică a avalanșei electronice [46]:

$$R_{cr} = \left[\frac{8}{3}\frac{W}{\alpha eE}\ln N_e\right]^{1/2}$$
(3.9)

Aplicând relația (3.9) putem scrie condiția concentrației minime de electroni, omogene spațial, necesară pentru străpungerea a mediului gazos din interstițiu [46]:

$$n_e > \left(2R_{cr}\right)^{-3} = \left(\frac{3}{32}\frac{\alpha eE}{W}\right)^{3/2} \left(\ln\frac{ER_{cr}^2}{e}\right)^{-3/2}$$
(3.10)

În funcție de tipul și presiunea gazului, calculele efectuate cu ajutorul relației (3.10) demonstrează că concentrarea inițială necesară de electroni pentru străpungerea interstițiului va fi: $n_e > (10^4 - 10^6)$ cm⁻³.

O altă condiție pentru omogenitatea spațială a plasmei la momentul străpungerii interstițiului o prezintă apariția rapidă a electronilor în regiunile pe care ei le-au părăsit și mișcarea lor se spre anod. Dacă această condiție nu se îndeplinește pentru intervalul de timp $\frac{L}{v_e}$ atunci, concentrația electronilor în volumul de gaz din interstițiu va fi la nivelul de fond și străpungerea în continuare a mediului dielectric dintre electrozi nu va avea loc.

Pentru inițierea electronilor suplimentari în spațiul dintre electrozi un aport important îl au: procesul de ionizare secundară cauzat de emisia electronilor ca rezultat al bombardării catodului cu ioni și cel de fotoionizare a gazului sub acțiunea radiației proprii a plasmei.

Pentru a se satisface situația ca numărul de electroni ce pleacă spre anod să fie complet compensată este necesar să se îndeplinească următoarea condiție:

$$\gamma_i \exp\left(\int_0^d \alpha dx\right) > 1 \tag{3.11}$$

unde d – distanța dintre electrozi iar γ_i - al doilea coeficient Townsend ce ia în considerație emisia secundară a electronilor.

La dezvoltarea străpungerii (adică atunci când câmpul electric în intervlul dintre electrozi este puternic distorsionat) mediului de lucru ținând cont de relația (3.11) poate fi stabilită următoarea dependență:

$$\gamma_i \exp\left(\int_0^d \alpha dx\right) > \gamma_i \exp(\alpha d) \tag{3.12}$$

Din analiza celor expuse anterior devine evidentă următoarea inegalitate:

$$\gamma_i \exp(\alpha d) > \exp(\alpha v_e \tau_{cr}) = N_e \tag{3.13}$$

Ținând cont de relațiile (3.6) și (3.10) am putea deduce că:

$$\gamma_i \exp(\alpha d) > \gamma_i \frac{E}{e n_e^{2/3}}$$
(3.14)

Partea dreaptă a inegalității (3.14) poate fi determinată ținând cont de faptul că, concentrarea inițială a electronilor este $n_e = 10^6$ cm⁻³, al doilea coeficient de ionizare Townsend are valoarea $\gamma_i \approx 10^{-4}$, iar valoarea tipică a intensității cîmpului electric la momentul de dezvoltare a descărcării $E = 10^2 \frac{V}{cm}$, vom obține:

$$\gamma_i \, \frac{E}{e n_e^{2/3}} = 10^{13}. \tag{3.15}$$

Astfel putem constata că avantajul principal al electrodului multicanal constă în aceea că, el pe de o parte exclude instalația auxiliară de preionizare, iar pe de altă parte el duce la creșterea substanțială a primului coeficient Townsend, cît și a valorii critice a numărului electronilor din avalanșă. Gazul cercetat a fost aer la presiune atmosferică.

Timpul formării impulsurilor de străpungere este funcție de intensitatea procesului de ionizare a gazului din interstițiu la momentul dezvoltării avalanșei electronice și la etapele ulterioare. Acesta fapt este funcție de procesul de creștere a concentrației particulelor încărcate din interstițiu. Creșterea în timp a numărului purtătorilor de sarcină din avalanșă creată de un electron se supune legii:

$$N = \exp(\alpha v_e \tau), \tag{3.16}$$

unde v_e - viteza de drift a electronului.

În cîmpul electric omogen curentul de emisie la catod poate fi determinat cu relația:

$$i = i_{em} \frac{\exp(\alpha d)}{1 - \gamma [\exp(\alpha d) - 1]} \Longrightarrow \ln \frac{i}{i_{em}} = \alpha d .$$
(3.17)

Cunoscând faptul că coeficientul ionizării prin ciocnire este funcție de intensitatea câmpului electric și de presiunea gazului putem evalua valoarea primului coeficient Townsend pentru dispozitivul (configurația) la obținerea plasmei în condiții de laborator.

Electrodul de construcție specială cu canale separate de descărcare posedă avantaj față de schemele în care se folosesc electrozi de construcție clasică care neapărat sînt înzestrate cu dispozitive de preionizare, ceea ce duce după sine o sincronizare dintre momentul preionizării și descărcării de bază. Pe de altă parte un astfel de electrod duce la creșterea semnificativă a primului coeficient Townsend. Cu ajutorul relației (1.4), cît și a datelor din Tabelul 1.1 putem determina primul coeficient Townsend.

Pentru cazul cînd nu este utilizat un electrod special, valoarea primului coeficient Townsend va fi:

$$\alpha_0 = A \cdot p \cdot \exp\left(-\frac{B}{\frac{E_0}{p}}\right) = A \cdot p \cdot \exp\left(-\frac{B}{\frac{U}{p \cdot d}}\right) = 8,6 \cdot 760 \cdot \exp\left(-\frac{254}{\frac{25 \cdot 10^3}{0,7 \cdot 760}}\right) = 27.$$

unde conform Tabelului 1.1: $A = 8,6 \text{ (cm Torr)}^{-1}, B = 254 \frac{V}{cm \cdot Torr}.$

În cazul cînd am folosit electrodul de construcție specială cu canalele separate de descărcare, intensitatea cîmpului electric în interstițiu (și în fiecare canal) crește de 1,5 ori, deci $\frac{E}{p} = 1.5 \frac{E_0}{p} = 1.5 \frac{U}{p \cdot d} = 69 \frac{V}{cm \cdot Torr}$

Astfel, primul coeficient Townsend devine:

$$\alpha = A \cdot p \cdot \exp\left(-\frac{B}{\frac{E}{p}}\right) = 8,6 \cdot 760 \cdot \exp\left(-\frac{254}{69}\right) = 165.$$

Primul coeficient Townsend la folosirea electrodului cu canale separate de descărcare a crescut de ~6 ori, ceea ce duce la o concentrație mai mare de electroni, și, respectiv, o scădere bruscă a rezistenței electrice în interstițiu.

Mecanismul Townsend de străpungere a mediilor active în stare gazoasă presupune că, sarcina de volum a avalanșei electronice nu distorsionează cîmpul electric din interstițiu. În această situație numărul electronilor din avalanșă va fi mai mic decât o valoare critică (N_{cr}) [46]: $\exp(\alpha d) < N_{cr}$ (3.19)

În locuind valorile pentru α și *L* în relația (3.19) vom obține [46]: $N_{cr} > e^{\alpha d} = e^{38 \cdot 0.5} = e^{19} \approx 1.8 \cdot 10^8$ În această situație, devine evident faptul că, în condițiile cercetate se satisface și condiția descărcărilor autonome:

$$\mu = \gamma_i [\exp(\alpha d) - 1] \ge 1 \tag{3.20}$$

Sensul acestui coeficient constă în aceea că la formarea avalanșei solitare, ca rezultat al proceselor secundare (caracterizate de coeficientul γ_i), la catod ia naștere măcar un electron secundar care servește drept inițiator al unei noi avalanșe electronice.

Pentru satisfacerea acestor condiții, faza inițială de străpungere este condiționată de un număr mare de avalanșe electronice consecutive, iar parametrul μ determină de câte ori numărul de electroni în fiecare avalanșă premergătoare este mai mare decît în precedentă. Deoarece avalanșele se nasc aleator pe diferite porțiuni ale suprafeței active ale catodului, acest mecanism în cele mai dese cazuri duce la curgerea (trecerea) în volum a curentului la momentul întîrzierii străpungerii și în momentele inițiale de timp după ce tensiunea a scăzut brusc. Astfel pentru trecerea descărcării electrice în impuls la descărcarea sub formă de arc poate fi stabilit următorul criteriu:

$$\exp(\alpha d) \ge N_{cr}$$

$$\ln(N_{cr}) = 18 \div 20. \tag{3.21}$$

În cazul configurației aplicate în cercetările experimentale [44, 45], valoarea critică a numărului de electroni pentru trecerea de la descărcarea luminescentă la descărcarea în arc (străpungerea) este $\ln(N_{cr}) \approx 30 \div 50$, ceea ce îmbunătățește condițiile pentru descărcare luminiscentă.

3.3. Rezultatele experimentale privind determinarea constantei de timp de relaxare oscilator-tranziționale a moleculelor

În Tabelul 3.1 și în Figura 3.2 sînt reprezentate rezultatele măsurărilor întîrzierilor în timp t_d a descărcării sub formă de scînteie față de impulsul de pompaj la o variație a energiei rezervate în gama de la 0,1 pînă la 1 J/cm³ în momentul inițial de timp a energiei oscilatorii E^0 [41, 42].

Aplicînd modelul matematic (metoda celor mai mici pătrate) s-a determinat factorul de putere și coeficientul de pe lîngă argument în graficul prezentat în Figura 3.2:

$$t_d = \frac{0.3}{(E^0)^{1.5}}.$$
(3.22)

După cum observăm din Figura 3.2 și formula (3.22), t_d crește hiperbolic odată cu micșorarea lui E^0 . Curba continuă din Figura 3.2 prezintă rezultatul aproximării tuturor punctelor experimentale ale funcției (3.22). S-a dovedit, că curba teoretică cel mai bine corespunde

rezultatelor măsurărilor în presupunerea că τ este invers proporțional cu o mărime egală cu rădăcina pătrată din E^0 .

Nr.	E ⁰ ,	t_d ,	Nr.	E ⁰ ,	t_d ,	Nr.	E ⁰ ,	t_d ,
d/o	J/ cm ³	μs	d/o	J/ cm ³	μs	d/o	J/ cm ³	μs
1.	0,16	3,45	15.	0,29	1,3	29.	0,505	0,7
2.	0,175	3,45	16.	0,3	2,08	30.	0,505	0,75
3.	0,22	3,6	17.	0,3	1,85	31.	0,52	0,7
4.	0,235	3,3	18.	0,31	1,4	32.	0,55	0,6
5.	0,255	2,08	19.	0,32	1,9	33.	0,6	0,57
6.	0,26	2,5	20.	0,36	1,25	34.	0,65	0,55
7.	0,26	2,3	21.	0,365	1,6	35.	0,68	0,6
8.	0,265	2,48	22.	0,365	1,06	36.	0,7	0,45
9.	0,265	2,15	23.	0,37	0,95	37.	0,7	0,53
10.	0,265	2	24.	0,4	1,2	38.	0,75	0,46
11.	0,27	3,15	25.	0,4	1	39.	0,8	0,5
12.	0,27	2,15	26.	0,405	0,9	40.	0,8	0,36
13.	0,28	1,96	27.	0,42	0,75	41.	0,95	0,33
14.	0,28	1,63	28.	0,44	0,8	42.	1	0,25

Tabelul 3.1. Rezultatele măsurărilor întîrzierilor în timp t_d a descărcării sub formă de scînteie față de impulsul de pompaj la variația energiei rezervate în interstițiu



Fig. 3.2. Dependența timpului de întîrziere t_d a curentului impulsului descărcării electrice în scînteie de mărimea energiei specifice oscilatorii rezervată E^0 :

linia continuă - calculul; punctele - experimentul. Presiunea 8 atm., temperatura inițială 300 K [41, 42]

Dacă E^0 este mai mic decît o oarecare valoare, egală în condițiile experimentului cu 0,2 J/cm³, descărcare nu are loc. Aceasta înseamnă că energia termică degajată în procesul de disipare este mai mică decît mărimea q din sistemul de ecuații (2.5).

Este necesar a remarca, că apariția descărcării sub formă de scînteie este cauzată de creșterea temperaturii de transport a gazului în regiunea de pompaj. Mărimea lui τ , obținută din sistemul de ecuații (2.5) prezintă mărimea medie a creșterii temperaturii cu ΔT . ΔT este creșterea temperaturii gazului ce corespunde degajării energiei termice de mărime q în intervalul de pompaj.

Micșorarea lui ΔT se atinge în condițiile experimentului prin micșorarea diferenței de potențial aplicate electrozilor și a diferenței de potențial a străpungerii statice.

Mărimea ΔT deasemenea depinde de raportul dintre dimensiunile transversale a regiunii de pompaj și distanța dintre electrozi. A fost stabilit experimental, că pentru mărimea raportului indicat, ce depășește valoarea 0,9, o parte din radiația laser ajunge la electrozi ceea ce condiționează inițierea descărcării în timpul impulsului de pompaj.

Din Figura 3.2 observăm că în condițiile experimentului, q este 0,2 J/cm³. Mărimea ΔT este egală cu raportul dintre q și capacitatea termică a unui cm³ de gaz la presiune constantă și este egală cu 25 K. După cum observăm din Figura 3.2, în regiunea valorilor mari ale lui E^0 mărimea t_d depinde slab de E^0 . Aceasta se explică prin faptul că t_d în această regiune este determinat de timpul necesar pentru ca unda sonoră să parcurgă drumul de la centru regiunii de pompaj pînă la suprafața electrozilor.

În conformitate cu [42], dimensiunea minimă admisibilă a regiunii de pompaj l_{min} trebuie să îndeplinească condiția:

$$l_{min} << c\tau, \tag{3.23}$$

în care c este viteza sunetului în gaz.

Fluctuațiile lui t_d , observate experimental pentru valori fixe ale lui E^0 , determină exactitatea măsurării lui τ . Pentru E^0 egală cu 0,4 J/cm³ mărimea τ avea valoarea de 1,5±0,5 µs.

Pentru mărirea stabilității apariției descărcării sub formă de scînteie și sporirea exactității de determinare a lui τ cu ajutorul sursei de preionizare în interstițiu este necesar a se crea o concentrație inițială de electroni cuprinsă în limitele $10^5 \div 10^9$ cm⁻³. Alegerea concentrației optime de electroni, cît și sporirea exactității metodei necesită cercetări suplimentare, în scopul de elucidare a mecanismului dezvoltării descărcărilor sub formă de scîntei și aportului lor în excitarea oscilatorie a moleculelor de gaz.

În Figura 3.3 sînt prezentate rezultatele variației energiei oscilatorii specifice de timp pentru E^0 egală cu 1,2 J/cm³ (curba 1) și 0,01 J/cm³ (curba 2).



Fig. 3.3. Dependența mărimii energiei specifice oscilatorii *E* de timp *t*. Rezerva inițială de energie oscilatorie 1,2 J/cm³ (curba 1) și 10 mJ/cm³ (curba 2). Presiunea 8 atm., temperatura inițială 300 K [42]

Curba 1 a fost obținută cu aplicarea rezultatelor măsurării lui τ și cu evidența dependenței experimentale ale lui τ de E^0 . Relaxarea energiei oscilatorii, descrisă de curba 2, are loc pentru condițiile cînd E^0 este cu mult mai mică decît E^* . Mărimea τ în curba 2 a fost luată ca o mărime constantă a vitezei de relaxare VT a primului nivel oscilator pentru moleculele de H₂ măsurată în [42].

Figura 3.3 ilustrează un caracter calitativ a procesului de disipare a energiei în funcție de corelația dintre E^0 și E^* .

Astfel, a fost propusă o metodă nouă de determinare a constantei de timp de relaxare a energiei oscilatorii în cîmpuri puternic neechilibrate pentru medii gazoase. Pe baza rezultatelor primelor carcetări experimentale pentru determinarea lui τ în H₂ la temperatura camerei se constată că procesul de disipare a energiei oscilatorii depinde vădit de rezerva inițială de energie E_0 într-o unitate de volum. Pentru aprecierea mărimii E_0 din punct de vedere al acțiunii asupra procesului de disipare a energiei, poate fi aplicat parametrul E^* egal cu energia oscilatori specifică rezervată într-o unitate de volum a mediului, pentru care vitezele relaxărilor oscilator-tranziționale și oscilator-oscilatorii ale primului nivel de energie oscilator al moleculei devin egale.

Sensul fizic al parametrului E^* constă în aceea că el divizează domeniul mărimii E^0 în două regiuni. Pentru $E^0 << E^*$ disiparea energiei oscilatorii are loc practic fără participarea proceselor VV, iar pentru $E^0 >> E^*$ procesele de schimb VV în mod esențial duc la creșterea

vitezei de relaxare a energiei oscilatorii. În regiunea $E^0 >> E^*$ mărimea τ măsurată pentru H₂ la temperatura camerei este invers proporțională rădăcinii pătrate din E^0 .

Metoda propusă de determinare lui τ în condiții puternic neechilibrate poate fi aplicată pentru cercetările proceselor de relaxare ale mediilor gazoase într-un domeniul larg de temperaturi. Pentru pompajul nivelelor oscilatorii se poate utiliza și frecvența de rezonanță a radiației laser.

Baza spectroscopiei infraroșii se leagă de interacțiunea substanței cu radiațiile electromagnetice de o anumită frecvență. Regiunea IR se regăsește în intervalul lungimilor de unde de la $\sim 1 \mu m$ pînă la 1000 μm . Aceasta prezintă regiunea oscilațiilor termice ale moleculelor substanțelor sau a grupelor sale [28].

Radiația infraroșie comunică moleculei energia care o trece în stare excitată, pe un alt nivel energetic superior. Evident, trecerea moleculei pe alt nivel energetic "n" are loc datorită absorbției de către ea a unei părți ale radiației de frecvență v. În spectrul de absorbție a substanței respective se va atesta un maximum de absorbție. Dacă sînt posibile cîteva stări excitate a moleculei, atunci în spectrul de absorbție va persista un șir de maximuri de absorbție (linii spectrale frecvența cărora va corespunde frecvenței oscilațiilor proprii a moleculei).

Molecula neliniară ce constă din n atomi posedă 3n grade de libertate și anume: 3 grade de libertate – mișcări de translație; 3 grade de libertate – mișcări de rotație; (3n-6) grade de libertate – mișcări oscilatorii.

Fiecărui grad de libertate ale mișcării oscilatorii îi corespunde o frecvență de bază. Condiția principală pentru ca molecula să absoarbă radiația infraroșie în urma tranziției ei în stare excitată o prezintă variația mărimii sau a direcției momentului dipolului ei (prima lege de selecție). Aceasta, la rîndul său, reduce numărul benzilor de absorbție în regiunea infraroșie a spectrului substanței respective.

Pe de altă parte, în paralel cu frecvența oscilațiilor de bază, în spectru apar linii de o intensitate mai mică de frecvențe aproximativ egale cu frecvența dublă, triplă, ş.a.m.d. față de frecvența de bază (așa numitele armonici).

Oscilațiile atomilor legați sînt de două tipuri: de valență și de deformare.

Primul tip prezintă elongația periodică a atomilor în lungul axei de legătură, iar al doilea tip – oscilațiile ce au loc în direcție perpendiculară pe aceste axe. În legătură cu acest fapt, pentru a excita astfel de oscilații, sînt necesare diferite energii care corespund diferitor benzi de absorbție, iar acestea în spectru sînt divizate după frecvență.

Oscilațiilor de valență îi corespund energii mai mari adică cele ce corespund frecvențelor mai mari, din care motiv au importanță deosebită la cercetările interacțiunii radiației cu sticla.

88

Frecvența de oscilație *v* pentru cele de valență (frecvența benzii de absorbție în spectru infraroșu) crește odată cu creșterea forțelor de legătură dintre atomi și descrește odată cu creșterea masei atomilor. Intensitatea benzii de absorbție în spectrul oscilator este funcție de amplitudinea momentului dipolului moleculei și variază proporțional cu patratul amplitudinii.

În acest mod, spectrul infraroșu determină complet structura substanței. Frecvența benzilor de absorbție corespunde legăturilor chimice dintre atomii ce formează molecula și rămîn practic neschimbate indiferent de legătură chimică în care se află. Din acest motiv spectroscopia IR asigură obținerea informației despre substanța studiată, însă nu pune în evidență structura ei. Există un șir de factori interni și externi care influențează asupra frecvenței de absorbție și anume: natura, dimensiunile, interacțiunea electrică dintre atomii vecini, mărimea interacțiunii intermoleculare, transformările de fază, etc. [28].

Cu cît este mai sensibilă frecvența de absorbție (lățimea benzii de absorbție) cu atît informația despre moleculă obținută în baza analizei spectrale este mai amplă. Spectrele substanțelor cristaline se deosebesc prin faptul că el posedă o bandă îngustă de absorbție care este determinată de frecvența oscilații lor.

Sticlele posedă o bandă de absorbție relativ largă, ceea ce conduce la mișcarea intensității liniilor de absorbție și cu atît este mai mare, cu cît este mai mare "dezordinea" din structura substanței. Pe de altă parte, pentru sticlă, frecvențele caracteristice de bază ale spectrului pentru substanța în stare cristalină se conservă. Prin aceasta se explică rezultatul păstrării, pentru sticla, a ordinului apropiat de oscilații. Deosebirea esențială dintre spectrele cristalelor ordonate și a sticlei de o componență compusă indică asupra deosebirilor structurii lor.

Materialele optice (sticle optice) în stare cristalină sau amorfă sînt destinate transmiterii sau modificării frecvenței pentru diferitele regiuni ale domeniului spectral.

Cercetarea proceselor cinetice în care participă moleculele excitate oscilator prezintă și un interes practic. Astfel, la elaborarea noilor tipuri de lasere, al căror mediu activ sînt gazele cît și a rezolvării problemelor de plasmă chimică se examinează posibilitatea folosirii gazelor moleculare ca un generator de energie oscilatorie. Pentru atingerea acestui obiectiv, cît și a aplicării lui în practică, este necesar de a se crea stări puternic neechilibrate, pentru a pompa o mare rezervă de energie oscilatorie într-o unitate de volum, fără a modifica esențial temperatura gazului.

Experimental, au fost determinate condițiile necesare de aport specific de energie într-o unitate de volum de ordinul 1 J/cm³ în gradele de libertate oscilatorii pentru moleculele de H_2 la presiune atmosferică și temperatură înițială de 300 K [42].

89

Pentru atingerea acestui obiectiv s-a pus problema de a studia procesul de relaxare a energiei acumulate în timpul pompajului a energiei oscilatorii.

Particularitățile relaxării energiei oscilatorii într-un sistem anarmonic de molecule constă în aceea, că în condiții departe de echilibru în procesul relaxării sînt implicate un număr mare de nivele energetice oscilatorii. Aplicarea modelului cinematic este dificilă, deoarece lipsește informația privind indicii vitezelor proceselor cinematice elementare la care contribuie nivelele energetice oscilatorii cauzate de tranziția de pe nivelele energetice superioare pe cele inferioare [42]. Din aeastă cauză au fost aplicate metode experimentale noi pentru cercetarea proceselor de relaxare în gaze și în caz particular pentru hidrogen (H_2) [42].

În referința [42] este descrisă metoda experimentală de determinare a constantei de timp de relaxare oscilator-tranziționale în H_2 la presiunea de 8 atm., în condiții departe de echilibru. Metoda propusă are ca bază înregistrarea întîrzierilor în timp a descărcării electrice sub formă de scîntei în raport cu impulsul de radiație laser, care la rîndul său asigură pompajul primului nivel oscilator ce corespunde energiei de 4155 cm⁻¹ a moleculei de H_2 în procesul difuziei combinate induse.

Să determinăm criteriul formării rezervei inițiale de energie oscilatorie într-un sistem anarmonic de molecule. Pentru aceasta vom examina un mediu gazos monocomponent. Viteza de relaxare a energiei oscilatorii dintr-o unitate de volum E este descrisă de următoarea relație [42]:

$$\frac{dE}{dt} = \frac{E(t) - E^*}{\tau(f(v))}$$
(3.24)

în care E^* este valoarea energiei oscilatorii echilibrate pentru o unitate de volum; $\tau(f(v))$ – constanta efectivă a timpului de relaxare oscilator-tranzițional, care depinde de funcția de distribuție a moleculelor după nivelele oscilatorii f(v).

Acțiunea funcției f(v) asupra mărimii lui τ se explică după cum urmează. Dacă presupunem, că temperatura de translație a gazului este constantă, atunci pentru cazul moleculelor anarmonice aceasta duce la creșterea numărului nivelului oscilator v, deaceea τ este maxim dacă este excitat numai primul nivel energetic oscilator care posedă cea mai mică viteză de relaxare VT. Dacă la pompajul în impuls se atinge nivelele cu frecvența v>1, atunci mărimea τ se va micșora datorită relaxării VT relativ rapid a nivelelor energetice superioare. Din această cauză mărimea τ în cazul moleculelor anarmonice este puternic dependentă de f(v).

Folosirea moleculelor de H_2 pentru acumularea energiei de pompaj este cauzată de faptul că mediul păstrează un timp îndelungat energia oscilatorie. În acest caz rezerva de energie oscilatorie într-o unitate de volum poate fi sporită pe contul măririi energiei de pompaj. În afară de aceasta energia oscilatorie rezervată pentru mărimi relativ mari a lui τ , poate fi asigurată mai efectiv prin canalul cu randament înalt al procesului. Volumul rezervorului de energie oscilatorie ce reprezintă primul nivel oscilatoriu a moleculelor anarmonice este limitat. La completarea rezervorului crește probabilitatea ciocnirii între ele a moleculelor excitate și în acest caz are loc schimbul VV și apare un flux de energie, orientat în creștere în sistemul de nivele energetice oscilatorii [42]. Se populează nivelele oscilatorii superioare de la care are loc scurgerea energiei prin canalul relaxării VT.

Analiza aportului fiecăruia din nivelele oscilatorii la creșterea vitezei de relaxare oscilatorii impune calcule cu aplicarea modelului cinematic. Astfel tabloul, procesului de disipare a energiei acumulate la trecerea pe primul nivel oscilatoriu, cantitativ se va modifica la conectarea procesului VV de relaxare. Fenomenul redistribuției în procesul relaxării VV a energiei oscilatorii acumulate în momentul inițial de timp în regiunea nivelelor oscilatorii inferioare au fost studiat la cercetările mecanismului de formare a populării inverse în mediul activ a laserului CO [42].

A fost demonstrat, că acțiunea relaxării VV asupra funcției f(v) este cu atît mai semnificativă, cu cît este mai mică temperatura de transport a gazului și cu cît este mai mare rezerva de energie oscilatorie într-o unitate de volum. Astfel, criteriul nivelului inferior de energie rezervat poate ținînd cont de faptul, că rezerva energiei oscilatorii într-o unitate de volum a mediului gazos va fi considerat mic, dacă relaxarea VV nu va influența asupra procesului de disipare a energiei. Pentru aprecierea minimului valorii de energie rezervată pe primul nivel oscilatoriu a fost aplicat parametru E^* egal cu energia specifică rezervată pe primul nivel oscilatoriu pentru care are loc conectarea relaxării VV în procesul de disipare a energiei rezervate. Rezultă, că pentru cazul cînd $E=E^*$ vitezele VT și VV de relaxare a primului nivel oscilatoriu în momentul inițial de timp vor deveni egale.

Dacă considerăm că, în momentul inițial, popularea nivelului zero de energie și a primului nivel oscilatoriu sînt egale corespunzător cu N_0 și N_1 , mărimea N_1 ce corespunde energiei E^* poate fi determinat din următorul sistem de ecuații [42]:

$$\begin{pmatrix} \left(\frac{dN_1}{dt}\right)_{VT} = -k_{10}N_1N_0 \\ \left(\frac{dN_1}{dt}\right)_{VV} = -k_{10}^{12}N_1^2 \\ \left(\frac{dN_1}{dt}\right)_{VT} = \left(\frac{dN_1}{dt}\right)_{VV}$$

$$(3.25)$$

91

unde $\left(\frac{dN_1}{dt}\right)_{VT}$ și $\left(\frac{dN_1}{dt}\right)_{VV}$ reprezintă vitezele de relaxare VT și VV; k_{10} și k_{10}^{12} sînt corespunzător constantele vitezelor de relaxare.

Din sistemul de ecuații (3.24) vom putea aprecia acea parte de particule excitate δ ce corespunde rezervei de energie oscilatorie E^* :

$$\delta = \frac{N_1}{N_0} = \frac{k_{10}}{k_{10}^{12}} \tag{3.26}$$

În literatură se atestă rezultate contraversate privind mărimea constantei vitezei de relaxare a primului nivel oscilatoriu a moleculei de H₂. Astfel, aprecierile raportului $\frac{k_{10}}{k_{10}^{42}}$ pentru temperatura de translație a gazului de 100 K variază în diapazonul de la 2·10² pînă la 2,5·10⁴ [42]. Dacă ne vom orienta spre media acestui diapazon de valori, aprecierea δ determinată cu relația (3.26) ne asigură valori cuprinse în limitele de eroare 0,05 și 0,5 %.

Aceasta înseamnă că, la temperatura camerei și o presiune de 1 atm., E^* are mărimea ~10⁻² J/cm³.

Dependența mărimii energiei oscilatorii de timp poate poate fi determinată dacă sînt cunoscute constantele vitezei de relaxare a nivelelor oscilatorii [42].

Dacă se îndeplinește condiția:

$$E^0 << E^*$$
 (3.27)

în care E^0 este rezerva inițială de energie oscilatorie dintr-o unitate de volum, atunci mărimea τ nu depinde de E^0 și, pentru analiza procesului de disipare a energiei, este necesar să cunoaștem constanta vitezei de relaxare VT a primului nivel oscilatoriu. Sînt cunoscute metode de determinare a constantelor de relaxare VT și VV în medii gazoase incluzînd și excitarea în impuls a radiației de rezonanță a nivelelor oscilatorii a moleculelor, cît și înregistrarea variației în timp a semnalului de fluoriscență pentru tranziția oscilatorie corespunzătoare, iar constantele de relaxare se determină din ecuația ce descrie variația populării nivelului energetic de timp.

Neajunsul acestor metode constă în faptul, că ele nu pot fi aplicate pentru măsurarea constantelor proceselor de relaxare a moleculelor cu tranzițiile oscilator-rotaționale interzise în aproximația dipolară din care face parte molecula de H_2 .

Metodele de cercetare a proceselor de relaxare în gaze cu aplicarea tuburilor de șoc cu măsurarea timpului de relaxare a oscilațiilor acustice, au permis de a obține informație despre constanta vitezei de relaxare a moleculei de H_2 în domeniul de temperaturi 1100-2700 K [42]. Metoda de măsurare a constantei vitezei de relaxare VT în H_2 la temperatura camerei pentru prima dată a fost propusă în lucrarea [42]. Pentru pompajul moleculei de H_2 s-a aplicat difuzia combinată indusă a radiației laser, iar variația în timp a populării nivelelor oscilatorii se determina pe calea înregistrării semnalului de difuzie spontană combinată.

Neajunsul acestei metode constă în complexitatea schemei de înregistrare, de aceea, în experimentele premărgătoare, pentru determinarea variației în timp a temperaturii de translație a gazelor se aplica metoda umbrei [42].

Ponderea particulelor excitate la măsurări se menținea la nivelul <1 % pentru a îndestula liniaritatea dintre variațiile coeficientului de refracție și temperatura de transport a gazului. Constantele vitezei de relaxare erau determinate din temperatura de transport a gazului ce relaxează în funcție de derivata de timp.

Metoda de măsurare, incluzînd și pompajul moleculelor cu difuzia combinată indusă și înregistrarea evoluției temperaturii gazului prin metoda umbrei, s-a dovedit a fi unica metodă experimentală cu ajutorul căreia au fost obținute datele complete despre constanta vitezei proceselor de relaxare în H_2 în diapazonul de temperaturi 40-500 K. Neajunsul metodei date constă în faptul că această metodă nu poate fi aplicată pentru cercetarea proceselor de relaxare în condiții puternic neechilibrate.

3.4. Experimentele proprii privind formarea plasmei în interstițiu

Străpungerea interstițiului, cum a fost deja menționat în capitole I, II și III duce în continuare la formarea plasmei în interstițiu. Procesele care se produc în acesta sunt continui în timp. Acestea pentru cazul examinat diferă pe direcția axială. Astfel la suprafețele electrozilor iau naștere petele electrodice – anodice și catodice care prezinta surse punctiforme de energie termică și câmpuri electrice și care provoacă interacțiuni de natură termică și electrică cu aceste suprafețe.

Ca rezultat al cercetărilor efectuate ($S \ge 0,03$ mm), au fost stabilite condițiile favorabile pentru evidențierea caracterului multicanal al DEI. Această legitate a fost depistată pentru prima dată de I. Gh. Nekrașevici și I. A. Bacuto [77, 77]. Cercetând caracterul discret al amprentelor de eroziune și desfășurată în timp a spectrogramelor descărcărilor electrice, autorii [76, 77] au emis ipoteza unui mecanism de migrare a petelor electrodice. Conform acestuia, în fiecare moment, curentul în impuls nu circulă prin toată zona de interacțiune a electozilor, ci numai printr-o porțiune de suprafață mult mai mică, iar aceasta este funcție de locul în care se află pata electrodică la moment. Acest proces se realizează prin canale cu diametre foarte mici, care continuu "migrează" în zona descărcării. Datorită diametrului foarte mic al canalului descărcării, în punctul de interacțiune ("pata") cu electrodul, densitatea de curent este mare, (10^7-10^8 A/cm²), ceea ce provoacă încălzirea și vaporizarea explozivă a materialului electrodului. După prelevarea prin vaporizare explozivă, canalul dispare, ori se deplasează pe altă porțiune de suprafață. Rezultatul integral al erozuinii în cazul unei descărcări solitare, este de fapt nimic altceva decît un rezultat al eroziunilor elementare provocate de mulțimea de canale "migratoare" [76, 77].

În funcție de condițiile evoluției descărcării, în punctele de contact ale plasmei din canalele de descărcare cu suprafețele electrozilor apar zone de interacțiune, denumite pete electrodice "reci" și "calde" [43, 76-78].

Petele "reci" apar imediat după străpungerea interstițiului și "se mișcă" foarte repede (urma erozivă se prezintă sub forma unor cratere mici separate fără semne evidente de topire [43]), iar petele "calde" apar mai târziu pe locul celor "reci", posedă o viteză mai mică "de mișcare" și produc o eroziune substanțial mai mare ca primele (în punctele de acțiune a lor apare faza lichidă a materialului electrodului [78, 79]).



Fig. 3.4. Formarea petelor electrodice și a canalelor de plasmă la prelucrarea cu aplicarea DEI [76]

În Figura 3.4 sunt prezentate formațiunile de plasmă pentru cazul DEI la interstiții de ordinul 10-25 mm, pentru tensiunea de încărcare a bateriei de condensatoare de 25 kV. Din acesta se observă clar că formațiunile de plasmă (de formă sferică) iau naștere la suprafețele elctrozilor (se observă zone luminoase evidente de formă sferică) din care apoi se dezvoltă canalul de plasmă preponderent de la catod spre anod. Rezultă că petele electrodice sunt responsabile nu numai de efectele de natură electrică și termică ce se produc la suprafețele electrozilor, dar și de efectele ce se produc în interstuțiu.

Ca rezultat al aplicării schemei unipolare a instalației experimentale (Figura 2.2) în condiții de laborator a fost atinsă o stabilitate de formare a plasmei fără ionizare preventivă a mediului activ. Din Figura 2.3 sectorul AB reprezintă ionizare intensă a mediului activ. Autoionizarea se datorește construcției speciale a electrodului 1 din Figura 2.2 și creșterii neomogenității cîmpului electric în spațiul dintre electrozi și consumă cca. 5-7 % din energia totală rezervată în batereea de condensatoare. Descărcarea de bază (sectorul BC, Figura 2.3) are

loc în decurs de 0,15 μ s cu amplitudinea curentului de descărcare în impuls I_s=100 kA. O parte din energie degajată în interstițiul se transformă în radiație luminescentă cu intensitatea L=10⁸÷10⁹ W/cm². Aceste tipuri de descărcări pot fi aplicate în construcția generatoarelor cuantice, ce funcționează în medii active neagresive. În Figura 3.5 este prezentată imaginea plasmei unei descărcări electrice obținute cu instalația experimentală elaborată.



Fig. 3.5. Plasma descărcărilor electrice în impuls obținută în condiții de laborator [44-47]

Filmarea cu obturatorul camerei deschis permite vizualizarea distribuției plasmei în interstițiu, formei și dimensiunilor norului de plasmă, determinarea influenției valorii interstițiului și parametrilor descărcării asupra acestora (Figura 3.6).

Pentru interstiții S>3 mm, forma norului de plasmă practic nu se schimbă, iar dimensiunile și volumul aceteia cresc proporțional cu $\approx S^{3/2}$.



Fig. 3.6. Dependența volumului canalului de plasmă al descărcării de mărimea interstițiului pentru energia degajată în interstitiu $W_s = 6,5$ J

Din cele de mai sus rezultă că, pentru obținerea plasmei omogene, se poate utiliza un electrodul multicanal de construcție proprie, iar în vedrea sporirii volumului plasmei obținute este necesar a opera cu mărimea interstițiului și energiei acumulate în bateria de condensatoare.

3.5. Concluzii la capitolul 3

Ținând cont de constatările teoretice și experimentale din literatura de specialitate, cât și de rezultatele proprii obținute, putem conclude că:

- dacă în momentul aplicării diferenței de potențial pe interstițiu se vor naște un număr mare de electroni N_0 distribuiți uniform în acesta, atunci, mișcîndu-se orientat, ei vor crea o multiplicare a fluxului electronic și în timpul $t_f < t_{cr}$ se poate umple tot spațiul dintre electrozi, iar ca rezultat se va forma plasma descărcării de volum;
- pentru aprecierea mărimii E^0 din punct de vedere al acțiunii asupra procesului de disipare a energiei, poate fi utilizat parametrul E^* , egal cu energia oscilatorie specifică rezervată într-o unitate de volum a mediului, pentru care vitezele relaxărilor oscilator-tranziționale și oscilator-oscilatorii ale primului nivel de energie oscilator al moleculei devin egale;
- metodele de măsurare a constantei de timp de relaxare oscilator-tranziționale a moleculelor incluzînd şi pompajul moleculelor cu difuzia combinată indusă şi înregistrarea evoluției temperaturii gazului prin metoda umbrei s-a dovedit a fi unica metodă experimentală cu ajutorul căreia au fost primite datele complete despre constanta vitezei proceselor de relaxare în H₂ în diapazonul de temperaturi 40-500 K;
- rolul preponderent la descărcările electrice prin impuls în gaze îl joacă primul coeficient lui Townsend;
- criteriul pentru amorsarea descărcării electrice luminescente este ca numărul critic de electroni să fie $N_{cr} \le 1.8 \cdot 10^8$;
- omogenitatea plasmei obținute poate fi asigurată prin divizarea structurii canalului în una policanalică asigurată construcția electrodului multicanal;
- în vederea sporirii volumului plasmei obținute este necesar a opera cu mărimea interstițiului și energiei acumulate pe baterea de condensatoare ținându-se cont de faptul că este proporțional cu mărimea intersițiului $\approx S^{3/2}$.

4. INTERACȚIUNEA PLASMEI CU MEDII SOLIDE

4.1. Procese fizice în interstițiu la descărcările electrice în impuls

Cercetările efectuate anterior, privind depunerea straturilor din pulberi metalice [78, 80], au demonstrat că, în cazul unor valori mari ale interstițiului (S=0,5÷1,5 mm), când cea mai mare parte a energiei DEI se degajă în interstițiu pentru parametrii descărcării $U_c=100\div500$ V, C=100 μ F, iar electrozii sunt supuși eroziunii. Astfel, materialul lor în faza lichidă și de vapori participă la formarea straturilor de suprafață.

Analizînd bilanțul energetic în interstițiu, s-a stabilit următoarea relație [78]:

$$W_i = W_a + W_c + W_k \tag{4.1}$$

unde W_a , W_c , W_k – sunt energiile transmise anodului, canalului descărcării și, respectiv, catodului, iar W_i – este energia degajată în interstițiu la un impuls. S-a demonstrat că energia transmisă electrozilor poate fi determinată folosind relația [78]:

$$W_{el} = \int_{0}^{ti} U(t) \cdot i(t) \cdot dt - S \int_{0}^{ti} \varepsilon(t) \cdot i((t) \cdot dt$$
(4.2)

unde: U(t) și i(t) sunt tensiunea și, respectiv, curentul electric în descărcare; t_i – durata impulsului; $\epsilon(t)$ – gradientul potențialului pe canalul de plasmă.

Relația (4.2) determină condițiile de care depinde energia degajată în interstițiu la un impuls W_i, transmisă electrozilor. Cercetările experimentale [92] au demonstrat că, odată cu creșterea valorilor interstițiului, crește și partea energiei care se degajă în canalul de plasmă, aceasta din urmă – fiind neliniară (Figura 4.1). Din acest motiv, energia transmisă electrozilor se micșorează și, corespunzător, scade eroziunea lor.

Pentru valori mai mari ale interstițiului (sute de μ m), caracterul proceselor de electroeroziune este diferit. S-a demonstrat că, la variația valorilor interstițiului S, între 3 și 500 μ m [78], schimbarea eroziunii electrice nu este liniară și anume pentru Al, Ti și oțel, creșterea mărimii interstițiului până la 100-250 μ m, provoacă sporirea cantitativă și calitativă a eroziunii, iar depășirea acestor valori înregistreză o scădere a eroziunii ($\Delta\gamma_W$).

Decalajul rezultatelor obținute de către diferiți autori, privind influența mărimii interstițiului S_F asupra proceselor de electroerziune, indică asupra faptului că fenomenele ce se produc pe suprafețele electrozilor au un caracter complex și sunt funcție de condițiile în care se dezvoltă procesul, precum și de proprietățile materialelor din care sunt confecționați electrozii.



Fig. 4.1. Variația bilanței energetice interstițiale în funcție de mărimea lui S: W – energia descărcării, W_a, W_c, W_s – cantitățile de energie a descărcării degajate pe anod, catod și, respectiv, în interstițiu [43, 76]

Experimental a fost determinat caracterul degajării energiei pe suprafețele electrozilor la modificarea mărimii interstițiului (S) [43, 76]:

$$W_a = \frac{W - W_c}{1 + \Delta \gamma} K_0; \qquad W_k = \frac{W - W_a}{K_0 + \Delta \gamma} \Delta \gamma, \qquad (4.3)$$

unde $W = W_a + W_c + W_s$; $W = \int_0^{\tau} u(t)i(t)dt$ – energia descărcării; W_a , W_c , W_s – sunt energiile

descărcării electrice în impuls degajate pe anod, catod și, corespunzător, în interstițiu la o descărcare solitară; u(t), i(t) – căderea de tensiune pe interstițiu și, corespunzător, curentul ce circulă la o descărcare solitară; τ – durata impulsului; $\Delta \gamma = \frac{\Delta \gamma_c}{\Delta \gamma_a}$ – uzura relativă a electrozilor; K_0 – coeficient ce depinde de constantele termofizice ale materialelor electrozilor și durata impulsului.

Cantitativ, pentru regimurile de prelucrare realizate, dependența energiei interstițiale ca funcție de mărimea interstițiului este prezentată în Figura 4.1.

Din Figura 4.1 se observă că odată cu majorarea mărimii interstițiului sporește și raza coloanei de plasmă, care poate fi exprimată prin relația [43]:

$$R \sim S^{\frac{1}{n}}, n = 1.6-1.8; \tag{4.4}$$

ceea ce conduce la micșorarea coeficientului de concentrare a sursei de căldură pe suprafețele electrozilor și, respectiv, la micșorarea intensității deteriorării lor prin eroziune. În aceste condiții cantitatea de enerie degajată pe coloana de lasmă crește, iar ca rezultat se intensifică și radiația luminoasă

4.2. Interacțiunea radiației plasmei cu sticle optice

În ultimul timp un mare aport al electronicii cuanticii în spectroscopie îl reprezintă posibilitate de studiere sistematică a stărilor excitate vibrațional a moleculelor poliatomice prin intermediul impulsurilor de lumină de intensitate mare. Metoda excitării multifotonice cu radiație infraroșie de intensitate mare a devenit o metodă eficientă de cercetare a moleculelor excitate vibrațional pe diferitele nivele energetice posibile. Necesitatea descrierii cantitative a excitării multifotonice oscilatorii impus studiul spectrelor tranzițiilor oscilatorii a moleculelor excitate care a dus la apariția unei noi direcții de cercetare și anume a spectroscopiei moleculare. La momentul actual se cunosc părțile calitative cît și cantitative ale proceselor fotofizice cît și fotochimice, care au loc în molecule poliatomice care se află într-un cîmp intensiv de rezonanță în regiunea infraroșie a spectrului [28, 60-63].

Un loc deosebit este acordat anume proceselor fotofizice în cazul excitării oscilațiilor multifotonice cu radiație infraroșie a moleculelor poliatomice, deci a spectroscopiei moleculelor excitate vibrațional. Astfel de procese sunt legate procese de interacțiunea neliniară a modului oscilatoriu de rezonanță cu radiația infraroșie de intensitate mare, cît și interacțiunea dintre modurile oscilatorii între ele, datorită anarmonicității. Ambele aceste procese sînt legate între ele și determină toate caracteristice moleculei poliatomice aflate într-un cîmp infraroșu.

Fizica excitărilor multifotonice a moleculelor în regiunea infraroșie a spectrului este legată cu un număr mare de grade de libertate oscilatorii a moleculei S=3N-6 (N este numărul de atomi a moleculei), deoarece numai în acest caz un anarmonism destul de mic reprezintă un factor important pentru acumularea energiei oscilatorii, care asigură introducerea energiei în molecula poliatomică care posedă un nivel nu prea înalt de excitare de rezonanță pentru cazul excitării cu radiație infraroșie a modei oscilatorii. Prin numărul S (sau N) se determină caracteristica moleculei poliatomice și anume a densității de rezonanță Fermi care determină limita de acumulare a energiei oscilatorii. Moleculele care posedă un număr relativ nu prea mare de atomi au limită înaltă de acumulare a energiei oscilatorii. În cazul precăutat, a fost cercetată sticla optică colorată și anume molecula de SiO₂. Pentru a excita molecule de SiO₂ cu radiație

infraroșie noi am ales un filtru colorat din completul de sticle optice colorate, astfel încît însăși sticla să nu fie transparentă pentru lumina din spectrul vizibil, adică să fie transparentă doar pentru radiația infraroșie. După cum este indicat în lucrarea [28] pentru moleculele cu trei atomi, cum este molecula de SiO_2 , excitarea ei este funcție de intensitatea fluxului de lumină trimis asupra ei.

Excitarea multifotonică cu lumina infrarosie a stărilor oscilatorii a moleculei, de obicei are loc în limitele stărilor de bază electronice. Molecula poliatomică poate absorbi un număr mare de fotoni IR și, în asa mod, energia oscilatorie a ei devine comparabilă cu energia stării de excitare electronice. Aceasta este posibil dacă energia minimă a stării excitate electronic este mai mică, decît energia de disociație a moleculei. În aceste cazuri descrierea aproximativă a dinamicii moleculei se atîrnă la miscările oscilatorii si electronice si sînt descrise ca un proces în aproximație adiabatică. În acest caz trebuie să ținem cont și de legăturile neadiabatice ale stărilor cu nivele inferioare ale stărilor electronice excitate. Nivelul mediu al excităriilor oscilatorii care se obține în baza excitării multifotonice este funcție de dimensiunile moleculei și este limitat numai de canalul energetic al moleculei. Un alt proces non-adiabatic, radiația căreia a devenit posibilă datorită excitării multifotonice o reprezintă ruperea electronului de la ionul negativ a moleculei. În acest caz, precum și în cazul relaxării electronice inverse (REI), ruperea electronului impune o activare oscilatorie minimă a anionului cu radiația infraroșie și existența legăturii mișcării elecrtronice, cît și mișcării nucleului care are loc înaintea procesului de excitare multifotonică. Gradul maxim posibil de excitare a moleculei este limitat de regiunea energetică în care trebuie să se afle relaxarea electronică inversă a termilor excitati electronic. Deoarece frecvențele tipice ale tranzacțiilor oscilatorii sau electronice se supun unui coraport cunoscut $\omega_{osc} << \omega_{el}$, deaceea pentru îndeplinirea condițiilor de a observa relaxarea electronică inversă este necesar a absorbi un număr mare de fotoni infraroșii. Conform calculelor pentru relaxarea electronică inversă a moleculei și apariția radiației din spectrul vizibil este necesar ca molecula să absoarbă de la 20 pînă la 40 fotoni infraroșii: $N_{IR} \cdot \omega_{osc} \approx \omega_{el}$ [28].

În continuare, se prezintă rezultatele cercetărilor experimentale și analizele teoretice ale fenomenelor fizice secundare ce se produc la interacțiunea radiației produse de plasma descărcărilor electrice în impuls cu sticla de filtru. S-a constatat că, filtru infraroșu emite o radiație secundară în violet, filtrul întunecat emite o radiație secundară în verde, iar filtrele ultraviolete – radiație vizibilă în roșu (Figura 4.2). Fenomenele depistate se explică prin emiterea radiației secundare din motivul excitării multifotonice a moleculelor de SiO_2 și translarea directă-inversă de pe un nivel energetic pe altul. Fenomenul depistat poate fi aplicat în construcția aparatelor ce funcționează în baza radiației monocromatice de lumină.

Moleculele de SiO₂ posedă o bandă largă de absorbție cu energiile cuprinse între 1,5÷4 eV sau (2,4÷6,4)·10⁻¹⁹ J. Energia unui foton $\varepsilon = hv = \frac{hc}{\lambda}$,

unde $h=6,624\cdot10^{-34}$ J·s este constanta Plank; $c=3\cdot10^8$ m/s – viteza luminii în vid.

Deoarece h și c reprezintă constante universale atunci energia fotonului poate fi exprimată în cm⁻¹:

$$\omega = \frac{\varepsilon}{\hbar} = \frac{2\pi}{h}\varepsilon$$

Atunci lungimea de undă a radiației secundare în sticlele cercetate se va calcula cu relația [64-69]:

$$\lambda = \frac{2\pi c}{\omega} = \frac{const}{\omega} = \frac{1}{\omega_{el}} = \frac{1}{\omega_{osc} \cdot N_{IR}},\tag{4.5}$$

unde $\omega_{el} = \frac{\omega}{2\pi c}$ - frecvența ciclică de tranziție de pe nivelul excitat electronic pe nivelul de bază; $\omega_{osc} = 740 \div 780 \text{ cm}^{-1}$ este banda de absorbție a nivelelor vibraționale de rezonanță pentru moleculele de SiO₂ [61, 62]; N_{IR} este numărul de fotoni infraroșii absorbiți.

Aşa dar, pentru filtrele IR numărul de fotoni infraroșii absorbiți este 33, iar pentru sticlele întunecate – este 24. În acest caz lungimea de undă a radiației secundare este 388,5 nm (culoare violetă) și 534,2 nm (culoare verde) respectiv [65-69], iar energia radiată de moleculele excitate de SiO₂ vor fi respectiv egale 3,3 eV și 2,4 eV.

În cazul cercetării filtrelor de tipul UFS (ultraviolete) la excitarea cu plasma descărcărilor electrice în impuls în ele apare radiația secundară în roșu. Este cunoscut că la legătură neadiabatică sau spin-orbitală dintre diferiți termi are loc tranziția excitării electronice, corespunzătoare absorbției cuantului ultraviolet. Molecula fiind în stare excitată electronic trece spontan în stare de bază electronică cu emiterea unui cuant luminescent. În cazul respectiv un cuant ultraviolet excită două molecule de SiO₂. Numărul de fotoni absorbiți este $18 \times 2=36$, iar radiația secundară în aceste filtre are lungimea de undă 712,3 nm (culoare roșie) [65-69] cu energia fotonului radiat egală cu 1,8 eV.















Fig. 4.2. Radiația secundară la excitarea multifotonică a moleculelor de SiO₂ în sticle optice prin interacțiunea fluxului luminescent al plasmei descărcărilor electrice în impuls: a - IKS-1; b - IKS-3; c - IKS-5; d - IKS-6; e - IKS-7; f - TS-3; g - UFS-2; h - UFS-6 [65-69]

Măsurători de spectroscopie optică de emisie. Ca referință, s-a înregistrat spectrul de emisie a unui corp în stare incandescență (Figura 4.3, T = 2250K) precum si spectrul de emisie al lămpii cu descărcare în gaze în vapori de mercur, Figura 4.4.



Fig. 4.3. Interfața *Pasco* pentru spectru de emisie a corpului ferbinte (T = 2250 K)



Fig. 4.4. Interfața Pasco pentru spectru de emisie al lămpii cu vapori de Hg cu descărcare în gaze

În Figura 4.3 este prezentat spectrul radiației de emisie a corpului fierbinte (T= 2250 °K, filamentul de W în stare incandescență). Pentru comparative, în Figura 4.4 este reprezentat spectrul de emisie al radiației optice a tubului cu vapori de Hg cu descărcare în gaze. Pe fondalul spectrului continuu al filamentului din W se observă spectrul discret de emisie al atomilor de mercur.

În Figura 4.5 este dată dependența spectrală, care ne indică prezența benzilor de absorbție moleculară în mediul de laborator unde au fost ridicate spectrele de emisie cu excitare în scînteie prezentate în figurile de mai jos.



Fig. 4.5. Interfața de măsură a spectrului de emisie solara în condițiile mediului de laborator



Fig. 4.6. Spectrul radiației plasmei DEI obținute în condiții de laborator

În spectrul de emisie din Figura 4.6 sunt prezente atît liniile analitice emisionale ale atomilor de Cu, cît și liniile analitice ale altor impurități necontrolabile din electrozii de Cu.

Amplificarea spectrului de emisie (Figura 4.7) pune clar în evidență prezența unei familii de linii spectrale localizate în domeniul IR al spectrului.



Fig. 4.7. Spectrul amplificat de radiație a plasmei DEI prezentat în fig. 5.6



Fig. 4.8. Spectrul de radiație a plasmei DEI la trecerea prin filtrul optic de tipul TS-3

La trecerea radiației optice prin filtrul optic de tipăul TS-3 se observă absorbția radiației optice din domeniul vizibil al spectrului. Deoarece spectrul vizibil al radiației plasmei DEI este contaminat de filtrul optic, atunci apariția radiației secundare din spectrul vizibil (în cazul folosirii filtrului de tipul TS-3 este radiația secundară de culoare verde) este cauzată de excitarea multifotonică a moleculelor de SiO_2 din care este confecționat filtrul optic.

4.3. Interacțiunea plasmei cu suprafețele metalice

Suprafețele probelor s-au pregătit prin lustruire până la starea de oglindă, iar după prelucrare acestea suportau anumite modificări: pe ele se atestau zone ale influenței termice de culoarea metalului proaspăt decapat (în acestea se produc procese de îmbogățire cu elemente ce se conțin în mediul de lucru (Figura 4.5)) și zone în care s-a produs topirea suprafeței (acestea prezentau cratere sau meniscuri extrase și congelate sub formă de asperități conice (Figura 4.9, 4.10)) [43-46, 81-84].

Fotografierea structurilor și micro-geometriei suprafețelor obținute ca urmare a acțiunii descărcărilor electrice în impuls au fost efectuate cu utilizarea microscopului metalografic XJM600T dotat cu sistem digital de înregistrare a informației.

Imaginile structurilor superficiale ale materialelor cercetate obținute sunt prezentate în Figura 4.9-4.11.








Fig. 4.9. Vederea generală a suprafeței pieselor prelucrate cu descărcări electrice în impuls (energia degajată în interstițiu W=6,5 J; mărimea interstițiului S=5 mm; durata impulsului τ_{imp}=0,15 μs; numărul de impulsuri – 30; piesa – anod), ×400: a – oțel 45; b – aliajul titanului VT-8; c – aliajul aluminiului (duraluminiu) D16; d – cupru tehnic pur M0; e – alamă L63; f – bronz BrB2 [44]



Fig. 4.10. Vederea generală a suprafeței alamei L63 prelucrate cu descărcări electrice în impuls (energia degajată în interstițiu W=6,5 J; mărimea interstițiului S=5 mm; durata impulsului τ_{imp} =0,15 µs; numărul de impulsuri – 30), ×400: a – piesa – anod; b – piesa – catod [44]

Din Figurile 4.9-4.10 putem observa, că pe suprafața supusă interacțiunii cu canalul de plasmă apar zone în care, chiar și la durate extrem de mici ale impulsurilor de curent, se provoacă topirea locală. Din zonele de topitură sub acțiunea câmpului electric al descărcării se extrag meniscuri de formă conică, care ca rezultat al răcirii ultrarapide aceste sunt congelate pe suprafața prelucrată.

Dacă ținem cont de rezultatele obținute anterior de către autorii [78], acest lucru nu ar trebui să se întâmple, deoarece topirea are loc sub acțiunea "petelor electrodice calde" a căror durată de naștere și viață depășește cu mult durata impulsurilor aplicate de noi. Din aceste motive considerăm, că chestiunea originii, teoriei și duratei de viață a petelor electrodice va mai rămâne încă mult timp deschisă.



Fig. 4.11. O porțiune a suprafeței alamei L63 prelucrată cu descărcări electrice în impuls (energia degajată în interstițiu W=6,5 J; mărimea interstițiului S=5 mm; durata impulsului τ_{imp}=0,15 μs, piesa - catod), ×400:
1 - meniscuri, formate în rezultatul acțiunii petelor electrodice "calde"; 2 - zona influenței termice, formate în rezultatul acțiunii petelor electrodice "rece"; 3 - zona neprelucrată [44]

Este important a menționa, că în imediată apropiere de aceste meniscuri pe suprafața prelucrată se observă micro-fisuri. Ținând cont de faptul, că conductivitatea termica a metalelor este relativ înaltă, iar cantitatea metalului topit pe o unitate de suprafață este foarte mică am putea determina cu ce viteză are loc procesul de răcire. Aceasta este de ordinul $5 \cdot 10^4$ K/µs ceea ce poate condiționa formarea pe suprafețele prelucrate a sticlelor metalice în stare amorfă.

Divizarea canalului de plasmă într-o multitudine de micro-canale asigură formarea pe suprafața prelucrată a unui mare număr de meniscuri. Rezultatele cercetărilor executate anterior [81-84] au demonstrat că un singur menisc extras de pe o porțiune de suprafață provoacă sporirea ariei acesteia de 8 ori. Dacă vorbim de capacitatea de emisie sau absorbție a suprafețelor, atunci este clar că aceasta este direct proporțională cu aria activă a suprafeței corpului, și în acest caz rezultatele obținute sunt benefice pentru aplicare în acest domeniu. Dacă în cazul aplicării descărcărilor electrice în impuls de tensiune joasă (10^2 V) aria suprafeței prelucrate la o

descărcare solitară constituie $10...10^2 \ \mu m^2$ [43, 78], atunci aplicarea descărcărilor electrice de tensiune înaltă și durată scurtă permite a spori prelucrarea de mai multe ori (de la 5...100 mm²). Cercetând capacitatea de emisie electronică a suprafețelor catozilor aplicați în construcția tunurilor electronice [78] s-a constatat, că în aceleași condiții de funcționare, catozii cu microgeometrie sub formă de meniscuri asigură formarea fascicolelor de electroni cu o intensitate de 10 ori mai mare în raport cu cei cu suprafață netedă.

Electrodul 2 din schema Figura 2.2 a fost confecționat din diferite materiale (oțel 45, aliajul titanului BT8, duraluminiu D16, bronz BrA5) de formă plană. Ca rezultat al acțiunii plasmei obținute cu acești electrozi, în urma cercetării suprafețelor lor la microscop, s-a depistat că pe suprafețele lor se formează nanostructuri ce se deosebesc între ele după forma și proprietăți în funcție de tipul materialului din care s-au confecționat. În fig. 4.12 este prezentată morfologia stratului superficial al probelor prelucrate după aplicarea plasmei obținute cu ajutorul instalației experimentale proprii.





Fig. 4.12. Morfologia stratului superficial al electrodului 2 din fig. 2.2 format ca rezultat al interacțiunii plasmei: a) oțel 45; b) aliajul titanului BT8; c) aliajul aluminiului D16; d) bronz BrA5 [46]

Datorită faptului că temperatura în plasma obținută cu instalația experimentală elaborată atinge valori mai mari de 10^4 K cu durata de existență a ei de ordinul sutelor de nanosecunde, ea poate fi aplicată în tehnică la formarea nanostructurilor pe suprafețe metalice, cît și la distrugerea microorganismelor în biomedicină.

4.4. Analiza morfologiei (SEM) și compoziției chimice (EDX) a suprafețelor prelucrate

Probele prelucrate după metodica descrisă mai sus (dezoxidarea suprafețelor) au fost cercetate cu SEM (scaning electron microscop) și EDX (electron despersive spectroscopy in X-ray). Aparatele moderne de cercetare permit analiza calitativă și cantitativă a geometriei și compoziției chimice a microobiectelor. Fiecare asperitate a fost cercetată în 3 puncte: pe vîrf, pe suprafața laterală și în zona craterului (Figura 4.13) [85].



Fig. 4.13. Exemplu de alegerea punctelor cercetate pe con. Din stînga în dreapta: pe vîrf, pe suprafața laterală, în crater [85]

Rezultatele spectroscopiei de fluorescență X în aceste puncte indică cum și în ce cantitate se distribuie oxigenul legat pe suprafața conurilor Taylor obținute. Au fost construite graficele dependenței fracțiunei atomice și de masă în funcție de poziția punctului cercetat (Figura 4.14 și 4.15) pentru cîte 4 obiecte din fiecare serie cu și fără prelucrarea suplimentară (dezoxidarea).

În trei cazuri din patru (conurile cu numere de ordine 2, 6, 8) fracțiunea atomică a oxigenului e mai mare în apropierea craterului; fracțiunea masică se comportă la fel, dar pe proba 8 este maximală pe latura conului.

În trei cazuri din patru (3, 5, 7) fracțiunea masică și atomică a oxigenului pe suprafețele conurilor fără a doua etapa a prelucrării este minimă în apropierea craterului; în cazul 1 fracțiunea masică la fel descrește, iar atomică crește.



Fig. 4.14. Graficele dependenței fracțiunei atomice și de masă oxigenului legat în funcție de poziția punctului cercetat pentru conurile fără prelucrarea [85]

Din aceste dependențe (Figura 4.14) observăm că cantitatea oxizilor descrește de la vîrf spre crater cu fracția maximală at=50% și weight=32%.



Fig. 4.15. Graficele dependenței fracțiunei atomice și de masă oxigenului legat în funcție de poziția punctului cercetat pentru conurile cu prelucrarea [85]

Din aceste dependențe (Figura 4.15) observăm cum concentrația oxizilor crește de la vârf spre crater cu fracția maximală at=36% și weight=11%.

Putem constata faptul că, cantitatea oxigenului legat, a scăzut aproximativ de 2-3 ori după prelucrarea conurilor Taylor cu plasma DEI în aer. Este important și că concentrația oxigenului scade mai mult în zona de vîrf a asperităților conice. Aceste fapte se explică astfel: canalul de plasmă format la descărcarea în impuls se localizează pe vîrful conului, canalul izolează suprafața activă de la mediul inconjurător, evaporă oxizii de pe suprafața conului fără topirea metalului, ceea ce împiedică oxidarea repetată.

Faptul că, la aplicarea metodei descrise, nivelul oxigenului legat de pe suprafețele metalice scade de 2-3 ori, vorbește despre eficacitatea ei destul de mare. Este important a menționa că, microobiectele în majoritatea cazurilor nu suferă deformări și nu se distrug, adică prelucrarea este foarte fină. Procesul poate fi controlat și se obține un diferit grad de dezoxidare a suprafeței. Din cauza că procesul de prelucrare reprezintă descărcări electrice în impuls în condițiile normale în aer el poate fi ușor aplicat în diferite scopuri tehnologice și cele legate de cercetare [86-91].

Pe parcursul efectuării experiențelor de formare a oxizilor pe suprafețe plane de W+10%Re proba a fost conectată în calitate de catod, bateria generatorului încărcată la U=100 V, C=200 μ F și distanța dintre electrozi S=1 cm. Ca anod a fost utilizată sîrma cilindrică executată din același material cu d=0,2 mm.

Ca rezultat, a fost obținut oxidul de wolfram 6-valent (oxid acid), judecînd după conținutul atomic al suprafeței cercetate. Spre deosebire de oxizii obținuți pe conurile Taylor, aici stratul de oxid are o grosime semnificativ mai mare, ceea ce se observă cu ochiul liber și are culoarea alb-albăstruie. Studiind proba cu microscopul optic a fost observat că, de oxid este acoperită toată suprafața prelucrată, dar grosimea și structura stratului nu sînt omogene. Mai jos (Figura 4.16) sînt prezentate rezultatele spectroscopiei EDX și imaginile obținute cu microscopul optic.





Fig. 4.16. Proba plană din W+10%Re oxidată: catod, U=100 V, C=200 μF, S=1 cm, Ø_{sculei}=0,2 mm: 1) Vedere generală a probei

2) Stratul de oxid în microscopul optic

- 3) Imaginea microscopului electronic
- 4) Spectrogramma și compoziția elementară [85]

O parte a energiei descărcării a fost redistribuită pe tot volumul probei și a cauzat numai încălzirea nesemnificativă. Elemente chimice cu temperaturi de evaporare mai mici decât a wolframului au rămas pe suprafața probei, această înseamnă că temperatura pe suprafața a fost mai joasă de 2862 ⁰C. Pentru comparație este comod de adus exemplu cu probele cilindrice cu d=0,2 mm. La prelucrarea lor în același regim energetic sânt obținute cratere adânci și chiar ruperea probei, adică volumul de material al capului activ (grosimea) probei are influența în mare măsură asupra posibilității extragerii asperităților conice pe probă.



Element	Weight%	Atomic%
C K O K W M	3.95 5.10 90.96	28.77 27.90 43.33
Totals	100.00	

Element	Weight%	Atomic%	
W M	100.00	100.00	
Totals	100.00		

Fig. 4.17. Rezultatele spectroscopiei a probei plane din W+10% Re după aplicarea DEI (a) și netratate (b) [85]

În apropierea zonei prelucrate se conțin oxizi de wolfram (Figura 4.17, a). În același timp probele identice curate care nu au fost tratate cu DEI conțin wolfram în cantitatea între 90 și 100% (Figura 4.17, b).

4.5. Concluzii la capitolul 5

Pe baza analizei rezultatelor experimentale privind interacțiunea plasmei cu corpuri solide putem conclude următoarele:

- pentru marimea constantă a capacității generatorului de impulsuri de curent și a energiei acumulate în el, odată cu majorarea mărimii interstițiului, crește și raza coloanei de plasmă, ceea ce conduce la micșorarea coeficientului de concentrare a sursei de căldură pe suprafețele electrozilor și, respectiv, la micșorarea intensității deteriorării lor prin eroziune și crește considerabil volumul sursei de radiație luminoasă;
- s-a constatat că, ca urmare a interacțiunii radiative a plasmei cu filtru infraroşu se emite o radiație secundară în violet, filtrul întunecat emite o radiație secundară în verde, iar filtrele ultraviolete – radiație vizibilă roşie. Aceste fenomene se pot explică prin emiterea radiației secundare din motivul excitării multifotonice a moleculelor de SiO₂ şi translarea directă-inversă de pe un nivel energetic pe altul. Fenomenul depistat poate fi aplicat în construcția aparatelor ce funcționează în baza radiației monocromatice de lumină;
- în conformitate cu calculele efectuate, pentru relaxarea electronică inversă a moleculei de SiO₂ şi apariția radiației din spectrul vizibil, este necesar ca molecula să absoarbă de la 20 pînă la 40 fotoni infraroşii: N_{IR}·ω_{osc}≈ω_{el};
- interacțiunea plasmei cu suprafețele electrozilor se manifestă prin acțiuni de natură chimico-termică (imbogățirea suprafeței cu elemente din mediul gazos) și fizico-termică (distrugerea suprafeței prin eroziune și modificarea micro-geometriei suprafeței).

CONCLUZII GENERALE ȘI RECOMANDĂRI

Din analiza rezultatelor cercetărilor teoretice și experimentale care prezintă realizarea obiectivelor tezei de doctorat, reies următoarele **concluzii generale**:

1. Din analiza rezultatelor teoretice și experimentale prvind procesele fizice de excitare și relaxare a mediilor gazoase reflectate în literatura de specialitate rezultă că cea mai simplă metodă de creare a plasmei la temperaturi joase o reprezintă descărcările în gaze sub forma de impulsuri, variind presiunea și componentele mediului gazos, dimensiunile electrozilor și distanța dintre ei, însă această metodă este insuficient cercetată.

2. Schema electrică a generatorilui de impulsuri aplicată în cercetările experimentale privind interacțiunea plasmei cu substanța nu cere ionizarea preliminară a mediului activ (aer) datorită sporirii capacității de excitare prin construcția specială a electrozilor care permite obținerea unui get volumetric de plasmă omogenă (într-un volum de ordinul 1÷3 cm³) pentru un impuls cu o durată de 0,25 µs. Electrodul special îndeplinește funcție dublă: servește inițial în calitate de "tun electronic", iar la atingerea stării de ionizare maximă a mediului, asigură automat și neîntrerupt în timp, derularea descărcarii electrice a impulsului de bază cu formarea plasmei.

3. Analizînd procesele privind obținerea plasmei DEI a fost calculată valoarea lungimii Debye și valoarea primului coeficient Townsend, care pentru aer, în condiții normale constituie $d = 2,2 \cdot 10^{-8}$ cm, $\alpha = 32$; aceste valori pot fi aplicate la calculul construcției instalațiilor de obținere a plasmei, precum și la modelarea proceselor ce au loc la descărcările în mediile gazoase.

4. Criteriul pentru amorsarea descărcării electrice luminescente este ca numărul critic de electroni să fie $N_{cr} \leq 1,8 \cdot 10^8$ (datorită construcției speciale a electrodului multicanal curentul care circulă prin fiecare canal separat este limitat de rezistența inductivă a lui și nu permite descărcarea sub formă de arc), iar în vederea sporirii volumului plasmei obținute este necesar a opera cu mărimea interstițiului și energia acumulată pe baterea de condensatoare ținându-se cont de faptul că este proporțional cu mărimea intersițiului S^{3/2} și energia descărcării W^{1/3} (schema electrică aplicată permite formarea plasmei la interstițiul de 7 mm și energia descărcării de 6,5 J).

5. În baza analizei rezultatelor experimentale privind interacțiunea plasmei cu substanța reiese că, pentru marimea constantă a capacității generatorului de impulsuri de curent și a energiei accumulate pe el, odată cu majorarea mărimii interstițiului, crește și raza coloanei de plasmă, ceea ce conduce la micșorarea coeficientului de concentrare a sursei de căldură pe suprafețele electrozilor și, respectiv, la micșorarea intensității deteriorării lor prin eroziune și sporește considerabil volumul sursei de radiație luminoasă.

6. S-a stabilit că în rezultatul interacțiunii radiative a plasmei cu filtrul IR se emite o radiație secundară în violet, filtrul întunecat emite o radiație secundară în verde, iar filtrele ultraviolete – radiație vizibilă roșie. Aceste fenomene se pot explica prin emiterea radiației secundare din motivul excitării multifotonice a moleculelor de SiO_2 și translarea directă-inversă de pe un nivel energetic pe altul. Fenomenul depistat poate fi aplicat în construcția aparatelor ce funcționează pe baza radiației monocromatice de lumină.

7. În conformitate cu calculele efectuate, pentru relaxarea electronică inversă a moleculei de SiO₂ și apariția radiației din spectrul vizibil este necesar ca molecula să absoarbă de la 20 pînă la 40 fotoni infraroșii: $N_{IR} \cdot \omega_{osc} \approx \omega_{el}$ (la interacțiunea radiației plasmei DEI obținută cu ajutorul instalației experimentale utilizate cu filtrele optice numărul de fotoni infraroșii constituie: pentru filtrul de tipul IKS – 33 de fotoni, iar pentru cel de tipul TS – 24 de fotoni).

Cercetarea într-un domeniu nu pot finaliza printr-o teză de doctorat. Aceasta este doar o contribuție modestă în acest domeniu al cercetării. De aceea, pentru viitor se propun următoarele **recomandări**:

• a aplica metoda de determinare a timpului de relaxare VT propusă în lucrare pentru alte tipuri de gaze de structură moleculară (azot, oxigen, bioxid de carbon, monoxid de carbon, etc.);

• a încerca alte metode de excitare a moleculelor de SiO_2 în vederea transferului energiei oscilatorii din spectrul infraroșu și ultraviolet spre spectrul vizibil;

 a analiza posibilitatea autoionizării mediului activ prin modernizarea constructivă a electrozilor pentru a spori eficiența descărcării de bază în gaze;

• a proiecta și a elabora echipamente necesare pentru căpătarea radiațiilor coerente aplicînd metoda de excitare propusă în teza.

118

BIBLIOGRAFIE

1. Мик Д., Крэгс Д. Электрический пробой в газах. М.: ИЛ, 1960. – 600 с.

2. Ретер Г. Электронные лавины и пробой в газах. М.: Мир, 1968. – 390 с.

3. Чен Ф. Введение в физику плазмы. М.: Мир, 1987. – 398 с.

4. Ховатсон А.М. Введение в теорию газового разряда: пер. с англ. М.: Атомиздат, 1980. – 182 с.

5. Жданов С.К. и др. Основы физических процессов в плазме и плазменных установках. М.: МИФИ, 2000. – 184 с.

6. Велихов Е.П., Ковалев А.С., Рахимов А.Т. Физические явления в газоразрядной плазме. М.: Наука, 1987. – 160 с.

7. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1992. – 536 с.

8. Грановский В.Л. Электрический ток в газе. Установившийся ток. М.: Наука, 1971. – 544 с.

9. Королев Ю.Д., Месяц Г.А. Физика импульсного пробоя газов. М.: Наука, 1991. – 224 с.

10. Френсис Г. Ионизационные явления в газах. М.: Атомиздат, 1964. – 272 с.

11. Воробьев Г.А., Месяц Г.А. Техника формирования наносекундных импульсов. М.: Атомиздат, 1963. – 167 с.

12. Chieh-Wen Lo, and Satoshi Hamaguchi. Dynamics of Near-Atmospheric-Pressure Hydrogen Plasmas Driven by Pulsed High Voltages. IEEE TRANSACTIONS ON PLASMA SCIENCE, VOL. 39, NO. 11, NOVEMBER 2011, pp. 2100-2101. ISSN 0093-3813.

13. Tomas Hoder, Cristian Wilke, Detlef Loffhagen, and Ronny Brandenburg. Observation of Striated Structures in Argon Barrier Discharges at Atmospheric Pressure. IEEE TRANSACTIONS ON PLASMA SCIENCE, VOL. 39, NO. 11, NOVEMBER 2011, pp. 2158-2159. ISSN 0093-3813.

14. Robert J. Carman, Ian S. Falconer, and Richard P. Mildren. Dynamics of the Electrical Breakdown Phase of a Pulsed Dielectric Barrier Discharge in Neon. IEEE TRANSACTIONS ON PLASMA SCIENCE, VOL. 39, NO. 11, NOVEMBER 2011, pp. 2162-2163. ISSN 0093-3813.

15. Ananiev V.Yu., Lytkin A.P., Suchkov A.F., Hyrbu A.V. Initiated by Stimulated Raman Scattering Spark Discharge in H₂. International Conference on Phenomena in Ionized Gases ICPIG XX, Pisa, Italia, 8-12 July, 1991, p. 31.

16. Королев Ю.Д., Месяц Г.А. Автоэмиссионные и взрывные процессы в газовом разряде. Новосибирск: Наука, 1982. – 225 с.

17. Сметанников А. С. Моделирование электроразрядных источников жесткого ультрафиолетового излучения // Доклады НАН Беларуси, 2007. Т. 51, № 3, с. 42-47.

18. Сметанников А. С. Численное моделирование динамики интенсивных импульсных воздействий на вещество // Минск: АНК "ИТМО им. А.В. Лыкова" НАНБ, 2007, с. 287-291.

19. Стариковская С.М. Импульсный разряд при высоких перенапряжениях: Особенности развития и возбуждение внутренних степеней свободы газа. Диссертация на соискание ученой степени доктора физико-математических наук. М.: Московский Физико-Технический Институт, 2000. – 346 с.

20. Бабич Л.П., Станкевич Ю.Л. Критерий перехода от стримерного механизма газового разряда к непрерывному ускорению электронов // ЖТФ, 1972, т. 42, вып. 8, с. 1669-1679.

21. Станкевич Ю.Л. Начальная стадия электрического разряда в плотных газах // ЖТФ, 1970, т. 40, вып. 7, с. 1476-1485.

22. Бабич Л.П., Лойко Т.В., Цукерман В.А. Высоковольтный наносекундный разряд в плотных газах при больших перенапряжениях, развивающийся в режиме убегания электронов. УФН, 1990, Т. 160, № 7, с. 49.

23. Cheng Zhang, Tao Shao, Zheng Niu, Chunxia Li, Ganping Wang, Jie Tan, and Ping Yan. Pulse Repetition Frequency Effect on Nanosecond-Pulse Diffuse Discharge in Atmospheric-Pressure Air With a Point-to-Plane Gap. IEEE TRANSACTIONS ON PLASMA SCIENCE, VOL. 39, NO. 11, NOVEMBER 2011, pp. 2070-2071. ISSN 0093-3813.

24. Scott J. Pendleton, Jeff Kastner, Ephraim Gutmark, and Martin A. Gundersen. Surface Streamer Discharge for Plasma Flow Control Using Nanosecond Pulsed Power. IEEE TRANSACTIONS ON PLASMA SCIENCE, VOL. 39, NO. 11, NOVEMBER 2011, pp. 2072-2073. ISSN 0093-3813.

25. Victor F. Tarasenko, Evgenii Kh. Baksht, and Yuliya V. Shut'ko. Diffuse Discharges in Atmospheric Pressure Air in Repetitive Pulsed Mode With Point-to-Plane, and Point-to-Point Gaps. IEEE TRANSACTIONS ON PLASMA SCIENCE, VOL. 39, NO. 11, NOVEMBER 2011, pp. 2096-2097. ISSN 0093-3813.

Mariusz Jasinski, and Jerzy Mizeraczyk. Plasma Sheet Generated by Microware Discharge at Atmospheric Pressure. IEEE TRANSACTIONS ON PLASMA SCIENCE, VOL.
 39, NO. 11, NOVEMBER 2011, pp. 2136-2137. ISSN 0093-3813.

27. Helge Grosch, Tomas Hoder, Klaus-Dieter Weltmann, and Ronny Brandenburg. Discharge Formation in Air at Atmospheric Pressure in Surface Barrier Microdischarge Arrangements. IEEE TRANSACTIONS ON PLASMA SCIENCE, VOL. 39, NO. 11, NOVEMBER 2011, pp. 2174-2175. ISSN 0093-3813.

28. Лазерная спектроскопия колебательно-возбужденных молекул / Летохов В.С., Рябов В.А., Макаров А.А. и др. М.: Наука, 1990. – 278 с. ISBN 5-02-000095-7.

29. Efimov A.M., Pogareva V.G. IR absorption spectra of vitreous silica and silicate glasses: the nature of bands in the 1300 to 5000 cm⁻¹ region. // Chem. Geology. -2006. - V. 229. - P. 198-217.

30. Тимофеев А.В. Резонансные явления в колебаниях плазмы. М.: Физматлит, 2000. – 224 с. ISBN 5-9221-0059-9.

31. Медведев Э.С., Ошеров В.И. Теория безизлучательных переходов в многоатомных молекулах. М.: Наука, 1983. – 242 с.

32. Синкевич О.А., Стаханов И.П. Физика плазмы (стационарные процессы в частично ионизированном газе): Учеб. пособие для вузов. М.: Высш. шк., 1991. – 191 с. ISBN 5-06-001954-3.

33. Фольрат К. Искровые источники света и высокочастотная искровая кинематография // Физика быстропротекающих процессов. М.: Мир, 1971, с. 96-199.

34. Формирование объемного самостоятельного разряда в плотных газах при больших межэлектродных расстояниях // Аполлонов В.В., Байцур Г.Г., Прохоров А.М., Фирсов К.Н. // Письма ЖТФ, 1985, т. 11, вып. 20, с. 1262-1267.

35. Месяц Г.А. Импульсная энергетика и электроника. М.: Наука, 2004. – 704 с. ISBN 5-02-033049-3.

36. Месяц Г.А. Генерирование мощных наносекундных импульсов. М.: Сов. радио, 1974. – 254 с.

37. Костыря И.Д., Скакун В.С., Тарасенко В.Ф., Феденев А.В. Оптические свойства плазмы при объемном наносекундном разряде атмосферного давления в неоднородном электрическом поле. Журнал технической физики, 2004, том 74, вып. 8, с. 35-40.

38. David Wisman, and Biswa Ganguly. Flame-Front Visualization Using Argon-Oxygen Plasma Discharge. IEEE TRANSACTIONS ON PLASMA SCIENCE, VOL. 39, NO. 11, NOVEMBER 2011, pp. 2066-2067. ISSN 0093-3813.

39. George R. Laity, Andrew S. Fierro, Lynn L. Hatfield, James C. Dickens, and Andreas A. Neuber. Spatially Resolved VUV Spectral Imaging of Pulsed Atmospheric Flashover. IEEE TRANSACTIONS ON PLASMA SCIENCE, VOL. 39, NO. 11, NOVEMBER 2011, pp. 2122-2123. ISSN 0093-3813.

40. M. Lestinsky, and K. Hensel. Temperature Influence on Properties of Microdischarges. IEEE TRANSACTIONS ON PLASMA SCIENCE, VOL. 39, NO. 11, NOVEMBER 2011, pp. 2186-2187. ISSN 0093-3813.

41. Авторское свидетельство СССР SU 1824548 A1. Способ определения времени колебательно-поступательной релаксации в газах / Ананьев В.Ю., Лобанов А.Н., Лыткин А.П., Хырбу А.В. 30.06.93. Бюл. № 24.

42. Ананьев В.Ю., Лобанов А.Н., Лыткин А.П., Хырбу А.В. Измерение постоянной времени колебательно-поступательной релаксации в сжатом водороде с использованием ВКР. Известия Академии Наук. Серия Физическая, т. 59, № 6, 1995, с. 100-108.

43. Topală P., Stoicev P. Tehnologii de prelucrare a materialelor conductibile cu aplicarea descărcărilor electrice în impuls. Chișinău: Editura Tehnica-Info, 2008, 265 p.

44. Pavel Topala, Arefa Hirbu, Alexandr Ojegov. New directions in the practical application of electro erosion, Nonconventional Technologies Review – no. 1/2011, pg. 49-56.

45. Pavel Topala, Arefa Hirbu, Alexandr Ojegov. Acțiunea plasmei descărcărilor electrice asupra suprafețelor metalice, Fizica și Tehnologiile Moderne, vol. 10, nr. 1-2, 2012, pg. 13-21.

46. Hirbu A. Plasma formation in the air medium under ordinary pressure and its interaction with solid metal surfaces. Moldavian Journal of the Physical Sciences. Vol. 14, No. 1-2, Chisinau, 2015, p. 119-126. ISSN 1810-648X.

47. Topala P., Kantser V., Hirbu A. Theoretical and experimental study of mechanisms governing the occurrence of electric discharges in gases. Moldavian Journal of the Physical Sciences. Vol. 14, No. 3-4, Chisinau, 2015, p. 221-230. ISSN 1810-648X.

48. Hirbu A., Topală P., Ojegov A. Auto-ionization plasma in laboratory condition. Tezele comunicărilor la Conferința Științifică Internațională "10 Years of Nanotechnology Development in the Republic of Moldova", Bălți, 22-23 octombrie, 2012, p. 33.

49. Hirbu A., Topala P., Ojegov A. Auto-ionization laboratory plasma. ModTech International Conference "Modern Technologies in Industrial Engineering", Book of abstracts, June 27-29, 2013, Sinaia, Romania, p. 359. ISSN 2286-4369.

50. Hirbu A., Topala P., Canter V., Ojegov A. Multi-canal electrode for plasma formation by electrical discharges in impulse with auto-ionization. *Materials of the XIX-th Internation Exhibition of Research, Inovation and Tehnological Transfer Inventica* 2015. pp. 326-327. ISSN 1844-7880.

51. Hirbu A., Topala P., Canter V., Ojegov A. Method and device for plasma formation by electrical discharges in impulse. *Materials of the XIX-th Internation Exhibition of Research, Inovation and Tehnological Transfer Inventica 2015.* pp. 327-329. ISSN 1844-7880.

52. Hîrbu A., Topala P., Băncilă S., Ojegov A., Beşliu V. Construcția dispozitivului de obținere a plasmei fără ionizarea preventivă a mediului activ. *"Materialele Conferinței Științifice Internaționale "Invățămantul de performanță la disciplinele din ariile curriculare ştiințe exacte şi natural, obiective, strategii, perspective"*. Universitatea de Stat din Tiraspol, Chişinău, 26-28 septembrie 2014, Chişinău 2015, p.165-170.

53. Hîrbu A., Topala P., Ojegov A., Beşliu V. Aplicarea electrozilor de construcție specială pentru mărirea eficienței plasmei. *Catalog oficial Expoziția Internațională Specializată INFOINVEN*T, 25-28 noiembrie 2015. AGEPI 2015. P. 91.

54. Topala P., Ojegov A., Beşliu V., Hîrbu A., Pînzaru N. Sculă cu mulți electrozi pentru prelucrarea suprafețelor prin descărcări electrice în impuls. Brevet de invenție. MD 4325 C1 2015.09.30. Data publicării 2015.02.26.

55. Hirbu A., Topala P., Canțer V., Ojegov A. Electrod-multicanal destinat obținerii plasmei prin descărcări electrice în impuls cu auto-ionizare. Cerere de brevet de invenție. Nr. depozit: a 2013 0052. Data depozit: 2013.07.25.

56. Цветное оптическое стекло и особые стекла. Каталог / Под ред. Г.Т. Петровского. – М.: Дом оптики, 1990. – 229 с.

57. Вейнберг И. Каталог цветнго стекла. М.: Машиностроение, 1967. – 62 с.

58. ГОСТ 9411-91. Стекло оптическое цветное. Технические условия. М.: Комитет Стандартизации и метрологии СССР, 1991. – 48 с.

59. ГОСТ 23136-93. Материалы оптические. Параметры. Минск: Межгосударственный совет по метрологии, стандартизациии и сертификации, 1993. – 22 с.

60. Изучение колебательных свойств аморфного кремния методом ИКспектроскопии: Лабораторная работа по курсу «Физика аморфных и нанокристаллических полупроводников» / Сост. А.В. Ершов, А.И. Машин, И.А. Карабанова. – Н. Новгород: ННГУ, 2007. – 24 с.

61. Ефимов А.М. Оптические свойства материалов и механизмы их формирования. СПб: СПбГУИТМО, 2008. – 103 с.

62. Золотарев В.М., Морозов В.Н., Смирнова Е.В. Оптические постоянные природных и промышленных сред. Л.: Химия, 1984. – 168 с.

63. Ershov-Pavlov E., Catsalap K., Rozantsev V., Stankevich Yu., Stepanov K. Emission spectra of laser-induced plasmas at the elemental analysis of solids: measurement and modeling results. Publications of the Astronomical Observatory of Belgrade, 2007. Vol.82. P. 83-100.

64. Hirbu A., Topală P., Ojegov A. SiO₂ molecules excitement by electrical discharge plasma radiation. Tezele comunicărilor la Conferința Științifică Internațională "10 Years of Nanotechnology Development in the Republic of Moldova", Bălți, 22-23 octombrie, 2012, p. 34.

65. Hirbu A., Topală P., Ojegov A. Secondary physical phenomena at the interaction of EDI plasma radiation and filter glass. ModTech International Conference "Modern Technologies in Industrial Engineering", Book of abstracts, June 27-29, Sinaia, 2013, Romania, p. 358. ISSN 2286-4369.

66. Hirbu A., Topală P., Ojegov A. Secondary excitement of SiO₂ molecules in ultraviolet glass via electrical discharges in impulse. ModTech International Conference "Modern Technologies in Industrial Engineering", Book of abstracts, June 27-29, 2013, Sinaia, Romania, p. 360. ISSN 2286-4369.

67. Hîrbu A., Topala P., Băncilă S., Ojegov A., Beşliu V. Obținerea radiației coerente la interacțiunea plasmei cu substanță. *"Materialele Conferinței Științifice Internaționale "Invățămantul de performanță la disciplinele din ariile curriculare științe exacte și natural, obiective, strategii, perspective"*. Universitatea de Stat din Tiraspol, Chișinău, 26-28 septembrie 2014, Chișinău 2015, p.160-165.

68. Topală P., Hirbu A., Ojegov A. Secondary light radiation obtained by the action of plasma. *International Scientific Conference Light and Photonics: Science and Technology dedicated to International Year of Light and Light-based Technologies-2015.* BOOK OF ABSTRACTS. 22nd May, 2015. Alecu Russo Balti State University, Republic of Moldova Bălți, 2015. p. 48 ISBN 978-606-93704-1-4.

69. Hirbu A., Topală P., Ojegov A. Secondary Radiation in Color Optical Filter Glasses by the Action of Plasma. Modern Technologies in Industrial Inginering II, ModTech 2014, Trans Tech Publications, Switzerland, pg. 158-163.

70. Hîrbu A., Topala P., Băncilă S., Ojegov A., Beşliu V. Increasing excitation efficiency at plasma formation by electrical discharges. *The Third International Conference on Modern Manufacturing Technologies in Industrial Engineering*. Book of Abstracts. Romania, 2015. p. 258. ISSN 2286-4369.

71. Diaconescu C. Cercetări privind structura generatoarelor de impulsuri cu adaptare flexibilă, în timpul real, la condițiile procesului de prelucrare prin roziune electrică, Rezumatul tezei de doctorat, Universitatea "Lucian Blaga" din Sibiu 2008, p. 37.

72. Miţkevici, M.K.; Buşic, A.I.; Bakuto, I.A.; Şilov, V.A; Divoino, I.Gh., Elektroerozionnaia obrabotka metallov. Minsk, Nauka i tehnik, 1988.

73. Topală Pavel, Olaru Ion, Rusnac Vladislav, Noi secvențe la tabloul fizic al electroeroziunii, Culegere de lucrări științifice, Tehnologii Moderne, Calitate restructurare, Chișinău, 2005, p. 239-242.

74. Topics in Current Physics. Nonequillibrium Vibrational Kinetics / Ed. Capitelli M. Berlin: Springer Verlag, 1986, v. 59, p. 40.

75. Гордиец Б.Ф., Осипов А.И., Шелепин Л.А. // Кинетические процессы в газах и молекулярные лазеры. М.: Наука, 1980, с. 138.

76. Ojegov Alexandr. Obținerea peliculelor subțiri de oxizi pe suprafețele metalice ale aliajelor de fier, cupru, aluminiu și titan, cu aplicarea descărcărilor electrice în impuls. Autoreferatul tezei de doctor în tehnică. Editura "Tehnica UTM", Chișinău, 2014, 32 p.

77. Некрашевич И.Г., Бакуго И.А. Механизм эррозии металлов при электрическом импульсном разряде. В кн.: Сб. научных трудов ФТИ АН БССР, вып. 6, Минск: изд-во АН БССР, с. 193-215.

78. Topala P. Cercetări privind obținerea straturilor de depunere din pulberi metalice cu aplicarea descărcărilor electrice în impuls. Teza de doctorat în tehnică. București: Universitatea Politehnica, 1993, 161 p.

79. Любимов Г.А., Раховский В.И. Катодное пятно вакуумной дуги. УФН, №
125, вып. 4, 1978, с. 665-706.

80. Lazarenko B.R., Ghitlevici A.E., Tkacenko V. N., Fursov S.P. Vlieanie parametrov razeada i konstrukții razreadnoi sistemî na proțes naneseniea pokrîtii iz poroșkovîh materialov, EOM,1972, Nr. 6, pg. 24-26.

81. Topala P., Rusnac V. Experimental investigations concerning the extraction of cone meniscus on metal surfaces with electrical discharge machining (EDM) adhibition, Buletin of the Polytehnic Institute of Iassy, T. LIV, 2008, p.

82. Rusnac V. Cercetări experimentale privind modificarea microgeometriei suprafețelor pieselor metalice prin metoda electroeroziunii, Fizica și Tehnica: Procese, modele, experimente, nr.1, 2008, p.

83. Rusnac V. Establishing the emission properties of conductible surfaces machined by applying EDI. Proceedings of the 15th International Conference, Modern Technologies,

Quality and Innovation. 25-27 May, 2011, Vadul lui Vodă, Chişinău, Republic of Moldova, p. 1161-1164. ISSN 2066-3919.

84. Topala P., Guzgan D., Rusnac V., Ojegov A., Besliu V. Specifics of Surface Micro-Geometry Modification under the Action of Temperature and Electric Field of Electrode Spots. Trans Tech Publications, Switzerland. Applied Mechanics and Materials Vols. 809-810. 2015. pp. 399-404.

85. Topala P., Ojegov A., Besliu V., Rusnac V., Guzgan D., Hirbu A., Plesco I. Oxidation of Taylor cone-shaped asperities by application of plasma in normal condition. Romanian Association of Nonconventional Technologies. *Nonconventional Technologies Review*. Nr. 2, Romania. 2015. pp. 56-61. ISSN 2359 – 8646.

86. Topală P., Ojegov A. Formation of oxide thin pellicles by means of electric discharges in pulse. Annals of the Oradea University. Fascicle of management and technological engineering, volume VII (XVII), 2008. CD-ROM Edition. Editura Universității din Oradea, România. ISSN 1583-0691, CNCSIS "Clasa B+". p. 1824-1829.

87. Topală P., Ojegov A. Formation of oxide thin pellicles by means of electric discharges in pulse. Buletinul Institutului Politehnic Iași. Tomul LIV (LVIII), 2008. p. 121-128.

88. Topala P., Stoicev P., Ojegov A. Experimental investigations on microoxidation of surfaces by means of applying electrical discharges in impulse under ordinary conditions. Creativity Management International Conference – New Face of TCMR. 21-23th May 2009. Culegeri de lucrări științifice. Ediția XIII-a. Editura U.T.M., Chișinău, 2009. p.172-175.

89. Topala P., Stoicev P., Ojegov A., Pinzaru N. Effects of abnormal dissolving of oxygen in metals under the influence of electrical discharges in impulse plasma. International Journal of Modern Manufacturing Technologies. Vol. 2, 2010. p. 95-102. ISSN 2067-3604.

90. Topala P., Luca D., Ojegov A., Stoicev P., Pinzaru N. Results on metal surface nano-oxidation by electrical discharges in impulse. ICCCI 2012. The Fourth International Conference on The Characterization and Control of Interfaces for High Quality Advanced Materials. Kurashiki, Japan. September 2-5, 2012. p. 85.

91. Topala P., Ojegov A, Stoicev P., Pinzaru N. Oxide pellicle formation technology. The 16th International Conference Inventica 2012, June 13-15, 2012, Iași, România. Editura Performantica, Institutul Național de Inventică, Iași. p. 625-626. ISSN 1844-7880.

92. Золотых Б.Н., Мельдер Р.Р. Физические основы электроэррозионной обработки. М.: Машиностроение, 1977, 43 с.

93. Ojegov Alexandr, Hîrbu Arefa, Topală Pavel. Dispozitiv de obținere a plasmei în aer în condiții normale. "Proprietățile fizice ale substanțelor în diverse stări": Tezele comunicărilor la Conf. șt. intern., 9-10 oct. 2009, Bălți: Presa univ. bălțeană, 2009, p. 28-29. ISBN 978-9975-931-66-3. CZU 54(082) P 94.

94. Hîrbu Arefa, Băncilă Simion. Obținerea radiației luminescente la excitarea moleculei de SiO₂ cu raze infraroșii. "Proprietățile fizice ale substanțelor în diverse stări": Tezele comunicărilor la Conf. șt. intern., 9-10 oct. 2009, Bălți: Presa univ. bălțeană, 2009, p. 60-61. ISBN 978-9975-931-66-3. CZU 54(082) P 94.

95. Hîrbu Arefa, Băncilă Simion. Particularitățile străpungerii mediilor gazoase sub acțiunea impulsului de tensiune. "Proprietățile fizice ale substanțelor în diverse stări": Tezele comunicărilor la Conf. șt. intern., 9-10 oct. 2009, Bălți: Presa univ. bălțeană, 2009, p. 61-62. ISBN 978-9975-931-66-3. CZU 54(082) P 94.

96. Hirbu Arefa, Topala Pavel, Ojegov Alexandr. Excitarea moleculelor de SiO₂ în sticla întunecată TS-3. Catalogul oficial al Expoziției Internaționale Specializate INFOINVENT 2013, 19-22 noiembrie, 2013, p. 193.

97. Hirbu Arefa, Topala Pavel, Ojegov Alexandr. Excitarea moleculelor de SiO₂ în sticle infraroșii. Catalogul oficial al Expoziției Internaționale Specializate INFOINVENT 2013, 19-22 noiembrie, 2013, p. 193.

98. Hirbu Arefa, Topala Pavel, Ojegov Alexandr. Excitarea moleculelor de SiO₂ în sticla ultravioletă UFS-2. Catalogul oficial al Expoziției Internaționale Specializate INFOINVENT 2013, 19-22 noiembrie, 2013, p. 194.

99. Hirbu Arefa, Topala Pavel, Ojegov Alexandr. Formarea plasmei de laborator fără ionizarea preventivă a mediului activ. Catalogul oficial al Expoziției Internaționale Specializate INFOINVENT 2013, 19-22 noiembrie, 2013, p. 194.

100. Hirbu Arefa, Topala Pavel, Ojegov Alexandr. SiO₂ molecules exitement in ultraviolet glass UFS-2. The 17th international salon of research and technological transfer "INVENTICA 2013", p. 720-721.

101. Hirbu Arefa, Topala Pavel, Ojegov Alexandr. Laboratory plasma formation without preventive ionisation of the active medium. The 17th international salon of research and technological transfer "INVENTICA 2013", p. 721-722.

102. Hirbu Arefa, Topala Pavel, Ojegov Alexandr. SiO₂ molecules exitement in infrared glasses. The 17th international salon of research and technological transfer "INVENTICA 2013", p. 722.

103. Hirbu Arefa, Topala Pavel, Ojegov Alexandr. SiO₂ molecules exitement in dark glass TS-3. The 17th international salon of research and technological transfer "INVENTICA 2013", p. 722-723.

104. Hîrbu A. Electrod destinat obținerii plasmei în impuls cu funcție dublă. Fizica și tehnica, 2013, nr. 2, pag. 24-27. ISSN 1857-0437.

105. Topala Pavel, Tighineanu Ion, Ojegov Alexandr, Hîrbu Arefa. Procedeu de formare a straturilor nanometrice de oxizi și hidro-oxizi în stare amorfă. Cerere de brevet de invenție. Nr. depozit: a 2013 0049. Data depozit: 2013.07.25.

106. Hirbu Arefa, Topala Pavel, Canțer Valeriu, Ojegov Alexandr. Procedeu și dispozitiv de obținere a plasmei prin descărcări electrice în impuls. Cerere de brevet de invenție. Nr. depozit: a 2013 0050. Data depozit: 2013.07.25.

107. Hirbu Arefa, Topala Pavel, Canțer Valeriu, Ojegov Alexandr. Multi-canal electrode for plasma formation by electrical discharges in impulse with auto-ionization. The 18th International Conference "Inventica 2014", Editura PERFORMANTICA, pp.553-554. ISSN 1844-7880.

108.Hirbu Arefa, Topala Pavel, Canter Valeriu, Ojegov Alexandr. Method and device for plasma formation by electrical discharges in impulse. The 18th International Conference "Inventica 2014", Editura PERFORMANTICA, pp.554-556. ISSN 1844-7880.

109.Hirbu Arefa, Topala Pavel, Ojegov Alexandr. Secondary radiation in color optical filter glasses by the action of plasma. 2nd ModTech International Conference "Modern Technologies in Industrial Engineering", Book of abstracts, July 13-16, 2014, Gliwice, Poland, p. 279. ISSN 2286-4369.

110. Hirbu Arefa. Formation of electrical discharge plasma at laboratory condition applying electrodes of special construction. International Scientific Conference Light and Photonics: Science and Technology dedicated to International Year of Light and Light-based Technologies-2015. BOOK OF ABSTRACTS. 22nd May, 2015. Alecu Russo Balti State University, Republic of Moldova Bălți, 2015. p. 29. ISBN 978-606-93704-1-4.

111.Hîrbu Arefa. Condiții de obținere a plasmei în medii gazoase și aplicarea ei în nanotehnologii. Catalog oficial Expoziția Internațională Specializată INFOINVENT 25-28 noiembrie 2015. AGEPI 2015. P. 91-92.

112.Ghid de utilizare a spectrometrului *RED TIDE USB650*. http://oceanoptics.com/product/usb-650-red-tide-spectrometers/

113.Ghidul utilizatorului de software-ul OceanOptics. <u>http://oceanoptics.com/wp-</u> <u>content/uploads/Overture.pdf</u>

DECLARAȚIA PRIVIND ASUMAREA RĂSPUNDERII

Subsemnatul Arefa Hîrbu, declar pe răspundere personală că materialele prezentate în teza de doctorat sunt rezultatul propriilor cercetări și realizări științifice. Conștientizez că, în caz contrar, urmează să suport consecințele în conformitate cu legislația în vigoare.

Arefa Hîrbu

Semnătura

Data

CV-UL AUTORULUI

Numele, prenumele	HÎRBU, Arefa		
Data, anul, locul de naștere	26.11.1954, s. Bocșa, r-l Fălești		
Studii	Școala medie, s. Risipeni, r-1 Fălești (1971); Colegiul		
	Tehnologic din Chișinău, Specialitatea Contabilitate (1973);		
	IPSARB (studii superioare), Specialitatea Disciplini tehnice		
	generale, muncă și fizică (1978); Institutul de Fizică al AȘ		
	URSS (studii de doctorat), Specialitatea științifică 01.03.04		
	Radiofizica inclusiv radiofizica cuantică (1990)		
Titluri didactico-științifice	lector, lector superior (1982-prezent)		
Grade științifice	-		
Funcții administrative	prodecan (1998-2003)		
Publicații	2 brevete de invenții, peste 50 de articole științifice		
Distincții	11 medalii de aur, 1 medalie de bronz, 5 diplome de		
	excelență la expoziții și conferințe internaționale Inventica,		
	InfoInvent, ModTech.		
Date de contact	Republica Moldova, mun. Bălți 3100, str. Ostrovschii,		
	nr. 46, ap. 20;		
	Telefon: +373 231 39058; mob. +373 693 22424;		
	e-mail: <u>arefa.hirbu@yahoo.com</u>		