



Софийски университет "Св. Климент Охридски"  
Физически факултет  
Катедра „Радиофизика и електроника“

# Автореферат

към дисертацията на тема  
„Преобразуване на  $\text{CO}_2$  в дъгови разряди  
при атмосферно налягане“

**Владислав Валентинов Иванов**

Специалност: „Радиофизика и физическа електроника“  
Направление: 4.1 Физически науки

Научен ръководител:  
/доц. д-р **Станимир Колев**/

София, България  
9 февруари 2023 г.



## Увод

Въглеродният диоксид е газ, който се формира при горене на въглеродни съединения и е имал основна роля в миналото и настоящото състояние на атмосферата на Земята, биосферата и други. Той се свързва най-често с екологичния проблем с глобалното повишаване на средната температура в ниските слоеве на атмосферата, чрез т. нар. парников ефект. Според [1], от средата на 19-ти век до днес, концентрацията на въглероден диоксид в атмосферата е нарастнала от 250 ppm до над 400 ppm, като това увеличение се свързва предимно с прехода към индустриализация на обществото.

Конверсията на въглеродния диоксид към различни полезни вещества е от основен интерес както за индустрията, така и за екологията. Чрез различни химични процеси от  $\text{CO}_2$  могат да се получат метан  $\text{CH}_4$ , метанол  $\text{CH}_3\text{OH}$ , кислород  $\text{O}_2$  и други.

Използването на нискотемпературни плазмени разряди за дисоциация е популярен и ефективен метод [2]. Могат да се използват постояннотокови разряди, разряди с диелектрична преграда (DBD) [3, 4, 5, 6], микровълнови разряди (MW) [7, 8, 9, 10] и други. Постояннотоковите разряди могат да се използват както за извършване на термична конверсия чрез плазмени горелки (plasma torch, plasmatron) [11], така и за нискотемпературна конверсия. Изследват се и импулсни разряди, при които се внася голяма мощност за кратки интервали от време. Разрядите с диелектрична преграда могат да работят при атмосферно налягане, но при такива условия те проявяват ниска ефективност  $< 20\%$ . Микровълновите разряди могат да достигнат високи стойности за конверсията ( $> 80\%$  [10]), но са ефективни само при ниски стойности на налягането.

Тази докторантура е свързана с изследването на постояннотоковите разряди, като средство за дисоцииране на въглероден диоксид. По-конкретно разряди работещи при атмосферно налягане и ниски мощности ( $< 1000 \text{ W}$ ). Работата е мотивирана от това да се подобри разбирането на процеса на дисоциация чрез този вид разряди, тъй като с тях може лесно и ефективно да се постигнат добри нива на дисоциация при атмосферно налягане. Това, че те оперират ефективно при атмосферно налягане, прави цената за тяхната реализация и опериране по-ниска. Подобни технологии могат да се прилагат в индустриален мащаб, което потенциално би имало ползи от екологична гледна точка.

### **Приложение на дъговите разряди за дисоциация на въглероден диоксид**

Едни от често изследваните постояннотокови разряди в областта на дисоциацията са т. нар. дъгови разряди с плъзгаща дъга. Експериментални изследвания на разряди с плъзгаща дъга (Gliding arc, GA) включват [12, 13, 14, 15, 16, 8]. При тях се получава неравновесна плазма, при която електронната температура е много по-голяма от газовата. Типично електронната температура при такъв вид плазма е от порядъка на няколко eV ( $10^4 \text{ K}$ ), а газовата достига  $1000 - 2000 \text{ K}$ . Високата електронна плътност  $10^{18} - 10^{20} \text{ m}^{-3}$  и високата електронна температура  $1 - 5 \text{ eV}$  позволяват да се извършва конверсията чрез стъпална вибрационна дисоциация – механизъм, който е идентифициран като ефективен канал за дисоциация при ниски газови температури в [17, 18, 19].

Допълнително разрядите с плъзгаща дъга могат да се управляват чрез използването на постоянни външни магнитни полета. Използването на магнитни полета, за да се насочват и управляват електрични дъги в газове е стар метод, използван още в началото на 20-ти век. Например в [20], такъв вид реактор се използва за производството на нитрати. В по-съвременни разработки [21], този подход се използва в прибори работещи с нисък ток, за управление на потока на газа през разряда. Съществуват няколко изследвания на дъгови разряди с магнитна манипулация за третиране на газове, като те включват [22, 23, 24, 25, 26, 27]. Много от тях са реализирани в цилиндрична конфигурация с два концентрични електрода. Използването на магнитни полета е изследвано и при разряд с плъзгаща дъга, получен с плоски раздалечаващи се електроди [28].

**Цели и задачи на текущия дисертационен труд** Основната цел на текущия дисертационен труд е да се изследват свойствата на слаботокови (30 – 200 mA) DC разряди с магнитно стабилизирана и плъзгаща дъга в конфигурацията с плоски разходящи електроди при атмосферно налягане. Конкретно се изследва тяхната приложимост за дисоциацията на въглероден диоксид, а теоретичните изследвания са качествено валидни и за по-широк кръг от газове. Разряди с плъзгаща дъга са използвани в множество изследвания за преобразуване на CO<sub>2</sub>, като например в [12, 13, 14]. В някои от тях [12, 16, 8] е показано, че слаботоковите DC разряди могат да достигнат ефективност на дисоциацията от 40 – 50%, постигайки нива на дисоциация над 10% при мощности под 1 kW при атмосферно налягане.

Съществена част от настоящия труд е отделена на изследвания върху слаботокови DC разряди с магнитна стабилизация и магнитно ускорение (като например [28] и други), като проблем както от фундаментална гледна точка, така и в контекста на приложението им за дисоциация на въглероден диоксид. В тази работа се разглежда разряд, реализиращ класическата двумерна конфигурация с раздалечаващи се електроди. С такова устройство е удобно да се реализират, изследват и сравняват конфигурации с магнитни полета (с магнитна стабилизация и магнитно ускорение).

Работата по тази дисертация включва компютърното моделиране на магнитно стабилизиран дъгов разряд и експерименталното му изследване с лабораторни устройства. Експерименталните изследвания включват също разряди с плъзгаща дъга (без магнитна стабилизация), както и разряди с магнитно ускорение. Конкретната формулировка на задачите по дисертацията е както следва:

1. Създаване на двумерен компютърен модел на разрез на положителния стълб на магнитно стабилизирана дъга, в условията на постоянно електрично поле, при атмосферно налягане в аргон, за ламинарен газов поток и ток 50 – 400 mA. Изследване на ефекта на газовия поток и магнитната сила върху поведението на дъгата.
2. Реализиране на експериментална установка, включваща високоволтово електрическо захранване, газоразрядно устройство за тестване на дъгови разряди при атмосферно налягане, водно охлаждане и други компоненти.
3. Извършване на голяма серия експериментални изследвания на различни кон-

фигурации на разряда за дисоциация на  $\text{CO}_2$ , при атмосферно налягане, при ниски токове (25 – 200 mA).

4. Изследване на поведението и свойствата на разряда при ниски токове ( $< 200 \text{ mA}$ ) и анализ за режима на работа на разряда.

**Структура на дисертационния труд** Дисертацията се състои основно от три глави. В глава 1 е направено описание на различните видове постояннотокови разряди, както и на моделирането на процесите в плазмата на макроскопично ниво. Също така е направено обобщение на някои характеристики на молекулата на въглеродния диоксид и спецификите на нейната дисоциация. Обобщени са на кратко някои реализации на плазмени разряди за дисоциация на  $\text{CO}_2$ . В глава 2 от дисертацията е представена работата по компютърният флуиден модел на сечение на положителния стълб на магнитно стабилизирани дъгов разряд. Глава 3 включва експерименталната работа към докторантурата по изследване на дисоциацията на  $\text{CO}_2$ . Към тази глава е включена и допълнителна част, описваща друг вид плазмена установка без пряка връзка с текущите експериментални резултати, чрез която работата по тази докторантура потенциално може да бъде продължена в бъдеще. В последната част на дисертацията са представени приносите за докторантурата, както и списък с публикации и участия на събития.

## Общи сведения за молекулата CO<sub>2</sub>

Молекулата CO<sub>2</sub> е линейна, състояща се от два кислородни атома и един въглероден. Въглеродният атом има 6 електрона в орбитали  $(1s)^2(2s)^2(2p)^2$ , а кислородният има 8 електрона, населяващи орбитали  $(1s)^2(2s)^2(2p)^4$ . Общо молекулата на въглеродният диоксид има 16 валентни електрона и  $3 \times 4 = 12$  молекулярни орбитали, от които са заети:  $(1\sigma_g)^2, (1\sigma_u)^2, (2\sigma_g)^2, (2\sigma_u)^2, (1\pi_u)^4(1\pi_g)^4$ .

Квантовомеханичното описание на молекулата на въглеродния диоксид включва разглеждането на различните дискретни нива на електронното състояние на молекулата, както и нивата на вибрационно и ротационно възбуждане. Основното електронно състояние на молекулата CO<sub>2</sub> се отбелязва като  $^1\Sigma^+$ , като буквата  $\Sigma$  съответства на нулева проекция ( $L_z = 0$ ) на сумарният електронен орбитален ъглов момент  $L = \sum l_i$  върху оста, свързваща атомите –  $\Lambda\hbar = L_z = 0$ , където  $l_i$  е орбиталния ъглов момент за отделните електрони, а  $\Lambda$  е квантово число описващо дискретното ниво на молекулярния електронен ъглов момент. Всяко електронно ниво има асоциирани дискретни нива на вибрационно движение, като те могат да бъдат симетрични, асиметрични или такива на огъване. Пълната енергия на молекулата  $E$  се определя от тези състояния. Тя може да се изрази като сумата  $E = E_{el} + E_{vib} + E_{rot}$ , като е в сила зависимостта ( $E_{el} > E_{vib} > E_{rot}$ ) между енергията на електронното състояние, вибрационната и ротационната енергии. Състоянието на вибрационно възбуждане може да се запише като CO<sub>2</sub>( $\nu_1, \nu_2^l, \nu_3$ ) чрез три квантови числа за нивото на енергия.

### Дисоциация на CO<sub>2</sub>

Реакцията на дисоциация има вида  $\text{CO}_2 \rightarrow \text{CO} + \frac{1}{2}\text{O}_2$ , като в повечето източници се приема, че енталпията на реакцията на дисоциация е  $\Delta H = 2.9 \text{ eV/mol}$ . Тази реакция може да се извърши основно по два начина. Чрез повишаване на температурата на газа (до хиляди келвини) – т. нар. термична дисоциация или чрез нетермични процеси с участието на електрони.

Термичната конверсия изисква нагряването на газа до високи температури от порядъка на  $10^3 \text{ K}$ , което може да бъде доста неефективно. При ниски температури (под  $600 \text{ K}$ ) реакцията достига своето равновесие и при тези условия нейният принос към сумарната дисоциация е незначителен. Термичната конверсия може да се реализира чрез плазмени горелки и радиочестотни разряди при високо налягане. При термичната конверсия всички степени на свобода на молекулата (вибрационни, ротационни) получават еднаква част от топлинната енергия, но само някои от тях имат отношение към дисоциацията. От тези съображения се получава горна граница за енергийната ефективност от около 40% (Levitsky and Butylkin et al., 1978, 1979 [29]).

Нетермичните процеси включват дисоциация от директен електронен удар и дисоциация със захват на електрон. Дисоциацията чрез нетермична плазма има своите предимства, главно свързани с ефективността на процеса [2, 29]. Директната дисоциация чрез електронен удар е едностъпален процес, от който като продукт се получава молекула на въглероден оксид в неосновно електронно състояние. Този механизъм на дисоциация е съществен при ниско налягане, като е необходимо участващия електрон да има енергия от около  $14 \text{ eV}$ . Дисоциацията със захват на електрон има малък

принос към общата дисоциация, но чрез него се поддържа баланса на заредените частици в плазмата.

Дисоциацията на молекулата  $\text{CO}_2$  може да се извърши чрез стъпално възбуждане на вибрационното състояние на основното електронно състояние на молекулата на  $\text{CO}_2$ . Този механизъм е най-ефективният канал за дисоциация в нискотемпературна плазма. Това произлиза от факта, че дори електрони със сравнително ниска енергия ( $\approx 1 \text{ eV}$ ), няколко пъти по-ниска от енергията за пряка дисоциация ( $11 - 14 \text{ eV/molecule}$ ), успяват почти изцяло да предадат своята енергия на вибрационните степени на свобода на молекулата. По този начин по-голямата част от внесената енергия в разряда се предава селективно на конкретен канал за дисоциация – през вибрационните състояния на молекулата. От това, че скоростта на реакцията на електронно възбуждане на молекулата е по-висока от тази на вибрационно-транслационна (VT) релаксация, следва че има положителен прираст в енергията на вибрационните състояния, вследствие от удари с електрони.

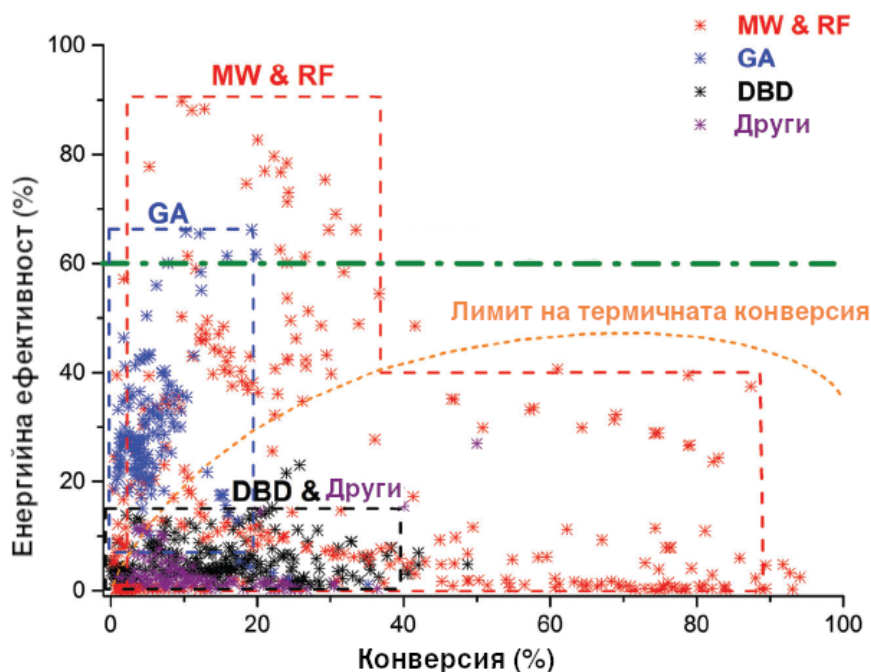
Електроните от плазмата чрез вибрационно възбуждане увеличават най-вече населеността на по-ниските вибрационни нива на основното електронно състояние. Населването на по-високите възбудени вибрационни нива се дължи на процеса на вибрационно-вибрационното взаимодействие (VV). Когато  $\text{CO}_2$  молекулите с високо ниво на вибрационно възбуждане получат енергия над прага на дисоциация, те могат да се дисоциират. При стъпалната вибрационна дисоциация необходимата енергия за дисоциация отговаря точно на енергията на връзката  $\text{C}=\text{O}$  ( $5.5 \text{ eV}$ ). Атомът кислород, създаден при дисоциацията, след това може да участва във втора реакция, с друга вибрационно възбудена  $\text{CO}_2$  молекула, за да произведе втора  $\text{CO}$  молекула и молекулярен кислород. Тази реакция е по-бърза от тричастичковата рекомбинация ( $\text{O} + \text{O} + \text{M} \rightarrow \text{O}_2 + \text{M}$ ) и позволява да се произведе втора  $\text{CO}$  молекула за едно събитие на дисоциация. Основният принос за дисоциацията чрез възбуждане на вибрационни нива е от горните населени несиметрични нива на вибрация.

### **Експериментални изследвания на дисоциация на $\text{CO}_2$ чрез плазмени разряди**

В края на 70-те и началото на 80-те години в Съветския съюз са проведени множество изследвания на различни видове плазмени разряди във въглероден диоксид. Тези разработки са посочени в [29]. Правени са изследвания, както за термична дисоциация, така и за нетермична за различни налягания в интервала до  $300 \text{ Torr}$ . Тествани са тлеещи разряди, микровълнови и радиочестотни разряди.

От гледна точка на индустриализацията на подобни системи, за предпочитане са разряди, които могат да работят при атмосферно налягане. Разрядите с диелектрична преграда (DBD), изследвани в [3, 4, 5, 6] и други, могат да работят при атмосферни условия, но при ниски ефективности  $<20\%$ , тъй като се твърди, че при тях не може да се постигне стъпалната вибрационна дисоциация [2]. Голям интерес има към разрядите с плъзгаща дъга (Gliding arc, GA). Някои от изследванията на разряди с плъзгаща дъга включват [12, 13, 14, 15, 16, 30]. На фигура 1 е направено сравнение между различните видове разряди за техните качества за дисоциация на въглероден диоксид. Това сравнение е направено на базата на много различни из-

точници и е описано по-подробно в [2] и показва че GA разрядите при атмосферно налягане достигат добри резултати, сравними с микровълнови разряди при ниски налягания.



Фигура 1: Сравнение по две от основните величини от интерес за дисоциацията – процент на конвертиран газ (абциса) и енергийна ефективност (ордината). Сравнение между различните видове разряди, базирано на много литературни източници. Оранжевата, пунктирна линия, показва теоретичния лимит за термичната дисоциация.

В контекста на дисоциация на въглероден диоксид, разряди с плъзгаща дъга са изследвани в [12, 13, 14, 31] и други. Друга разновидност на разрядите с плъзгаща дъга са плъзгащите разряди с т. нар. тримерна конфигурация, които обикновено се реализират чрез двойка концентрични електроди. Повечето такива устройства представляват цилиндрична тръба, в която газовия поток обикновено бива подаден аксиално или тангенциално. Разработки на такива тримерни конфигурации са например [16, 30, 32], както и вариации използващи аксиално външно магнитно поле [15].

## Моделиране на дъгов разряд с магнитна стабилизация в аргон

Тук е показано в съкратен вид съдържанието на глава 2 от дисертацията, която представя числен модел, с който беше изследвана конфигурация на нискотокова дъга (под 1 A), работеща при постоянен ток, в газов поток на Аргон, при атмосферно налягане. Тези изследвания са публикувани в [Б.1]. Движението на дъгата (положителния стълб) е ограничено от постоянно във времето магнитно поле, перпендикулярно както на външното електрично поле, така и на насочената скорост на газа. Това движение е допълнително ограничено от две странични стени, които не ѝ позволя-



ват да се движи или удължава прекалено много в направление перпендикулярно на газовия поток. Въпреки че изследвания газ е аргон, а не  $\text{CO}_2$ , представените в глава 2 от дисертацията резултати могат да бъдат полезни за разбирането на нискотокови DC магнитно стабилизиращи дъги.

За даден интервал от газови скорости и за константна стойност на плътността на магнитния поток дъгата се стабилизира и става със стационарни или квазистационарни параметри във времето. Нейната позиция остава постоянна и се определя от баланса на ефективната сила на триене на дъгата с газа и магнитната сила, която дъгата изпитва от външното магнитно поле. Заради избраната ориентация на външното магнитно поле спрямо тока, тези две сили действат в противоположни посоки. За случая, когато дъгата успее да се стабилизира по описания начин, казваме, че дъгата е „магнитно-стабилизирана“. Методът за стабилизиране с външно магнитно поле осигурява възможността да се контролира скоростта на дъгата спрямо газа, но по-съществено позволява да се установи и поддържа постоянен (във времето), локализиран (в пространството) плазмен канал, с почти постоянна мощност и следователно с постоянна йонизация.

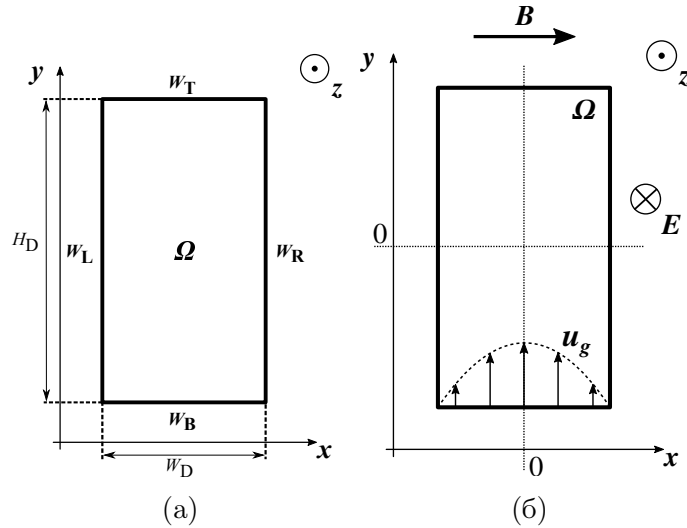
Симулационния модел се базира на реално лабораторно устройство, което също е обект на изследването на текущия дисертационен труд и е представено в глава 3 от дисертацията. Това устройство е базирано на разряд с плъзгаща дъга [29], с допълнително добавени постоянни магнити, осигуряващи магнитно поле между електродите, перпендикулярно на електричното поле. Още преди да бъде тествано реалното лабораторно устройство, резултатите от проведените симулации показаха, че за интервалите от газова скорост от интерес за нас ( $< 20 \text{ m/s}$ ), за токове от  $\sim 10^{-1} \text{ A}$ , може да се поддържа магнитно стабилизирана дъга и че изследваната конфигурация може да се използва за обработка на газ, тъй като предсказаните температури на дъгата от модела надхвърляха необходимите за термична дисоциация. Анализът на данните от симулацията помогна да се отговори на множество въпроси свързани със стабилността на дъгата, разпределението на плътността на мощността в дъгата и макроскопичните свойства на системата като цяло. Резултатите показват значително влияние на стените върху стабилизирането на дъгата. Изследван е и случаят без стени (или стени разположени на достатъчно голямо разстояние от дъгата), т.е. неограничен канал. В този случай, дъгата се превръща в източник на неустойчивости в газа и се наблюдава появата на вихри.

Уравненията от числения модел се решават чрез метода на крайните елементи в триъгълна решетка, като интегрирането във времето се извършва чрез неявна схема на Ойлер (BDF). За всяка стъпка във времето се извършват няколко итерации върху решението на системата уравнения, докато грешката в решението не мине под някакъв праг. Програмата е имплементирана с пакета Comsol Multiphysics  $\text{\textcircled{R}}$  (версия 5.3).

## Описание на модела

### Пространствена конфигурация

Областта на решение  $\Omega$  (домейна) се дефинира като правоъгълник в равнината  $\mathbf{XY}$  с ширина  $\mathbf{W}_D$  и височина  $\mathbf{H}_D$ . Движението на дъгата е ограничено до границите на областта на решение  $\Omega$ . Четирите граници на домейна са означени като  $\mathbf{W}_T$ ,  $\mathbf{W}_R$ ,  $\mathbf{W}_B$  и  $\mathbf{W}_L$ , както се вижда на фигура 2а. Разглежда се напречното сечение на положителния стълб на дъгов разряд или тлеещ разряд, като ефектите близо до електродите се пренебрегват. Разстоянието между електродите е прието да е  $d_z = 20$  mm. Страничните стени на домейна се разглеждат като диелектрични, при стайна температура. В областта на решението  $\Omega$  има ламинарен газов поток, като газовата скорост е перпендикулярна на тока на дъгата и е успоредна на границата на електродите и страничните диелектрични стени. Приложено е постоянно външно магнитно поле, което е перпендикулярно на тока на дъгата и газовия поток.



Фигура 2: Диаграма на пространствената конфигурация на модела: (а) граници и размери; (б) вектор на магнитното поле  $\mathbf{B}$ , вектор на електрическото поле  $\mathbf{E}$ , профил на скоростта на газа  $\mathbf{u}_g$  на долната граница  $\mathbf{W}_B$ .

В текущия модел входящия поток има параболичен профил в  $\mathbf{x}$ -направление (показана на фигура 2б), като има максимум в средата на домейна ( $\mathbf{x} = 0$ ).

Външното електрично поле  $\mathbf{E}$  и магнитното поле  $\mathbf{B}(x, y)$  са перпендикулярни едно на друго във всяка точка  $(x, y)$  в  $\Omega$  и имат следните компоненти:  $\mathbf{E} = [0, 0, E_z(x, t)]$ ,  $\mathbf{B} = [B_x(y), 0, 0]$ . Напречната  $\mathbf{z}$ -компонента на електричното поле има гаусов профил в направлението  $\mathbf{x}$ , получен в резултат на електростатична симулация на тримерната конфигурация на електродите. Компонентата на плътността на магнитния поток  $B_x$  се приема за постоянна във времето и се ограничава по подобен начин на  $\mathbf{E}$  – чрез въвеждане на пространствено разпределение във вида:

$$B_x(y) = 0.6 \text{ (T)} \exp \left[ -\frac{1}{2} \frac{y^2}{(8 \text{ (mm)})^2} \right]. \quad (1)$$

## Уравнения за плазмената система

Видовете частици в плазмата, разглеждани в този модел са следните: аргонни атоми  $Ar$ , аргонни йони  $Ar^+$  (енергия на йонизация 15.76 eV), аргонни молекулни йони  $Ar_2^+$  (енергия на йонизация 14.5 eV) и възбудени атоми за атомното ниво  $Ar(4s)$  (енергия на възбуждане 11.65 eV), което комбинира всички  $4s$  нива като едно групирано ниво на възбуждане.

Плътностите  $n_s$  за вида частици  $s$  се изчислява с помощта на уравнението за баланса на частиците:

$$\frac{\partial n_s}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{\Gamma}_s + \nabla \cdot (n_s \mathbf{u}_g) = R_s. \quad (2)$$

Тук  $\mathbf{\Gamma}_s = n_s \mathbf{u}_s$  е плътността на потока за вида частици  $s$  (относителен на скоростта на газа) и се дефинира чрез дрейфово-дифузионното приближение. Членът отдясно  $R_s$  е сумата от всички скоростни константи за реакциите на  $s$ .

В глава 2 от дисертацията е показано, какви са стойностите за  $\hat{\mu}_s$  и  $\hat{\mathbf{D}}_s$  за различните видове частици. В модела са отчетени общо 14 реакции между частиците в плазмата. Стойностите на скоростните константи между електроните и тежките частици са пресметнати чрез програмата BOLSIG+, осъществяваща локално решаване на уравнението на Болцман. Реакциите и техните скоростни константи са подробно описани в дисертацията, в таблици 2.1 и 2.2.

Чрез уравнение 2 се намират плътностите за почти всички видове частици, включително електрони, йони  $Ar^+$ , възбудени атоми  $Ar(4s)$ .

**Уравнение за плътността на неутралите** Плътността на неутралния газ  $n_{Ar}$  се изчислява директно от закона за състоянието на идеален газ, като  $n_{Ar} = p_0/k_B T_g$ , където  $T_g$  е температурата на газа,  $p_0$  е налягането на газа (остава постоянно = 1 atm) и  $k_B$  е константата на Болцман.

**Условие за квази-неутралност** В нашата реализация на модела минималният линейен размер на дискретните елементи е избран да бъде от порядъка на десетки микрометри. Този размер остава с порядъци по-голям от радиуса на Дебай при условията разглеждани в модела ( $\sim 10^{-8}$  m). Това съображение ни позволява да добавим допълнително ограничение към нашия модел, чрез въвеждане на условие за електронеутралност:  $n_e = n_{Ar^+} + n_{Ar_2^+}$ . Така уравнение 2 се решава само за  $n_e$  и  $n_{Ar^+}$  и  $n_{Ar(4s)}$ , а  $n_{Ar_2^+}$  се получава от условието за електронеутралност.

**Уравнение за баланса на електронната енергия** В този модел е включено и уравнението за енергийния баланс на електроните, имащо вида:

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_e \langle \varepsilon_e \rangle}{\partial t} + \nabla \cdot (\hat{\mu}_{\varepsilon, e} n_e \langle \varepsilon_e \rangle \mathbf{E} - \hat{\mathbf{D}}_{\varepsilon, e} \nabla n_e \langle \varepsilon_e \rangle) + \nabla \cdot (\mathbf{u}_g n_e \langle \varepsilon_e \rangle) = \\ = -n_e \mathbf{u}_e \cdot \mathbf{E} + n_e \langle \Delta \varepsilon_e \rangle + Q_{bg}, \end{aligned} \quad (3)$$

където  $\langle \Delta \varepsilon_e \rangle$  изразява загубите на енергия от електроните при различните удари, а  $\hat{\mathbf{D}}_{\varepsilon, e}$  е тензорът на дифузията на електронната енергия, а  $\hat{\mu}_{\varepsilon, e}$  е тензорът на подвижността на електронната енергия. Изрази за тези величини са представени в дисертацията.

За този модел, чрез члена  $Q_{bg}$  (в уравнението 3), заедно с допълнителни свободни членове в уравненията за баланса на частиците (уравнение 2), се поддържа изкуствена фонова плазма, чрез която се намаляват градиентите на отделните променливи на границата на дъгата и по този начин да се намалят изискванията към дискретизиращата мрежа.

### Уравнение за запазване на плътността на тока

В допълнение към условието за квазинеутралност  $\rho(\mathbf{r}) = 0$ ,  $\mathbf{r} \in \Omega$ , към системата уравнения е добавено и уравнение за запазване на плътността на тока:

$$\nabla \cdot [-\sigma_p(\nabla V) + \mathbf{j}_{\text{diff}} + \mathbf{j}_{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}] = -\frac{\partial \rho}{\partial t} = 0, \quad (4)$$

където  $\sigma_p = e[(\mu_{Ar^+} \times n_{Ar^+}) + (\mu_{Ar_2^+} \times n_{Ar_2^+}) + (\mu_e \times n_e)]$  е проводимостта на плазмата, а компонентите на плътността на тока, от дифузията и от  $(\mathbf{E} \times \mathbf{B})$  дрейфа, се изразяват като:

$$\begin{aligned} \mathbf{j}_{\text{diff}} &= e(-D_{Ar^+} \nabla n_{Ar^+} - D_{Ar_2^+} \nabla n_{Ar_2^+} + D_e \nabla n_e), \\ \mathbf{j}_{\mathbf{E} \times \mathbf{B}} &= e(\mu_{Ar^+}^2 + \mu_{Ar_2^+}^2 - \mu_e^2) n_s B_x E_z, \end{aligned} \quad (5)$$

където трябва да се поясни, че единствената ненулева  $(\mathbf{E} \times \mathbf{B})$  компонента за нашата конфигурация е  $y$ -компонентата, равна на  $B_x E_z$ .

### Уравнения за газовата скорост и налягане

За описанието на движението на газа се приема че потокът на газа, изтичащ от входящата дюза е ламинарен, затова и граничното условие на  $\mathbf{W}_B$  отговоря на конфигурация на установен ламинарен поток в тръба, на който съответства параболичен профил на скоростта. Вътре в домейна обаче, газовият поток силно се влияе от плазмения разряд и затова се налага решаването на уравненията на Навие-Стокс за свиваем ламинарен поток:

$$\nabla \cdot (\rho_g \mathbf{u}_g) = 0, \quad (6a)$$

$$\rho_g \frac{\partial \mathbf{u}_g}{\partial t} + \rho_g (\mathbf{u}_g \cdot \nabla) \mathbf{u}_g = \nabla \cdot \left[ -p \hat{\mathbf{I}} + \eta (\nabla \mathbf{u}_g + (\nabla \mathbf{u}_g)^T) - \frac{2}{3} \eta (\nabla \cdot \mathbf{u}_g) \hat{\mathbf{I}} \right] + \mathbf{F}. \quad (6b)$$

Величината  $\rho_g$  е плътността на газа,  $p$  е скаларното налягане на газа,  $\eta$  е динамичният вискозитет на газа,  $\hat{\mathbf{I}}$  е единичният тензор, а чрез обемната сила  $\mathbf{F}$  (от уравнение 6б), се въвежда обмена на импулс между заредените частици и неутралният газ:

$$\begin{aligned} \mathbf{F} &= m_{e,g} \tilde{\nu}_{e,g} (\mathbf{u}_e - \mathbf{u}_g) + m_{(Ar^+),g} \tilde{\nu}_{(Ar^+),g} (\mathbf{u}_{(Ar^+)} - \mathbf{u}_g) + \\ &+ m_{(Ar_2^+),g} \tilde{\nu}_{(Ar_2^+),g} (\mathbf{u}_{(Ar_2^+)} - \mathbf{u}_g), \end{aligned} \quad (7)$$

където  $m_{s,g}$  и  $\tilde{\nu}_{s,g}$  са съответно приведената маса и макроскопичната честота на предаване на импулс за вида частици спрямо неутралите. Към системата е включено и трето уравнение за газовата температура  $T_g$ , имащо вида:

$$\rho_g C_p \frac{\partial T_g}{\partial t} + \nabla \cdot (-k_g \nabla T_g) + \rho_g C_p (\mathbf{u}_g \cdot \nabla T_g) = Q_g, \quad (8)$$

$C_p$  е топлинният капацитет на газа,  $k_g$  е газовата топлопроводимостта, а  $Q_g$  изразява топлината от еластичните удари между електроните и неутралите.

## Модел на външната верига

Един от основните параметри за модела е общият ток  $I$ , който протича през разряда. За да може да се управлява стойността на тока (в симулацията), се симулира източник на ток чрез прост модел за външната верига, добавящ следното ОДУ към системата уравнения:

$$V_c = V_{\text{src}} - R_B \left[ \frac{V_c}{d_z} \int_{(\Omega)} S_E(\mathbf{r}) \sigma_p(\mathbf{r}) d\mathbf{r} + C_B \frac{dV_c(t)}{dt} \right], \quad (9)$$

където  $\sigma_p$  е плазмената проводимост,  $S_E(\mathbf{r})$  е функция която определя пространственият профил на  $\mathbf{E}_z$ , а  $V_{\text{src}}$  е постоянното напрежение на симулиран външен източник.

## Гранични условия

В таблица 1 са представени граничните условия за всяко от уравненията на модела. С векторът  $\hat{\mathbf{n}}$  се означава нормалния вектор към конкретната разгледана гранична повърхност. Страничните граници на домейна –  $\mathbf{W}_L$  и  $\mathbf{W}_R$  са идеализирани стени с наложен нулев поток за всички видове частици. Температурата на тези странични стени остава постоянна, равна на стайната температура. Условията на долната и горната граница –  $\mathbf{W}_B$  и  $\mathbf{W}_T$  са зададени по начин, който ефективно превръща областта на решението като сегмент от безкрайно дълга област, в която е установен ламинарен поток. Долната граница представлява входа на газовия поток, а горната граница изхода, при който е наложено условие да няма обратен поток.

граница	променливи				
	$V, \mathbf{J}$	$n_e, n_{Ar^+}, n_{Ar(4s)}$	$n_e(\varepsilon_e)$	$\mathbf{u}_g, u_g =  \mathbf{u}_g $	$T_g$
$W_L, W_R$	$-\hat{\mathbf{n}} \cdot \mathbf{J} = 0$	$-\hat{\mathbf{n}} \cdot [\Gamma_s + \mathbf{u}_g n_s] = 0$	$-\hat{\mathbf{n}} \cdot [\Gamma_{\varepsilon_e} + \mathbf{u}_g n_e(\varepsilon_e)] = 0$	$u_g = 0$	$T_g = 293\text{K}$
$W_T$	$-\hat{\mathbf{n}} \cdot \mathbf{J} = -\hat{\mathbf{n}} \cdot \mathbf{J}_{E \times B}$	$-\hat{\mathbf{n}} \cdot \Gamma_s = -[\hat{\mathbf{n}}]_y [n_s \mu_{0,s}^2 E_z B_x]$	$-\hat{\mathbf{n}} \cdot \Gamma_{\varepsilon_e} = -[\hat{\mathbf{n}}]_y [n_e(\varepsilon_e) \mu_{e,0} \mu_{e,0} E_z B_x]$	$\hat{\mathbf{n}} A = -p_0 \hat{\mathbf{n}},$ $A = \left[ -p \hat{\mathbf{I}} + \eta (\nabla \mathbf{u}_g + (\nabla \mathbf{u}_g)^T) - \frac{2}{3} \eta (\nabla \cdot \mathbf{u}_g) \hat{\mathbf{I}} \right]$	$-\hat{\mathbf{n}} \cdot (k_g \nabla T_g) = 0$
$W_B$	$V = 0$			$\mathbf{u}_g = -u_{g,\text{max}} \left[ 1 - \left( \frac{x}{W_D/2} \right)^2 \right] \hat{\mathbf{n}}$	$T_g = 293\text{K}$

Таблица 1: Гранични условия, използвани в уравненията на модела. Границите на домейна са показани на (фигура 2а).

## Резултати от числени симулации

Чрез създадения числен модел бяха намерени нестационарни решения за няколко различни симулационни конфигурации. Всяка симулация има уникален набор от три входни параметъра. Това са: *ширината на домейна*  $\mathbf{W}_D$ , *съпротивлението*  $R_B$  (което ограничава максималния ток във веригата  $I$ ) и *максималната газова скорост на границата*  $\mathbf{W}_B - \mathbf{u}_{y,\text{inlet}}$ , за входящия поток газ.

Списъкът на пресметнатите величини в симулациите, от интерес за анализа, включва:

- $n_{e,\text{max}} = \max_{\Omega}(n_e)$  [ $\text{m}^{-3}$ ]: Максималната електронна плътност в домейнът  $\Omega$ .

Таблица 2: Стойности на входните симулационни параметри. Последната колона показва интервалите, за които се постига магнитна стабилизация за дъгата.

$\mathbf{W}_D$ [mm]	$R_B$ [k $\Omega$ ]	$I$ [mA]	$\mathbf{u}_{y,\text{inlet}}$ (интервал за стабилизация) [m/s]
2	50, 25, 12.5	$\approx 100, 200, 400$	1 – 2.4
4	50, 25, 12.5	$\approx 100, 200, 400$	1 – 7
20	50, 25, 12.5	$\approx 100, 200, 400$	1 – 4

- $\langle T_g \rangle$  [K]: Средната температура на неутралния газ в областта  $\Omega$ .
- $r_{\text{arc}}$  [m]: Ефективен радиус на дъгата. Определя се от уравнението:

$$\max_{\Omega} (n_e) \pi r_{\text{arc}}^2 = \int_{\Omega'} n_e d\Omega' \quad (10)$$

или като радиуса на цилиндъра с височина  $\max_{\Omega} (n_e)$ , с обем, който може да обхване нетния електронен заряд в подобластта  $\Omega'$  (на дъгата).

- $F_{D,\text{arc}}$  [N/m]: Сила на триене на дъгата с неутралния газ за единица дължина:

$$F_{D,\text{arc}} = - \int_{\Omega'} \mathbf{F} d\Omega', \quad (11)$$

- $\mathbf{x}_{\text{arc}}$  и  $\mathbf{y}_{\text{arc}}$ : позиция на дъгата. Дефинира се като позицията на точката с максимална електронна плътност ( $\max_{\Omega} (n_e)$ ).

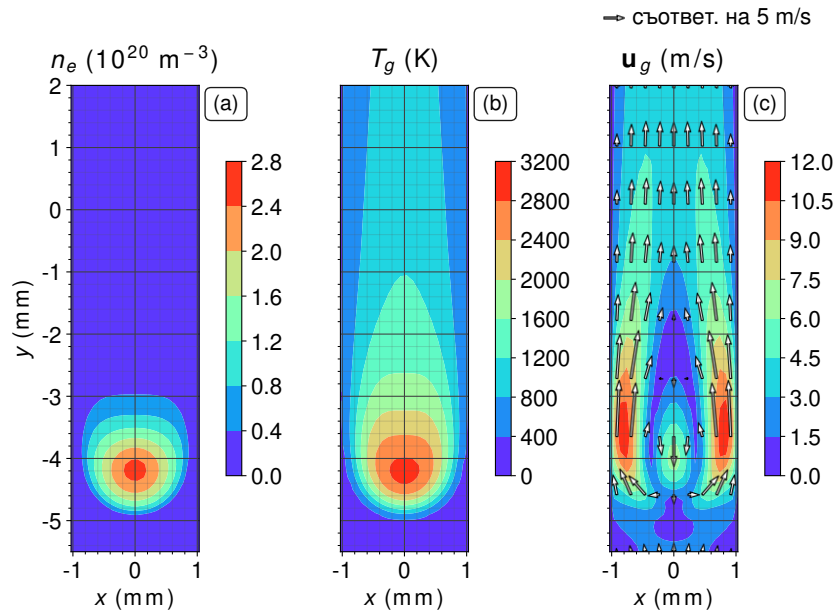
Областта  $\Omega'$  е част от областта  $\Omega$ , където електронната плътност  $n_e$  е над  $10^{17} \text{ m}^{-3}$ .

### Изследване на поведението на дъгата при различни разстояния между страничните стени

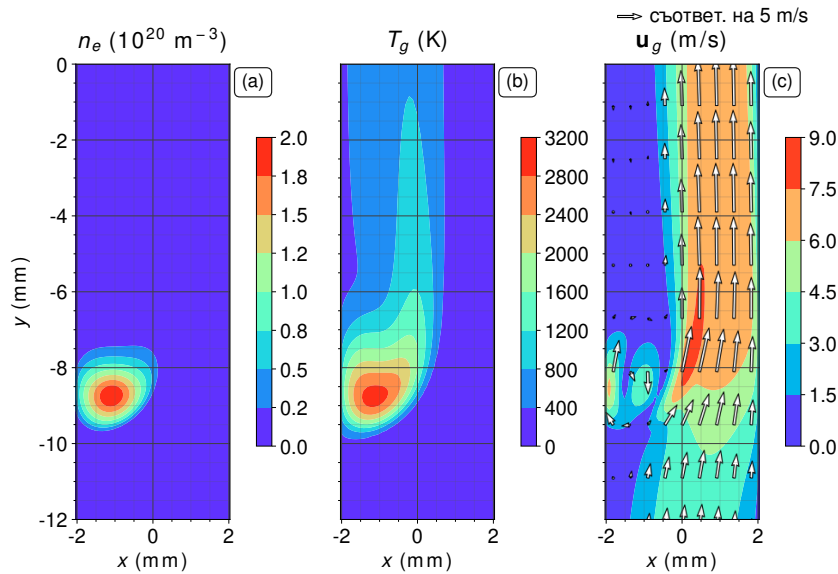
В първата глупа резултати е представено качествено поведението на разряда за различните стойности на ширината на домейна  $\mathbf{W}_D$  (разстояние между страничните стени). Беше установено, че този параметър води до най-значителната промяна в поведението на дъгата. Неговата стойност определя размера на дъгата, нейното положение и други.

**Малко разстояние между стените** На фигурите 3 и 4, е показано разпределението на основните величини, за случаите на  $\mathbf{W}_D = 2 \text{ mm}$  и  $\mathbf{W}_D = 4 \text{ mm}$ , при идентичен ток от  $I = 200 \text{ mA}$ .

За разстояние между стените  $\mathbf{W}_D = 2 \text{ mm}$  дъгата е локализирана в центъра на домейна, с два симетрични канала на газовия поток от двете страни. Радиусът на дъгата е сравним с разстоянието между стените. Охлаждането на газа от стените определя пространствения профил на газовата температура и влияе съществено върху позицията на дъгата. В литературата това обикновено се нарича стенно-стабилизирана дъга (wall-stabilized).



Фигура 3: Пространствено разпределение,  $W_D = 2$  mm,  $I = 200$  mA,  $u_{y,\text{inlet}} = 2$  m/s: (a)  $n_e$ ; (b)  $T_g$ ; (c) големина на скоростта на газа (цвет) и векторно поле (стрелки). Мащабът на векторите на газовата скорост е даден над фигурата.



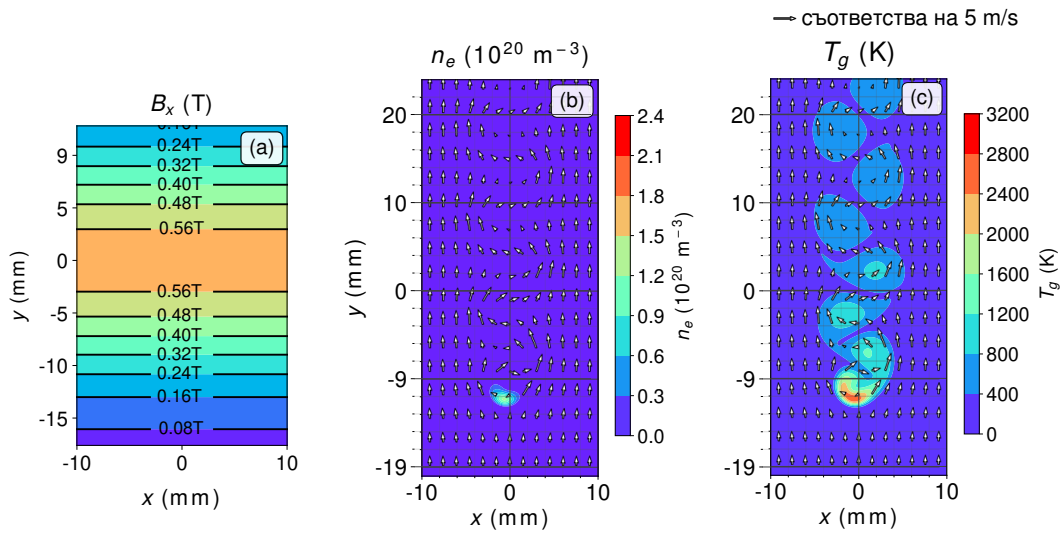
Фигура 4: Пространствено разпределение,  $W_D = 4$  mm,  $I = 200$  mA,  $u_{y,\text{inlet}} = 4$  m/s: (a)  $n_e$ ; (b)  $T_g$ ; (c) големина на скоростта на газа (цвет) и векторно поле (стрелки). Мащабът на векторите на газовата скорост е даден над фигурата.

В случая на разстояние от 4 mm дъгата се отклонява и застава до едната от страничните стени. Първоначално, дъгата се създава в средата на домейна, но поради параболичния профил на скоростта на газа (с максимум отново в средата  $x = 0$  mm), това първоначално състояние е нестабилно и дъгата се премества към една от страничните стени, като това отместване може да е породено от неустойчивост от вся-

какъв вид. Всяка пространствена асиметрия в решението кара дъгата да се отклони настрани, към областта с по-малка скорост на газовия поток. В експериментални условия подобен ефект може да бъде причинен от всяка малка турбуленция или асиметрия в газовия поток, докато в числения модел е най-често в резултат на малки числени грешки или асиметрии в мрежата.

**Голямо разстояние между стените** При тестовите с разстояние между страничните стени  $W_D = 20$  mm целта е да се изключи ефекта от страничните стени върху поведението на дъгата. На страничните стени е наложено гранично условие за приплъзване (slip) и топлинният поток към тях е занулен. Областта на решение има ефективно безкрайна ширина, като скоростта по оста  $x$  е постоянна.

Резултатите от тестовите при 20 mm ширина показват поведение, което е много различно от това в случая с малките ширини на канала (2 mm и 4 mm). Дъгата остава локализирана в центъра на домейна, с периодична осцилация в  $x$ -направление.



Фигура 5: Пространствено разпределение,  $W_D = 20$  mm,  $I = 200$  mA,  $u_{y,\text{inlet}} = 2$  m/s. Подфигура (a) показва пространственото разпределение на плътността на магнитния поток, (b)  $n_e$ ; (c)  $T_g$ . Стрелките показват полето на скоростта на газа, като скалата на стрелките е дадена над фигурата.

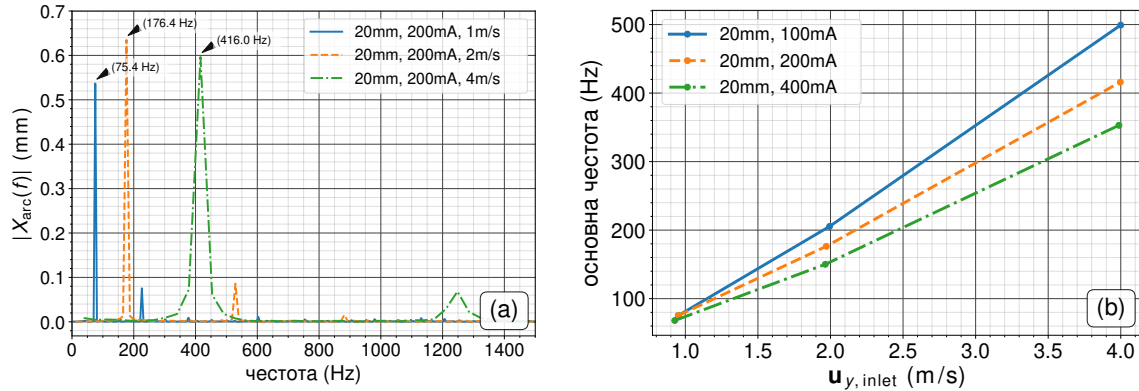
Формира се вихрова дъга (vortex street) [33] в следата на дъгата. Движението на дъгата и динамиката на тези вихри са тясно свързани. Дъгата няма добре дефинирани граници, форма и позиция, а газът в нейния обем е подложен на допълнителни обемни сили. Формирането на вихри води до това дъгата да се движи към областите с по-ниско налягане, от което следват наблюдаваните осцилации „flutter instability“ [33].

### Изследване на зависимостта на основните величини от газовата скорост

В зависимост от газовата скорост (за случая на разстояние между стените от 20 mm) от фигура 6(a) се вижда, че при едни и същи условия, увеличаването на скоростта на газовия поток води до увеличение на честотата на трептенията в  $x$ -направление.



Увеличаването на честотата следва съотношението на Струхал (формула 3.2 от [33]). На фигура 6(б) е показано, че с увеличаване на тока и съответно магнитната сила, която изпитва дъгата, честотата на тези осцилации се стреми да намалява.



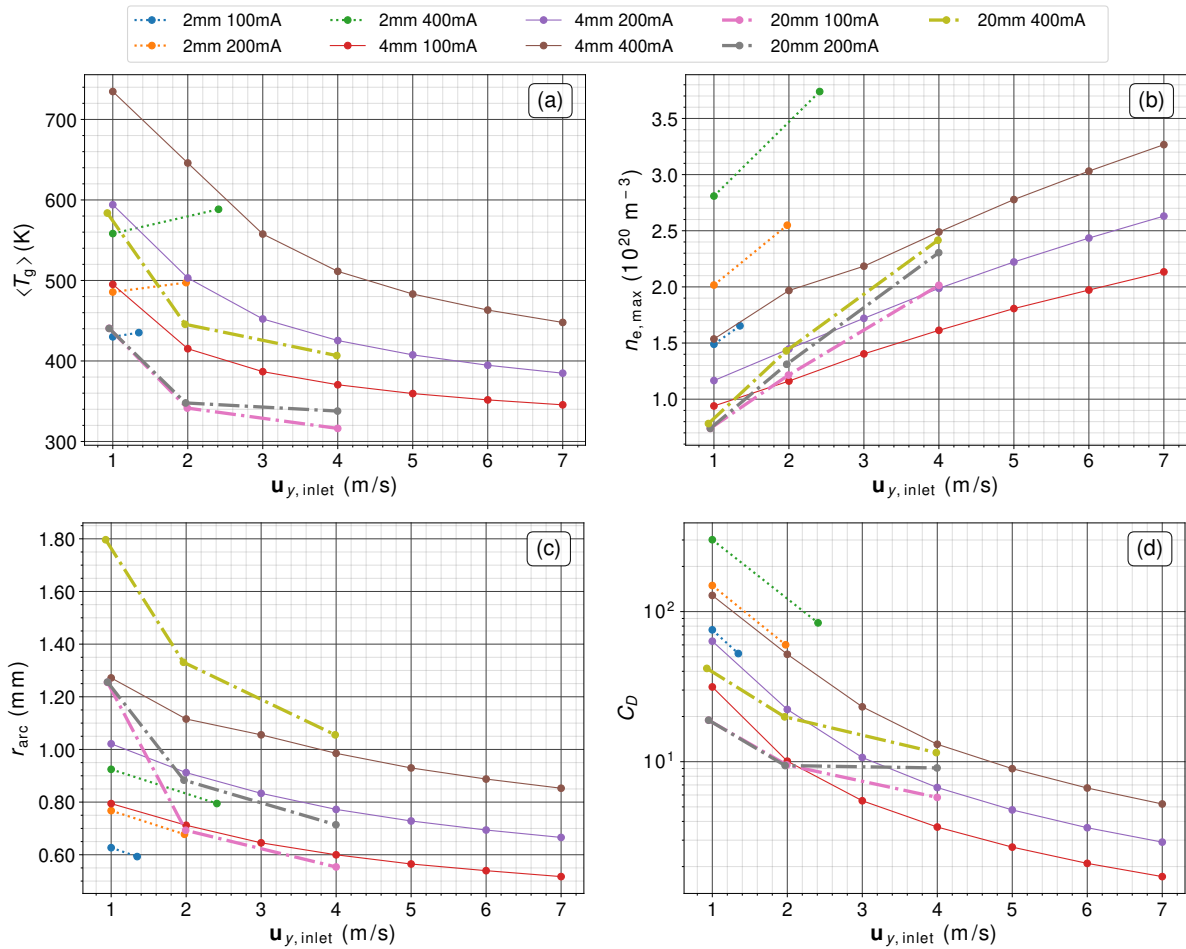
Фигура 6: Амплитуден спектър на трептенето на дъгата в  $x$ -направление (а), за случая на  $W_D = 20$  mm,  $I = 200$  mA. Основни честоти на трептенето на дъгата по  $x$ , като функция на скоростта на газовия поток (б), за всички 20 mm конфигурации.

От фигура 7(а) се вижда, че средната температура на газа  $\langle T_g \rangle$  (осреднена за цялия домейн) намалява с увеличаването на скоростта на входящия газ. Може също да се види, че  $\langle T_g \rangle$  нараства с увеличаване на тока, което е ефект от по-голямата отдадена мощност в разряда. От фигура 7(б), става ясно че  $n_{e,max}$  има тенденцията леко да нараства със скоростта на газа. От фигура 7(с) е видимо, че ефективният радиусът на дъгата  $r_{arc}$  намалява със увеличаване на скоростта на газа, но расте заедно с тока. Максималната електронна плътност и максималната плътност на тока остават почти постоянни, от което следва, че за по-голям ток дъгата ще има по-голяма площ и по-голям радиус.

От нашите резултати беше направена оценка за ефективния коефициент на триене  $C_D$ . Неговите стойности (показани на фигура 7(d)) се изменят в доста голям интервал. Сравнено с други източници [33], може да се каже, че най-близките стойности се получават при  $W_D = 2$  mm. Също така  $C_D$  намалява заедно със скоростта на газа. Трябва да се подчертае, че намерените стойности за коефициент  $C_D$  могат да се приемат само като груба оценка.

Фигура 8(а) показва  $y$ -позицията на стабилизиране на дъгата (осреднено за един период при  $W_D = 20$  mm). При по-високите скорости на газа дъгата бива избутана надолу по течението на газа (нагоре в  $y$ -посока), поради по-голямото триене. Най-силното триене с газа се наблюдава при най-малкото разстояние между стените  $W_D = 2$  mm. За случая  $W_D = 4$  mm се вижда по-слабо влияние на газовата скорост върху позицията на дъгата  $y_{arc}$ . Това вероятно е свързано както с по-малкото отношение на диаметъра на дъгата спрямо разстоянието между стените, така и с отстоянието на дъгата от стените, показано на фигура 8(б).

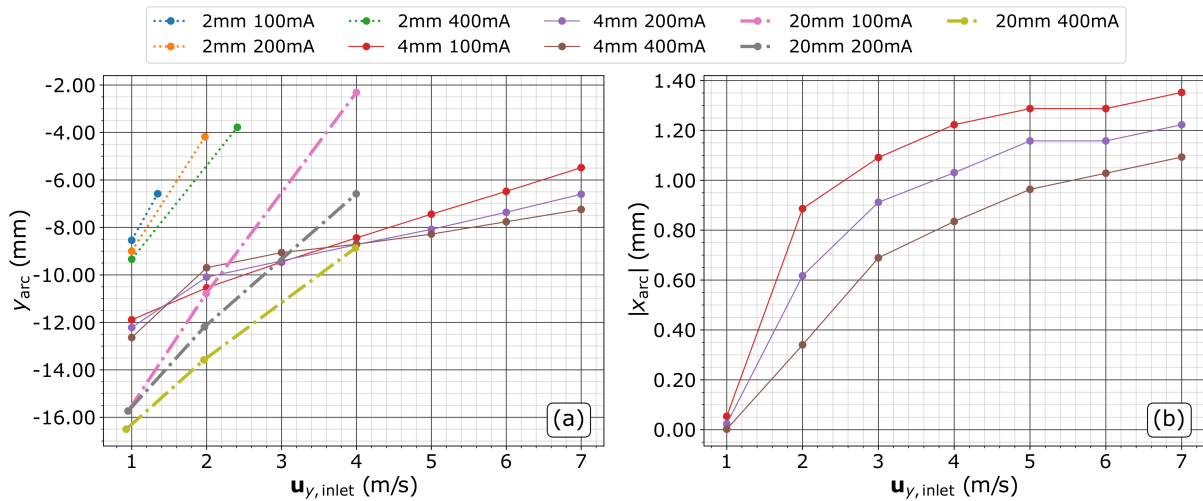
Трябва да се отбележи, че показаните данни за симулациите при  $W_D = 20$  mm са намерени чрез осредняване на отделните величини за няколко периода на трептенето в  $x$ -направление.



Фигура 7: Средна температура на газа  $\langle T_g \rangle$  (a), максимална електронна плътност  $n_{e,max}$  (b), ефективен радиус на дъгата  $r_{arc}$  (c) и ефективен коефициент на триене  $C_D$  (d), като функция от скоростта на входния газов поток  $u_{y,inlet}$ .

## Обобщение на резултатите от численото моделиране

Магнитната стабилизация на дъгата в газовия поток представлява интересна конфигурация от гледна точка на флуидодинамиката. Резултатите показват силно влияние на стените върху стабилизирането на дъгата. В това изследване бяха наблюдавани три различни типа поведение: 1) Когато разряда работи между тясно разположени странични стени (разделени от разстояние по-малко от два пъти диаметъра на дъгата), дъгата се стабилизира в средата на домейна, главно заради наличието на интензивни потоци газ от двете и страни, които я отделят от стените; 2) Когато разстоянието между стените е по-голямо (няколко диаметъра на дъгата), тя се стреми да се „прикрепя“ към една от страничните стени. Това състояние е енергитично поизгодно за системата, тъй като води до по-малко триене между газа и дъгата, поради по-ниската скорост на газа в близост до стените и намалената разлика в налягането на газа, заради по-широкия канал на газовия поток. 3) Когато стените са далеч от дъгата и газовата скорост е постоянна в напречно направление, дъгата се превръща в източник на вихри и настъпват неустойчивости в газовия поток, като се наблюдава структура на добре известната вихрова дъга на Карман. Тъй като дъгата може да се



Фигура 8: Положение на дъгата като функция на скоростта на входния газов поток  $u_{y,inlet}$ :  $y$ -компонента  $y_{arc}$  (a); абсолютна стойност на  $x$ -компонента  $x_{arc}$  (b), (разстояние между стените  $x = 2$  mm).

движи свободно, се получават вихрово индуцирани напречни трептения на дъгата.

По отношение на стабилизирането на дъгата, случаят с малкото разстояние между стените прави стабилизацията много по-трудна, защото триенето с газа е ефективно по-високо в този случай и за даден ток, е необходимо да се приложи по-силно магнитно поле. При по-голямото разстояние между стените, стабилизацията се осъществява по-лесно, тъй като дъгата е подложена на по-малко триене от газа. В случая на много голямо разстояние между стените, дъгата започва да трепти в напречно направление, като амплитудата на това трептене расте с увеличаване на газовата скорост. Наличието на напречното трептене на дъгата, увеличава триенето с газа и намалява способността на магнитната сила да стабилизира дъгата, на определена вертикална позиция.

По отношение на обработката на газ, гореспоменатите явления могат да попречат на тази обработка и да намалят нейната ефективност при високи скорости на газа. Сравнявайки трите идентифицирани случая може да се каже, че във втория случай, при средното разстояние между стените, когато дъгата се локализира до една от страничните стени, обработката на газ би се очаквало да бъде максимална. При първия вариант, с малко разстояние между стените, дъгата се стабилизира трудно, а в случая с много голямо разстояние, голяма част от газа би останал необработен.

При лабораторни опити с реално устройство беше успешно наблюдаван ефекта на „прилепване“ на дъгата до една от страничните стени. Това е представено в глава 3 от дисертацията. Разстоянието между стените в експеримента е 2-4 пъти по-голямо от диаметъра на дъгата. Тази конфигурация отговаря на симулирания случай с разстояние между стените от  $W_D = 4$  mm, разглеждан в числения модел.

## Експериментални измервания на дисоциацията на $\text{CO}_2$ при различни конфигурации на разряди с плъзгаща дъга

В тази част, както и в глава 3 от дисертацията, е представена експерименталната работа свързана с изследването на нискотокови разряди с плъзгащ или стабилизирани DC разряд, при атмосферно налягане, за токове под 1 А [Б.2, Б.3]. Изследвано бе тяхното приложение за дисоциация на въглероден диоксид. Тествани бяха три вида разряди, базирани на класическата конфигурация с плоски раздалечаващи се електроди. Първата конфигурация точно реализира класическия вид на разряда, а вторите две са разновидности, използващи външни магнитни полета. При всички конфигурации,  $\text{CO}_2$  газа се внася от дюза, от мястото на най-малкото раздалечаване между електродите. Две кварцови стъкла, разположени от двете плоски страни на електродите, ограничават потока на газа до пространството между електродите и го канализират през плазмата. Изборът да изследваме точно двумерния дизайн с разходящи електроди не е случаен, тъй като при тази конфигурация най-лесно може да се тества ефекта на прилагане на постоянно външно магнитно поле.

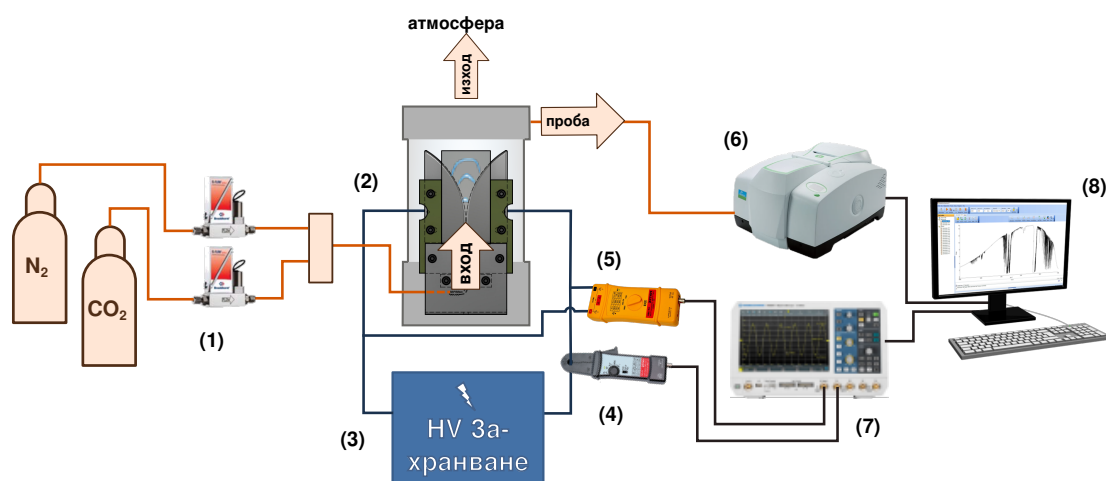
Във втората изследвана конфигурация чрез външно магнитно поле, получено от постоянни магнити, скоростта на дъгата се увеличава и периодите между запалване и гаснене на дъгата се съкращават. Магнитите са ориентирани по такъв начин, че създадената външна магнитна сила „бута“ дъгата нагоре, по течението на газовия поток. В третата конфигурация дъгата е магнитно-стабилизирана. В този случай външната магнитна сила е ориентирана срещу потока на газа и тя забавя дъгата, като за дадено разстояние от магнитите тя става стационарна. Тази конфигурация е изследваната чрез компютърен модел [Б.1], като това изследване е представено в глава 2 от дисертацията.

Тъй като беше установено, че изследваните от нас разряди работят не само при дъгов, но и в тлеещ режим, беше решено да се използва по-общия термин „плъзгащ разряд“ (Gliding discharge, GD), вместо „плъзгаща дъга“ (GA).

Изследвани са главно две величини, това са конверсията на  $\text{CO}_2$  и енергийната ефективност. Конверсията се дефинира като отношението на дисоциирания газ, след плазменото третиране, спрямо общото количество внесен газ и обикновено се дава в проценти. Енергийната ефективност е отношението на минималното количество енергия, необходима за получаването на измерената конверсия, спрямо общата енергия изразходвана от устройството. Общите установени тенденции са, че конверсията на  $\text{CO}_2$  намалява с увеличаване на газовия поток и във същото време нараства с увеличаване на внесената мощност. Енергийната ефективност нараства заедно с увеличаване на газовия поток за всички конфигурации. Установено беше, че магнитно-стабилизираната конфигурация има по-стабилно поведение и има висока ефективност за ниските стойности на газовия поток, но при по-високи потоци при нея рязко спада конверсията. Нестабилизираните конфигурации имат високи стойности за конверсията за по-голям интервал от стойности за газовия поток, но са нестабилни и са по-малко ефективни от магнитно-стабилизиания разряд.

## Експериментална установка и конфигурации на разряди

Експерименталната установка е представена схематично на фигура 9. Газоразрядния реактор, където се извършва самата конверсия е отбелязан на фигура 9(2) Устройството представлява плътно затворена цилиндрична стъклена тръба, в която се поддържа атмосферно налягане. В стъклената тръба се помещава разрядника, който представлява плоска двойка раздалечаващи се електроди, притиснати с кварцови стъкла, като върху стъклата в случая на конфигурациите с магнитно поле се поставят плоски постоянни магнити. В цялата газова система се поддържа атмосферно налягане. Газът за обработка се внася към разрядника, посредством дюза в неговата основа. Потокът на входния газ към дюзата се контролира с контролери за масов поток (MFC: Bronkhorst EL-FLOW F-201CM) – означени на фигура 9(1). Захранването се осигурява от източник на високо напрежение – фигура 9(3), с ограничение на максималния ток.



Фигура 9: Схематична диаграма на компонентите на експерименталната система – контролери за масов поток (1), реактор за конверсия (2), източник на високо напрежение (3), сонда за измерване на ток (4), сонда за измерване на високо напрежение (5), FT- IR спектрометър (6), осцилоскоп (7), компютър за обработка на данни (8).

Едно експериментално измерване протича както следва. Първо се задава дебитта на входящия газ, чрез контролерите за масов поток. Газът навлиза в стъклената тръба на устройството за дисоциация през дюзата и преминава през плазменния разряд. Стъклената тръба има изход, свързан с външната атмосфера, така че част от обработения газ излиза през този изход, поддържайки налягането вътре в тръбата 1 atm.

След като системата се напълни с конвертирания газ, се извлича проба от газовата смес за анализ и разряда се изключва. Пробата се подава на инфрачервен Фурие-спектрометър (FT-IR) – фигура 9(6). Чрез FT-IR се измерва спектъра на абсорбция на газовата проба. Стойностите от абсорбционния спектър са относителни спрямо фоново (референтно) измерване на проба, съдържаща само CO<sub>2</sub>. За да се изчисли конверсията на газовата проба, се измерва стойността на абсорбцията от една линия от молекулярната ивица на въглеродния оксид CO за вълново число 2209 cm<sup>-1</sup>.

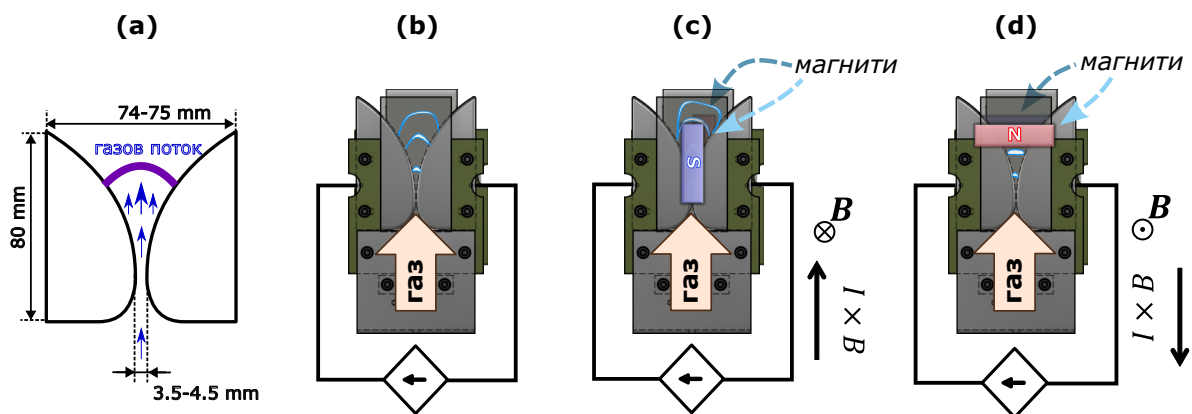
Измерванията на конверсията са калибрирани чрез отделна серия от абсорбционни измервания на проби, съдържащи калибровъчна смес от  $\text{CO}_2 + \text{CO}$  с гарантирана висока точност на отношението между двата газа.

Като част от измерването се записват осцилограми на пада на напрежението между електродите на разряда и на тока през разряда. Тези осцилограми се използват за изчисляване на средната мощност, внесена в разряда. Измерванията на напрежението и тока се извършват с помощта на диференциална сонда за високо напрежение (Pintek DP-30K) – фигура 9(4) и токова сонда (Pintek PA-699) – фигура 9(5).

### Конфигурации на разряда

Бяха тествани три различни конфигурации на плъзгащ разряд (gliding discharge GD). Това са конфигурацията на нестабилизиран плъзгащ разряд (Non-Stabilized Gliding Discharge, NSGD), магнитно-стабилизиран плъзгащ разряд (Magnetically-Stabilized Gliding Discharge, MSGD) и магнитно ускорен плъзгащ разряд (Magnetically-Accelerated Gliding Discharge, MAGD). Тези три вида са представени схематично на фигура 10. На фигура 10(a) са дадени размерите на отделните части на разрядното устройство. Подобни устройства са използвани в [12, 13, 15, 31].

Бяха тествани два вида електроди от различни материали – алуминий и неръждаема стомана (SS, ALSI 304). За всички конфигурации на разряда плазмата се ограничава до пространството между електродите от двойка кварцови стъкла. Металните електроди са „притиснати“ между тези стъкла. Това гарантира, че по-голяма част от входящия газ взаимодейства с плазмата. Допълнително, тези стъкла са критично важни за магнитните конфигурации, защото чрез тях става изолирането на магнитите от металните електроди, за да може да се гарантира да не настъпват къси съединения.



Фигура 10: Размери на частите на разрядното устройство (a) и схеми на трите типа разрядни конфигурации – нестабилизирана плъзгащ разряд (NSGD) (b), магнитно-ускорен плъзгащ разряд (MAGD) (c) и магнитно-стабилизиран плъзгащ разряд (MSGD) (d).

Газът се подава към разрядника от долната му страна, там където разстоянието между електродите е най-малко. Широчината на дюзата, откъдето се подава газа, е

3 mm, което е равно на разстоянието между стъклата, също равно на дебелината на електродите.

За конфигурациите с магнити – MSGD и MAGD, двойка постоянни NbFeB магнити се поставят върху кварцовите стъкла, тоест има по един магнит от външната страна на всяко едно от двете кварцови стъкла. Двата магнита създават силно магнитно поле от  $\approx 0.5 - 0.6$  T в пространството между електродите, като остават неподвижни поради взаимното си привличане. Ориентацията на магнитите спрямо електродите определя посоката на магнитната сила, която изпитва дъгата. За магнитно-ускорената MAGD конфигурация, магнитната сила е насочена нагоре (в посока на газовия поток), така че скоростта на плъзгане на дъгата се увеличава. В конфигурацията с магнитна стабилизация MSGD, магнитната сила е насочена надолу или срещу газовия поток и дъгата се стабилизира на височината, за която съпротивлението на газа се изравнява с магнитната сила. За MAGD магнитите са ориентирани вертикално, както е илюстрирано на фигура 10(c). Това гарантира, че дъгата изпитва действието на магнитното поле за по-дълъг период от време, при нейното преместване („плъзгане“). За MSGD – фигура 10(d), магнитите са в хоризонтална ориентация, разположени на определена позиция над входната дюза. Това създава магнитна „барьера“, която забавя и в крайна сметка спира движението на дъгата, създавайки стабилизираната дъга.

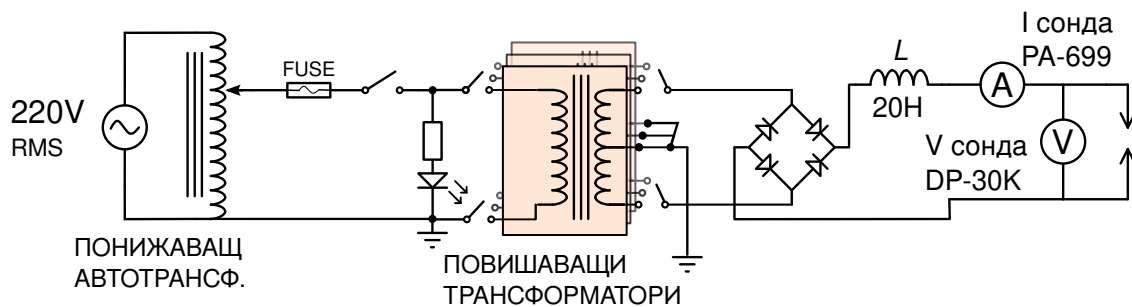
**NSGD конфигурация – Нестабелизиран плъзгащ разряд** Нестабелизираната конфигурация (NSGD) – фигура 10(b), използва класическия GD (GA) дизайн, при който комбинираните ефекти от триенето на дъгата с газовия поток и на топлинна адвекция, действаща на горещия газ в дъгата, избутват и удължават плазмената дъга по протежение на електродите – плъзгащ се разряд.

**MAGD конфигурация – Магнитно-ускорен плъзгащ разряд** При MAGD конфигурацията – фигура 10(c), външно магнитно поле създава допълнителна магнитна сила в посоката на газовия поток. Това увеличава скоростта на дъгата и скъсява периода между запалването и изгасването.

**MSGD конфигурация – Магнитно-стабилизиран плъзгащ разряд** В магнитно-стабилизираната конфигурация (MSGD) – фигура 10(d), ориентацията на магнитното поле е такава, че магнитната сила която дъгата изпитва, е в противоположна посока на силата на триене от газовия поток. По този начин магнитното поле стабилизира разряда на определено място по дължината на електродите, където двете сили се изравняват. Стабилизираната дъга остава неподвижна, с постоянни параметри във времето. Очевидно тази стабилизация не може да се осъществи при много големи стойности на газовия поток. Тази конфигурация е изследвана също чрез компютърен модел, описан в глава 2 от дисертацията.

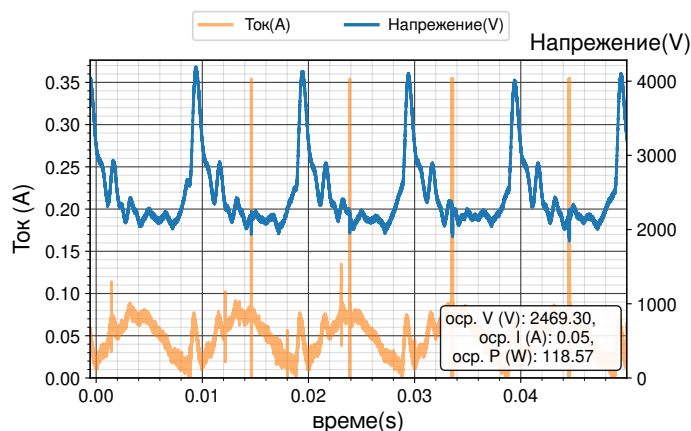
## Високоволтово захранване

При направата на захранването, използвано в нашите експерименти, една от целите беше да се сведат омовите загуби до минимум. Поради тази причина, при това захранване максималният ток не се ограничава от последователно свързан резистор, а бива ограничен от самия повишаващ трансформатор. Електрическата схема



Фигура 11: Електрическа схема на високоволтовото захранване, използвано при експеримента.

на захранването е представена на фигура 11. Задаването на максималния разрежен ток става чрез механично превключване между един от няколко повишаващи неоновите трансформатора – SIET Metalbox 10 kV (ефективно AC напрежение). Всеки от използваните трансформатори има различна стойност на своя максимален ток на вторичната намотка, от 25 mA до 110 mA. Свързвайки два от тези трансформатори паралелно, могат да се получат и токове от 210 mA. Последователно на разряда има свързана голяма индуктивност, която действа като нискочестотен филтър. Този филтър успява частично да филтрира изправеното напрежение след мостовия токоизправител (схема Graetz).



Фигура 12: Представителна осцилограма за MSGD конфигурацията. За представеното измерване, максималният ток на вторичната намотка на повишаващия трансформатор е 50 mA, а входящия газен поток е 6 Ln/min.

С текущата схема захранващите напрежение и ток не са достатъчно добре филтрирани, така че все още има значителна променливотокова компонента, при 100 Hz. Това може да се види във формата на тока и напрежението, показани на фигура 12. Недостатъчната филтрация може да причини периодично изгасване на дъгата в резултат на падане на напрежението до много ниски стойности. В следствие беше стартирана работа по повишаващ трансформатор с трифазна верига, но това захранване не е използвано при получаването на текущите експериментални резултати. В бъдеще се обмисля и използването на по-сложно импулсно захранване, имащо висока



енергийна ефективност и позволяващо плавно ригулиране в широк интервал.

## Измервани величини и техните неопределености

Най-често измерваните величини при подобни изследвания в литературата, включително в [2, 14, 15, 31] са: 1) конверсията на  $\text{CO}_2$ , 2) специфичната вложена енергия (Specific Energy Input SEI) и 3) енергийната ефективност на процеса. Това са и величините, които се измерват в текущата експериментална работа.

Величината **конверсия** се дефинира като частта (или процента) на конвертирания  $\text{CO}_2$  газ:

$$X_{\text{CO}_2}, \% = \frac{N_{\text{CO}_2}^{\text{init}} - N_{\text{CO}_2}^{\text{final}}}{N_{\text{CO}_2}^{\text{init}}} \times 100 \% = X_{\text{CO}_2} \times 100 \%, \quad (12)$$

където  $N_{\text{CO}_2}^{\text{init}}$  е началната концентрация на  $\text{CO}_2$ , а  $N_{\text{CO}_2}^{\text{final}}$  е крайната след процеса на конверсията. За нашите експерименти, конверсията на  $\text{CO}_2$  се измерва от спектъра на относителна абсорбция на проба от обработения газ. Абсорбцията се измерва за конкретна линия в спектъра на молекулата на  $\text{CO}$ , при  $2209 \text{ cm}^{-1}$  и е пропорционална на концентрацията на въглероден оксид  $\text{CO}$  в пробата. От нея директно може да получи процента на конверсията, като двете величини може да се приеме, че са линейно зависими. Въвеждайки коефициента на пропорционалност  $\alpha$ , тази зависимост може да се изрази като  $X_{\text{CO}_2}^0 = \alpha I_{\text{absorb}}$ , където  $X_{\text{CO}_2}^0$  е в интервала  $[0, 1]$ . Стойността на коеф.  $\alpha$  е намерен с достатъчно голяма точност, чрез отделна поредица от измервания, при която е използвана еталонна газова смес от 20 %  $\text{CO}$  и 80 %  $\text{CO}_2$ . За да отговаря измерената конверсия  $X_{\text{CO}_2}^0$  на дефиницията, дадена в уравнението 12, тя трябва да бъде коригирана, отчитайки разширението на въглеродния диоксид при неговата дисоциация и това че нашата установка остава при постоянно налягане. Коригираната стойност се получава от измерената чрез следната зависимост:

$$X_{\text{CO}_2} = \frac{2X_{\text{CO}_2}^0}{(3 - X_{\text{CO}_2}^0)}. \quad (13)$$

Подробното извеждане на уравнение 13 е направено в глава 3 от дисертацията (в секция 3.3.1).

**Специфичната вложена енергия** (Specific energy input)– SEI [J/mol] е средната енергия, внесена за един мол газ. Тази величина може да се изрази от потока на газа и внесената в разряда мощност  $P$ , като:

$$\text{SEI [J/mol]} = \frac{P \text{ (J/s)}}{Q \text{ (Ln/s)} \times (1/22.4) \text{ (mol/Ln)}}, \quad (14)$$

където  $Q$  (Ln/s) е стойността на газовия поток в Ln/s, а  $P$  е средната отдадена мощност в разряда.

**Енергийната ефективност**  $\eta$  се дефинира като отношението на минималната необходима енергия за преобразуване на  $X_{\text{CO}_2}$  към общата изразходвана енергия от устройството. Може да се изрази чрез вложената специфична енергия SEI като:

$$\eta = \frac{X_{\text{CO}_2} \times \Delta H_R}{\text{SEI}} \times 100 \%, \quad (15)$$

където  $\Delta H_R = 279.8 \times 10^3$  [J/mol] е енталпията на реакцията на разделяне на  $\text{CO}_2$ .

Изразите за неопределеностите на отделните измервани и пресмятани величини са представени подробно в глава 3 от дисертацията (секция 3.3.4). За наличните експериментални резултати, използвайки тези изрази, е получено, че относителната неопределеност в конверсията  $X_{\text{CO}_2}$  е 10 % – 12 %, а относителната неопределеност за енергийната ефективност  $\eta$  е около 15 – 17 %, като ще повторим, че тези проценти са относителни спрямо абсолютните стойности на тези величини.

## Резултати и дискусия

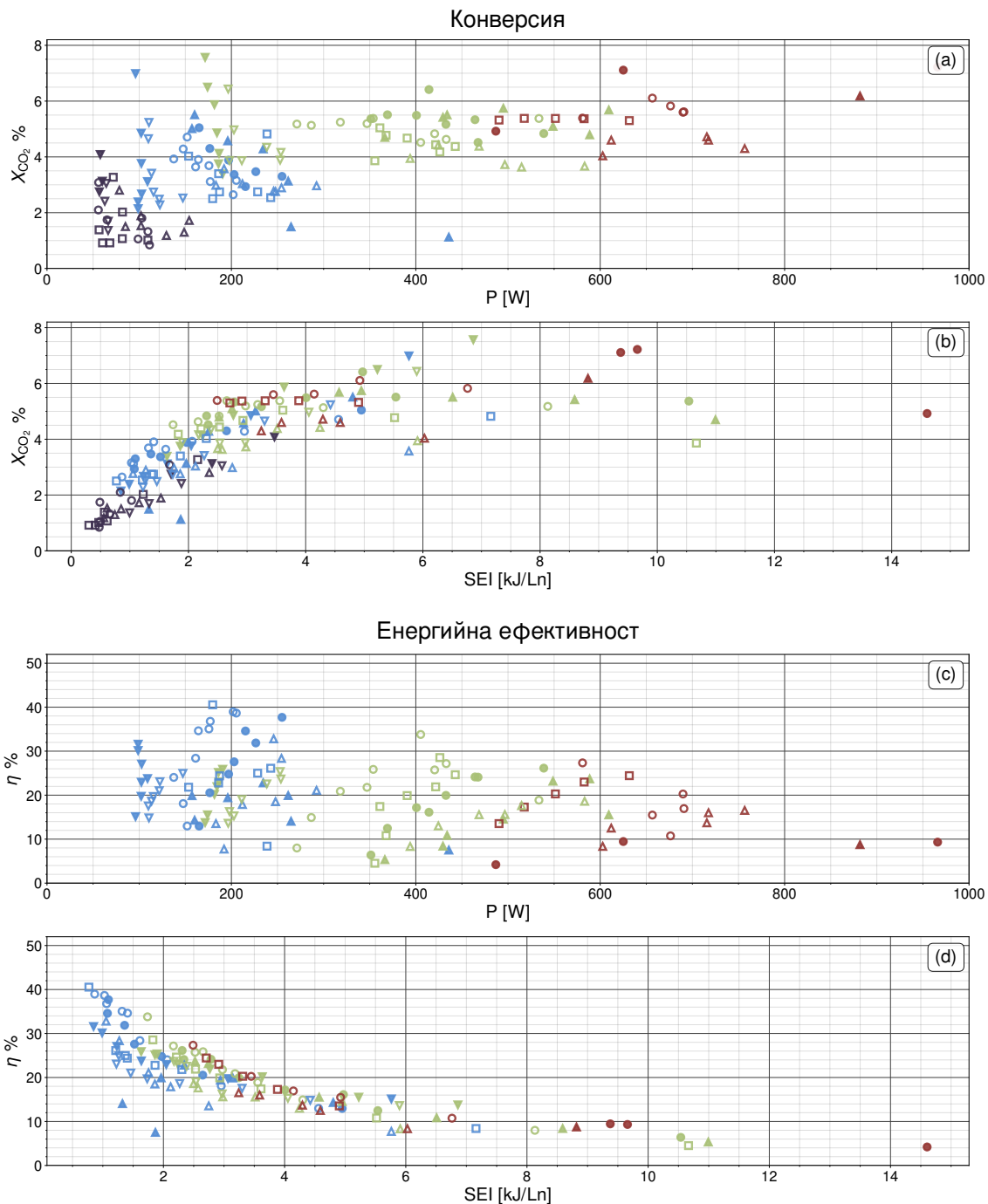
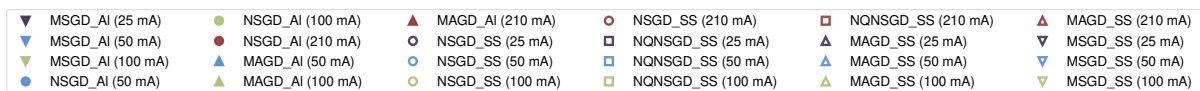
Проведени бяха над 400 измервания, при които максималният възможен ток през разряда (максималният ток през вторичната намотка на повишаващия трансформатор) беше вариран от 25 до 210 mA. Разрядите бяха тествани при различни газови потоци в интервала от 1 до 14 Ln/min. Допълнително бяха направени измервания на модификация на нестабилизиращия NSGD разряд без кварцови странични стъкла. Тази конфигурация е означена в резултатите като NQNSGD (No quartz non-stabilized gliding discharge).

### Резултати за конверсията и енергийната ефективност

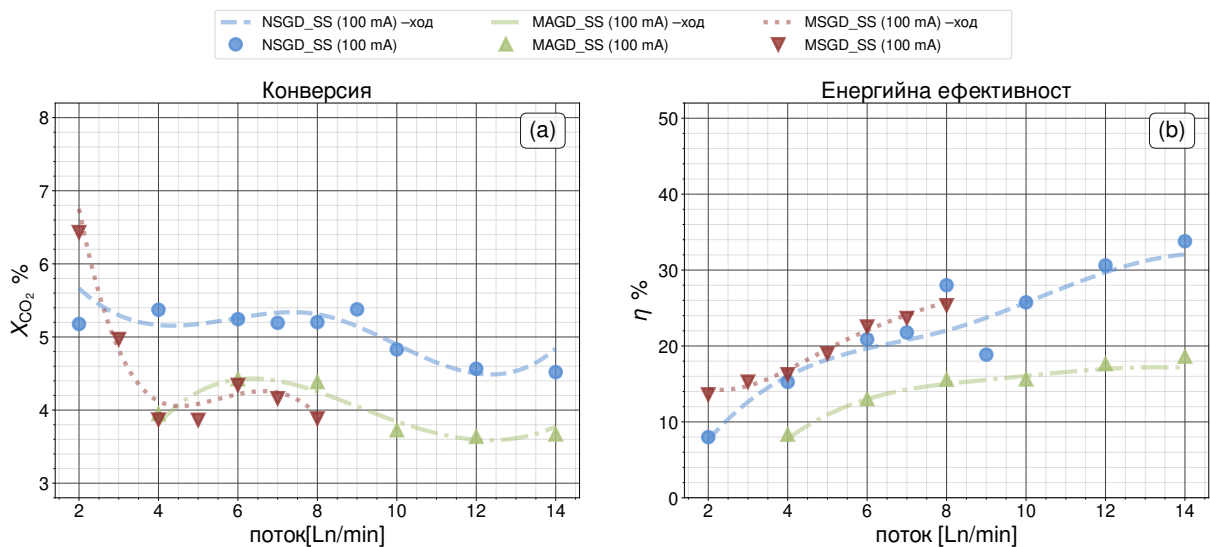
На фигура 13 са представени измерените стойности за конверсията и енергийната ефективност за всички проведени опити спрямо мощността и специфичната внесена енергия SEI. Независимо от вида на разряда, за стойности на  $\text{SEI} > 4$  kJ/Ln, конверсията остава почти постоянно. Обратното е вярно за енергийната ефективност, като тя намалява с увеличаване на SEI, което е напълно закономерно, тъй като енергийната ефективност е обратно пропорционална на SEI (вижте уравнение 15). Максималните стойности за конверсията са около 8 %, докато за енергийната ефективност има измерени стойности над 40 %, което е сравнително добър резултат. Оптималният интервал за SEI, при който ефективността и конверсията едновременно имат високи стойности, изглежда да е между 2 – 4 kJ/Ln, като в този интервал конверсията е около 5 – 6 %, а енергийна ефективност е около 18 – 30 %.

От фигура 14, представяща сравнението между трите различни вида разряди, се вижда, че при поток над 3 Ln/min, най-високите измерени стойности на конверсията са при NSGD конфигурацията, докато под 3 Ln/min, най-добри резултати както за конверсията, така и за енергийна ефективност има при магнитно-стабилизиращата MSGD конфигурация. Разрядът в магнитно-ускорената MAGD конфигурация, сравнен с класическия NSGD вариант, има по-ниски стойности както за конверсията, така и за енергийната ефективност, при тези условия. Това може да се дължи на факта, че при MAGD конфигурацията, дъгата се удължава повече и следователно при нея се отделя по-голяма мощност, заради по-големите средни падове на напрежение.

Направени бяха допълнителни тестове на нестабилизиращия вариант на разряда с премахнати страничните кварцови стъкла. Тези измервания са маркирани като серията NQNSGD. От направеното сравнение, показано на фигура 15, се вижда, че при всички тествани стойности на потока, има постоянна относителна разлика както за конверсията, така и за енергийна ефективност. При 2 Ln/min, тази разлика е най-

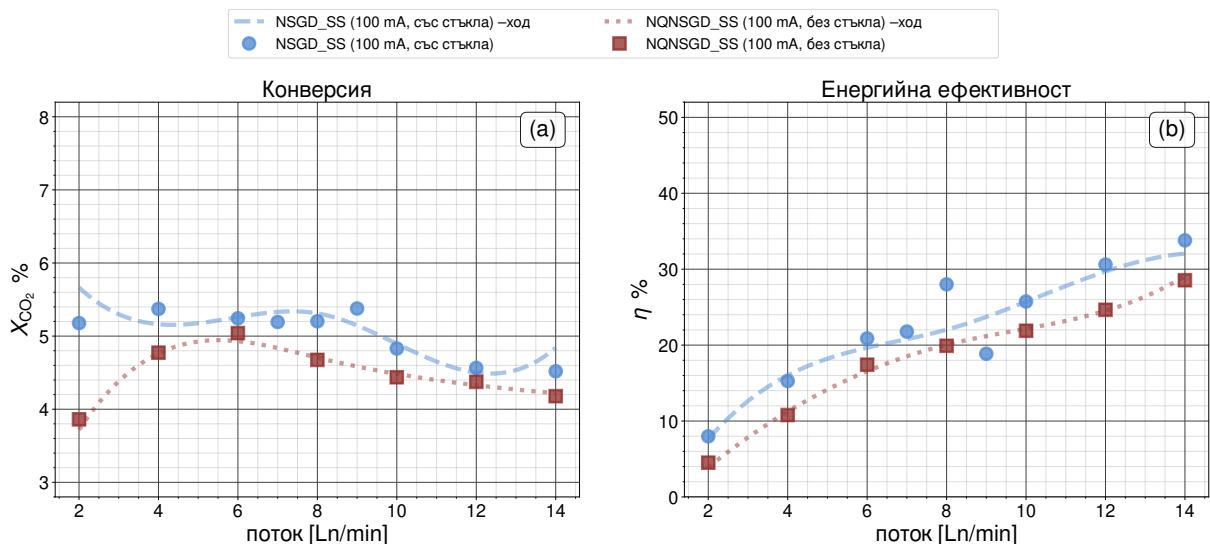


Фигура 13: Измерена конверсия (а, b) и енергийна ефективност (с, d), за трите различни конфигурации, за двата различни материала за електродите (SS – неръждаема стомана, Al – алуминий), при различни токове (както е посочено в легенда). Резултатите са дадени спрямо мощността  $P$  (а, с) и SEI (b, d). Маркери: ▼ MSGD, ● NSGD, ▲ MAGD, ■ NQNSGD, запълнен маркер - алуминиеви електроди, празен маркер - електроди от неръждаема стомана. Цветът обозначава максималната допустима стойност на тока през разряда, което е входен параметър, който зависи от избора на свързания трансформатор.



Фигура 14: Сравнение на конверсията (a) и енергийната ефективност (b), между трите различни вида разряд, при максимален разряден ток от 100 mA, за електроди от неръждаема стомана.

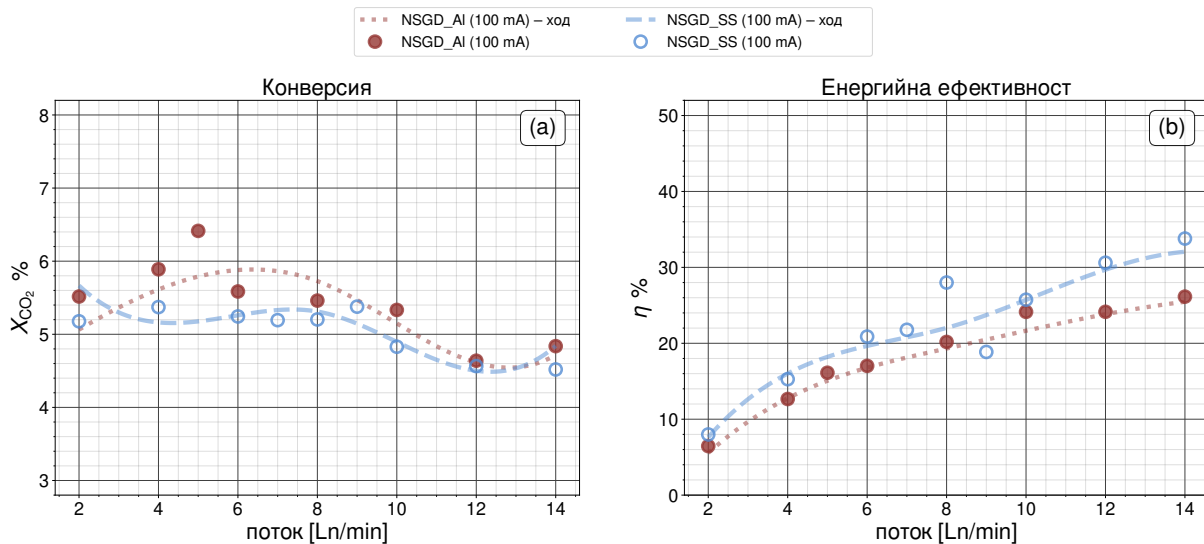
голямата – около 25 %. Този ефект може да се обясни с това, че при един и същ газов поток, конфигурацията с отстранените стъкла има по-голяма ефективна площ, където потокът може да тече. За едно и също време на работа, при варианта без стъкла би било естествено обработения газ да е по-малко, както и се наблюдава. От това сравнение, може да се направи извода, че наличието на страничните ограничаващи стъкла има положителен ефект.



Фигура 15: Сравнение на конверсията (a) и енергийната ефективност (b), за NSGD варианта, със и без странични кварцови стъкла, при максимален ток от 100 mA.

На фигура 16 е направено сравнение между измерванията, направени с алуминиеви и стоманени електроди, при 100 mA, за нестабилизираната конфигурация NSGD. Резултатите за алуминиевите (Al) електроди показват сравнително по-високи стойности за конверсията, но по-ниски за енергийна ефективност. В абсолютни стойности,

конверсията е до 1 % по-висока за случая на алуминиеви електроди, но само при умерените потоци (4 – 10 Ln/min). Електродите от неръждаема стомана са по-добри по отношение на енергийната ефективност, като имат до 10 % по-високи стойности на ефективност за по-големи потоци. Съществената разлика в конверсията може да се обясни донякъде от това, че алуминият има по-висока топлопроводимост – за използваната сплав (Al)  $k_{Al} \approx 190 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ , а за SS материала е  $k_{SS} \approx 14.4 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$  (неръждаема стомана, тип 304).

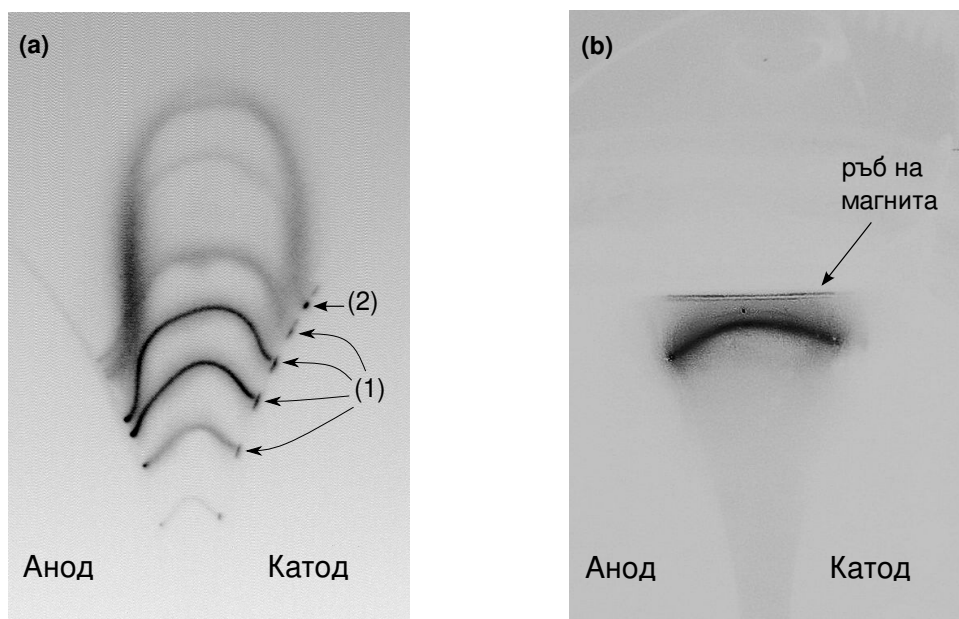


Фигура 16: Сравнение на конверсията (a) и енергийната ефективност (b), на измерванията за двата различни вида използвани електродни материала. Показани са измерванията за NSGD конфигурацията, при максимален ток от 100 mA.

### Качествено обяснение на поведението на плазмения разряд

При нестабилизираната и магнитно-ускорената конфигурации (NSGD и MAGD), когато дъгата се образува, в началният момент тя е ярка и с малък диаметър. В това състояние, дъгата има висока температура в сърцевината на положителния стълб и е силно контрактирала. Фигура 17(a) показва снимка на еволюцията на дъгата във времето, направена с бърза камера, с време на експозиция от 1  $\mu\text{s}$  и 2 ms между последователните снимки.

След иницирирането на дъгата, на по-късен етап от развитието на разряда, дъгата е с по-широк положителен стълб, с по-слабо светене, което е индикация за по-ниска температура на газа и състояние на температурно неравновесие между електроните и тежките частици в плазмата. Когато дъгата се „плъзга“ по електродите, разряда изглежда да има широка катодна област и по-ярко светене в при-катодната област. Това е типично за тлеещ разряд, поддържан от вторична електронна емисия, а светенето в катодната област е от областта на отрицателното светене [34]. При ниски стойности на тока, от порядъка на стотици mA и по-ниски, бе установено, че разрядът може да работи както в дъгов така и в тлеещ режим [35, 36, 37, 38], в зависимост от условията на повърхността на катода и динамика на работния газ и плазмата. Подобно поведение на нискотоковите разряди при атмосферно налягане е наблюдавано и в [35, 37].



Фигура 17: На подфигура (а): Комбинирана снимка (негатив) на еволюцията на дъгата във времето, направена с бърза I-CCD камера PI-Max с комбинирани 10 експозиции, с дължина  $1 \mu\text{s}$  всяка, разделени от интервали с дължина  $2 \text{ ms}$ . Токът през разряда е с максимална стойност от  $100 \text{ mA}$ , дебитът е  $4 \text{ Ln/min}$ , в нестабилизирания вариант на разряда NSGD. Точките (1) са катодните области на разряда с отрицателно светене, за случая на разряд в тлеещ режим. Точка (2) е вероятно катодно петно и е знак за преход към дъгов режим на разряда. На подфигура (b): Снимка (негатив) на неподвижна, стабилизирана дъга в магнитно-стабилизираната MSGD конфигурация, направена за време на експозиция от порядъка на  $\text{ms}$ . Токът през разряда е ограничен до  $50 \text{ mA}$ , газовият поток е  $5 \text{ Ln/min}$ , в магнитно-стабилизираната конфигурация MSGD.

По отношение на приложението на разряда за дисоциация на  $\text{CO}_2$ , режимът на катодната област (тлеещ/дъгов) вероятно играе важна роля. Ако се приеме, че допълнителната мощност при тлеещия режим не допринася за обработката на газа (обработката на газа се случва предимно в положителния стълб), тогава би се очаквало този режим да има  $5 - 10 \%$  по-ниска ефективност в сравнение с дъговия.

За NSGD конфигурацията беше приблизително установено, че полето е около  $2000 - 2600 \text{ Vcm}^{-1}$  за дължина на разряда от  $10 - 15 \text{ mm}$ , около  $1000 - 1500 \text{ Vcm}^{-1}$  за дължини от  $15 - 40 \text{ mm}$  и под  $1000 \text{ Vcm}^{-1}$  за дължини от  $40 - 80 \text{ mm}$ . За магнитно стабилизираната конфигурация беше установено, че електричното поле в положителния стълб е в приблизителния интервала  $1200 - 1800 \text{ Vcm}^{-1}$ , което е в същия порядък както при нестабилизираните разряди с подобна дължина.

Използвайки снимки на работещата MSGD конфигурация, беше измерено, че диаметърът на (видимата) светлоизлъчващата част на дъгата е между  $1 - 2 \text{ mm}$ , като той зависи силно с тока. Тъй като при изследваните от нас токове ( $\sim 100 \text{ mA}$ ), ефективният диаметър на дъгата е по-малък от разстоянието между кварцовите стъкла (равно на ширината на електродите от  $3 \text{ mm}$ ), дъгата се избутва близо до една от

страничните стени. Това поведение е предсказано в [Б.1], като тази работа е описана подробно в глава 2 от дисертацията.

## Обобщение на резултатите от експерименталните изследвания

Чрез проведените експерименти бяха изследвани свойствата на три вида разряди с плъзгаща дъга и беше оценена тяхната приложимост за дисоциация на  $\text{CO}_2$ . Направено бе сравнение между трите вида разряди, чрез основните величини – конверсията (отношението на конвертирания газ спрямо входящия газ) и енергийната ефективност на процеса.

Най-простата конфигурация на нестабилизиран разряд NSGD показва добри резултати в широк диапазон от газови дебита. Конфигурацията с магнитно ускорение MAGD, изненадващо показва по-слабо действие от нестабилизираната NSGD, но като цяло и двете конфигурации имат сходна производителност. Магнитно-стабилизиращия вариант на разряда MSGD показва добра конверсия и енергийна ефективност при ниските стойности на газовия поток, но те спадат бързо, с увеличаването на дебита, като за газови потоци над 7 – 9  $\text{Ln}/\text{min}$ , дъгите вече не могат да бъдат магнитно стабилизиращи.

Беше установено също така, че добавянето на странични кварцови стъкла към разрядното устройство има положителен ефект върху конверсията и енергийната ефективност. Производителността на уреда зависи и от вида на електродния материал. Алуминиевите електроди показваха по-добри стойности за конверсията от електродите от неръждаема стомана, с относителна разлика от около 10 %, но неръждаемите електроди имат по-високи стойности за енергийната ефективност. Едно възможно обяснение е това, че в случая на алуминиевите електроди, температурата на газа в областта близо до плазмата може да се поддържа относително по-ниска, поради по-високата топлопроводимост на алуминия в сравнение със сплавта от неръждаема стомана. Това би могло да обясни по-високите стойности на конверсията в случай на алуминиеви електроди.

Въпреки разликите в различните конфигурации на разряда, резултатите за конверсията на  $\text{CO}_2$  и енергийната ефективност следват подобни общи тенденции от SEI, което показва важността на този параметър.

Нашите изследвания показваха, че при условията на нискотокови разряди, до 210 mA в нашия случай, при нестабилизираните конфигурации (NSGD и MAGD), разрядът може да се поддържа както в тлеещ режим, така и в режим на дъгов разряд. Устройството има намалена ефективност когато работи в тлеещ режим, поради значителния пад на напрежение в катодната област. В този случай има допълнителни загуби на мощност, свързани с нагряването на газа близо до катода и нагряването на самата повърхност на катода. Може да се направи заключението, че разрядът би работил по-оптимално, ако може той да се ограничи, така че да работи предимно в дъгов режим.

Двумерната геометрия с раздалечаващи се електроди позволява тестването на различни видове модификации на класическия разряд с плъзгаща дъга, включи-

телно такива с магнитна стабилизация в напречен газов поток. В тази работа беше тествана именно конфигурацията с магнитна стабилизация, като тя беше успешно сравнена с класическата конфигурация на плъзгащ разряд, с и без кварцови странични стени. Беше тествана и конфигурацията на магнитно-ускорена дъга. Магнитно-стабилизираната конфигурация показва добри качества, както за конверсията, така и за енергийната ефективност, но само при ниски стойности на газовия поток.

## Заклучение

В тази докторантура бяха осъществени теоретични и експериментални изследвания на нискотокови плъзгащи разряди, с магнитна стабилизация и без стабилизация, към които има няколко публикации – [Б.1, Б.2, Б.3]. Първото изследване е свързано с числен модел на нискотоков дъгов разряд, с приложена магнитна стабилизация, при атмосферно налягане. Други подобни изследвания са правени предимно за дъгови разряди при по-високи токове и се базират на експериментални изследвания [39, 40, 22, 41, 42]. Поради тази причина, може да се каже, че резултатите от изпълнени симулации с нашият модел, могат да бъдат полезни за разбирането на процесите при по-ниски токове  $\sim 10^{-1}$  А.

Втората основна част от работата към докторантурата е експерименталното изследване на свойствата на няколко вида нискотокови дъгови разряди за  $\text{CO}_2$  дисоциация, включително такива с магнитна стабилизация. Изследват се основно две величини – конверсията и енергийната ефективност. Измерените стойности за конверсията при някои условия достигат до 7-8%, а за енергийната ефективност се достигат стойности над 30%, като тези резултати се сравняват добре с резултатите от други подобни изследвания [12, 13, 15, 31].

## А Основни резултати и приноси на дисертацията

Основните приноси на дисертационният труд могат да се обобщят както следва:

- Разработен е двумерен флуиден модел на напречно сечение на положителния стълб на дъгов или тлеещ разряд, създаващ неравновесна плазма, при атмосферно налягане, с отчитане на ефекта на магнитното поле върху заредените частици.
- Чрез разработения флуиден модел са намерени интервалите от скорости на газа, при които магнитната стабилизация може да се постигне.
- От получените с модела резултати, са идентифицирани различни устойчиви и неустойчиви режими на нискотоковите магнитно стабилизирани дъги, в газов поток напречен на тока в дъгата: а) Дъга стабилизирана в средата на газовия канал, в резултат на охлаждането от стените; б) Неустойчива дъга, която се отклонява към областите с ниска газова скорост и се стабилизира в близост до стените; в) Неустойчива и осцилираща дъга (flutter instability [33]), при силно раздалечени странични стени и хомогенен газов поток.
- Получени са някои от основните характеристики на магнитно стабилизирана



дъга в поток на газ и е изследвано нейното поведение, като е приложен модел на твърдо тяло в движещ се флуид. Пресметнати са стойности за силата на триене и ефективния коефициент на триене на дъгата с газовия поток. Направена е оценка за ефективния радиус на положителния стълб на дъгата.

- Експериментално са изследвани различни конфигурации на плъзгащи и стабилизиращи дъгови (тлеещи) разряди, като е оценено тяхното приложение за дисоциация на въглероден диоксид.
- Експериментално е потвърден ефекта на напречна неустойчивост при магнитно стабилизирана дъга в газов поток, за канал на потока по-широк от нейния ефективен радиус, предсказан от симулациите с числения модел.
- Направен е качествен анализ на режима на разряда по отношение на катодните процеси, за токове  $\leq 100$  mA, при атмосферно налягане, във въглероден диоксид, като е установено че разрядът може да работи както в тлеещ, така и в дъгов режим.
- Използвайки експериментално измерени стойности за електрическите параметри, заедно със снимки направени с бърза камера, са намерени приблизителни стойности за плътността на тока и интензитета на електричното поле, в областта на положителния стълб на дъгата, за изследваните разряди в CO<sub>2</sub>.

## Персонални приноси

- Взето е основно участие в проектирането и изработването на експерименталната установка, включително разрядника, високоволтовото захранване и допълнителни периферни устройства към установката.
- Разработен е софтуер за обработка на експерименталните резултати от измерванията.

## Б Списък с публикации, включени в дисертацията

Статии в научни списания с импакт фактор:

1. V Ivanov, Ts Paunskа, Kh Tarnev and St Kolev **2021** Magnetic field stabilization of low current DC arc discharge in cross flow in argon gas at atmospheric pressure – a numerical modelling study *Plasma Sources Sci. Technol.* **30** 085007 **Quartile: Q1, Impact factor: 4.004 (Scopus)**
2. V Ivanov, Ts Paunskа, S Lazarova, A Bogaerts and St Kolev **2023** Gliding arc/glow discharge for CO<sub>2</sub> conversion: Comparing the performance of different discharge configurations *J. CO<sub>2</sub> Util.* **67** 102300 **Quartile: Q1, Impact factor: 7.84 (Scopus)**

Доклади на научни конференции, публикувани в пълен текст:

3. V Ivanov, S Lazarova, S Iordanova, Ts Paunska, N Georgiev and St Kolev **2022**  
Conversion of CO<sub>2</sub> in stabilized low-current arc discharge at atmospheric pressure  
*J. Phys.: Conf. Ser.* **2240** 012029, **Quartile: Q4**

## **В Участие на научни конференции**

- 2022, *48th European Plasma Physics conference*, постер на тема „Gliding arc discharge for CO<sub>2</sub> conversion: An experimental study of different discharge configurations“, V Ivanov, Ts Paunska, S Lazarova, S Iordanova and St Kolev
- 2021, *VEIT conference*, презентация на тема „Magnetic field stabilization of DC arc in cross gas flow“, V Ivanov, Ts Paunska, Kh Tarnev and St Kolev
- 2021, *47th European Plasma Physics conference*, постер на тема „Magnetically stabilized gliding arc discharge: A 2D model“, V Ivanov, Ts Paunska, S Lazarova, S Iordanova and St Kolev. Спечелена първа награда за най-добър постер в областта на нискотемпературна плазма (Low Temperature and Dusty Plasmas LTDP)

# Бібліографія

- [1] Home – climate change: Vital signs of the planet (<https://climate.nasa.gov/>), 2022.
- [2] Ramses Snoeckx and Annemie Bogaerts. Plasma technology – a novel solution for CO<sub>2</sub> conversion? *Chem. Soc. Rev.*, 46:5805–5863, 2017.
- [3] Robby Aerts, Wesley Somers, and Annemie Bogaerts. Carbon Dioxide Splitting in a Dielectric Barrier Discharge Plasma: A Combined Experimental and Computational Study. *ChemSusChem*, 8(4):702–716, 2015.
- [4] R. Snoeckx, S. Heijkers, K. Van Wesenbeeck, et al. CO<sub>2</sub> conversion in a dielectric barrier discharge plasma: N<sub>2</sub> in the mix as a helping hand or problematic impurity? *Energy Environ. Sci.*, 9(3):999–1011, 2016.
- [5] Danhua Mei and Xin Tu. Conversion of CO<sub>2</sub> in a cylindrical dielectric barrier discharge reactor: Effects of plasma processing parameters and reactor design. *J. CO<sub>2</sub> Util.*, 19:68–78, 2017.
- [6] Marleen Ramakers, Inne Michielsen, Robby Aerts, Vera Meynen, and Annemie Bogaerts. Effect of Argon or Helium on the CO<sub>2</sub> Conversion in a Dielectric Barrier Discharge. *Plasma Processes Polym.*, 12(8):755–763, 2015.
- [7] G J van Rooij, D C M van den Bekerom, N den Harder, et al. Taming microwave plasma to beat thermodynamics in CO<sub>2</sub> dissociation. *Faraday Discuss.*, 183:233–248, 2015.
- [8] Mette Mikkelsen, Mikkel Jorgensen, and Frederik C Krebs. The teraton challenge. A review of fixation and transformation of carbon dioxide. *Energy Environ. Sci.*, 3:43–81, 2010.
- [9] Constandinos M. Mitsingas, Rajivasanth Rajasegar, Stephen Hammack, et al. High Energy Efficiency Plasma Conversion of CO<sub>2</sub> at Atmospheric Pressure Using a Direct-Coupled Microwave Plasma System. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, 44(4):651–656, 2016.
- [10] Masaharu Tsuji, Takeshi Tanoue, Kousuke Nakano, and Yukio Nishimura. Decomposition of CO<sub>2</sub> into CO and O in a Microwave-Excited Discharge Flow of CO<sub>2</sub>/He or CO<sub>2</sub>/Ar Mixtures. *Chem. Lett.*, 30(1):22–23, 2001.
- [11] Annemie Bogaerts and Gabriele Centi. Plasma Technology for CO<sub>2</sub> Conversion: A Personal Perspective on Prospects and Gaps. *Front. Energy Res.*, 8, 2020.

- [12] Antonius Indarto, Dae Ryook Yang, Jae-Wook Choi, et al. Gliding arc plasma processing of CO<sub>2</sub> conversion. *J. Hazard. Mater.*, 146(1):309–315, 2007.
- [13] Weizong Wang, Danhua Mei, Xin Tu, and Annemie Bogaerts. Gliding arc plasma for CO<sub>2</sub> conversion: Better insights by a combined experimental and modelling approach. *Chem. Eng. J.*, 330:11–25, 2017.
- [14] Li Li, Hao Zhang, Xiaodong Li, Jingying Huang, et al. Magnetically enhanced gliding arc discharge for CO<sub>2</sub> activation. *J. CO<sub>2</sub> Util.*, 35:28–37, 2020.
- [15] Hao Zhang, Li Li, Xiaodong Li, Weizong Wang, et al. Warm plasma activation of CO<sub>2</sub> in a rotating gliding arc discharge reactor. *J. CO<sub>2</sub> Util.*, 27:472–479, 2018.
- [16] Marleen Ramakers, Georgi Trenchev, Stijn Heijkers, Weizong Wang, et al. Gliding Arc Plasmatron: Providing an Alternative Method for Carbon Dioxide Conversion. *ChemSusChem*, 10(12):2642–2652, 2017.
- [17] Antonin Berthelot and Annemie Bogaerts. Modeling of plasma-based CO<sub>2</sub> conversion: lumping of the vibrational levels. *Plasma Sources Sci. and Technol.*, 25(4):045022, 2016.
- [18] Tomas Kozak and Annemie Bogaerts. Evaluation of the energy efficiency of CO<sub>2</sub> conversion in microwave discharges using a reaction kinetics model. *Plasma Sources Sci. Technol.*, 24(1):015024, 2014.
- [19] A Fridman. *Plasma Chemistry*. Cambridge University Press, 2008.
- [20] E K Scott. The manufacture of nitrates from the atmosphere. *Journal of the Royal Society of Arts*, 60, 1912.
- [21] N Balcon, N Benard, P Braud, A Mizuno, G Touchard, and E Moreau. Prospects of airflow control by a gliding arc in a static magnetic field. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 41:205204, 09 2008.
- [22] T W Myers and W C Roman. Survey of investigations of electric arc interactions with magnetic and aerodynamic fields, 1966.
- [23] N Desaulniers-Soucy and J-L Meunier. Study of magnetically rotating arc stability using fluctuations in voltage, velocity and emission line intensity. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 28:2505–2513, 12 1995.
- [24] S P Gangoli, A F Gutsol, and A A Fridman. A non-equilibrium plasma source: Magnetically stabilized gliding arc discharge: I. Design and diagnostics. *Plasma Sources Sci. Technol.*, 19:065003, 10 2010.
- [25] S P Gangoli, A F Gutsol, and A A Fridman. A non-equilibrium plasma source: Magnetically stabilized gliding arc discharge: II. Electrical characterization. *Plasma Sources Sci. Technol.*, 19:065004, 10 2010.
- [26] H Zhang, C Du, A Wu, Z Bo, J Yan, and X Li. Rotating gliding arc assisted methane decomposition in nitrogen for hydrogen production. *Int. J. Hydrogen Energy*, 39:12620–12635, 08 2014.

- [27] H Zhang, G Trenchev, X Li, Y Wu, and A Bogaerts. Multi-dimensional modelling of a magnetically stabilized gliding arc plasma in argon and CO<sub>2</sub>. *Plasma Sources Sci. Technol.*, 29(4):045019, 2020.
- [28] Z Feng, N Saeki, T Kuroki, M Tahara, and M Okubo. Magnetic-field-assisted gliding arc discharge plasma for surface modification. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, 39:2846–2847, 11 2011.
- [29] Fridman, A. *Plasma Chemistry*. Cambridge University Press, 2008.
- [30] Jing-Lin Liu, Hyun-Woo Park, Woo-Jae Chung, and Dong-Wha Park. High-Efficient Conversion of CO<sub>2</sub> in AC-Pulsed Tornado Gliding Arc Plasma. *Plasma Chem. Plasma Process.*, 36(2):437–449, 2015.
- [31] Seong Cheon Kim, Mun Sup Lim, and Young Nam Chun. Reduction Characteristics of Carbon Dioxide Using a Plasmatron. *Plasma Chem. Plasma Process.*, 34:125–143, 2013.
- [32] T Nunnally, K Gutsol, A Rabinovich, A Fridman, A Gutsol, and A Kemoun. Dissociation of CO<sub>2</sub> in a low current gliding arc plasmatron. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 44(27):274009, 2011.
- [33] R D Blevins. *Flow induced vibration*. Krieger Publishing company, 2001.
- [34] Y Raizer. *Gas Discharge Physics*. Springer-Verlag, 1991.
- [35] Y D Korolev, O B Frants, N V Landl, V G Geyman, and A I Suslov. Parameters of a positive column in a gliding glow discharge in air. *Phys. Plasma*, 24(10):103526, 2017.
- [36] Y D Korolev, O B Frants, V G Geyman, et al. Low-Current "Gliding Arc" in an Air Flow. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, 39(12):3319–3325, 2011.
- [37] Y D Korolev, O B Frants, N V Landl, A V Bolotov, and V O Nekhoroshev. Features of a near-cathode region in a gliding arc discharge in air flow. *Plasma Sources Sci. Technol.*, 23(5):054016, 2014.
- [38] St Kolev and A Bogaerts. Similarities and differences between gliding glow and gliding arc discharges. *Plasma Sources Sci. Technol.*, 24(6):065023, 2015.
- [39] J F Klein and Y Y Winograd. Electric arc stabilization in crossed convective and magnetic fields. *AIAA J.*, 7:1699–1703, 10 1969.
- [40] M D Cowley. A boundary layer model for balanced arcs. Technical report, Fluid Mechanics Lab., Massachusetts Institute of Technology, 1967.
- [41] C J Buczek, R J Freiberg, P P Chenausky, and R J Wayne. Magnetic stabilization of the plasma column in flowing molecular lasers. *Proc. IEEE*, 59:659–667, 04 1971.
- [42] A M Essiptchouk, L I Sharakhovsky, and A Marotta. A new formula for the rotational velocity of magnetically driven arcs. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 33:2591–2597, 10 2000.