



**СОФИЙСКИ УНИВЕРСИТЕТ "СВ. КЛИМЕНТ ОХРИДСКИ"**  
**ФИЗИЧЕСКИ ФАКУЛТЕТ**

**ДИМИТЪР ТОДОРОВ ТОДОРОВ**

**РАЗРЯДИ ВЪВ ВОДОРОД КАТО ИЗТОЧНИЦИ НА  
ОТРИЦАТЕЛНИ ВОДОРОДНИ ЙОНИ**

**АВТОРЕФЕРАТ**

на дисертация за получаване на  
образователната и научна степен "доктор"

Професионално направление:

4.1. Физически науки (Физика на плазмата и газовия разряд)

Научен ръководител  
проф. дфн Антония Шиварова

Научен консултант  
гл. ас. д-р Цветелина Паунска

София, 2016

Дисертационният труд е обсъден и одобрен за защита от Катедрения съвет на катедра "Радиофизика и електроника" на Физическия факултет на СУ "Климент Охридски", състоял се на 29.11.2016 г.

Дисертационния труд съдържа 134 страници, 72 фигури и 7 таблици. Цитирани са 147 литературни източника.

Докторантурата е редовна към катедра "Радиофизика и електроника" на Физическия факултет на СУ "Св. Климент Охридски".

Изследванията по дисертацията са проведени в Лабораторията по Физика на плазмата и газовия разряд към Физическия факултет на СУ "Климент Охридски".

Защитата на дисертационната работа ще се състои на ..... от ..... часа в зала А415 на Физическия факултет, СУ "Климент Охридски", София, бул. Джеймс Баучър №5. Материалите по защитата са на разположение на интересувашите се в библиотеката на Физическия факултет на СУ "Св. Климент Охридски", София, бул. Джеймс Баучър №5, сграда А и на сайта на Физическия факултет.

## Актуалност на темата

Разработването и изучаването на източниците на отрицателни водородни йони – започнало през 70-те години на миналия век и продължаващо с активни изследвания и понастоящем – е тясно свързано със стремежа на човечеството за използване на управляемия термоядрен синтез като най-мощна възможност за решаване на енергийния проблем на Земята. В тази сложна задача, йонните източници намират място в системите за допълнително нагряване на плазмата със снопове от неутрални частици, в установките за термоядрен синтез от тип "токамак". Сравнение с другите методи за допълнително нагряване на плазмата например чрез високочестотни (ВЧ) електромагнитни вълни (на резонансите на електронната и йонна циклотронна честоти), най-ефективен е именно този за нагряване на плазмата със снопове от неутрални високоенергетични атоми. Ето защо в строящия се в момента международен експериментален токамак ITER (International Thermonuclear Experimental Reactor) и на DEMO (DEMONstration Power Plant) – експерименталната термоядрена електроцентрала, планирана за 2050 година) решението е да се използват източници на отрицателни водородни йони, тъй като те успяват да осигурят необходимата енергия на снопа.

В дисертацията са разгледани два източника на отрицателни водородни йони: SPIDER (Source for the Production of Ions of Deuterium Extracted from Radio frequency plasma), и матричен източник. SPIDER, който се разработва в Consorzio RFX е пълномощен източник за системата за допълнително нагряване на плазмата в ITER чрез снопове от високоенергетични неутрални атоми. Той е многокамерен източник, основаващ се на индуктивни разряди с цилиндрична намотка. Негов прототип е източника BATMAN (Bavarian Test Machine on Negative ions), разработван в Института по физика на плазмата Макс-Планк в Гархинг. Той е двукамерен източник, който първо е разработван с оглед на оптимизирането на обемното създаване на отрицателните йони, чрез дисоциативно прилепване на електрон към вибрационно възбудена водородна молекула. Тъй като екстрахираните токове от отрицателни йони не достигат изискванията за ITER, той е преобразуван в източник с повърхнинно създаване на йоните, чрез добавяне на цезий. Внасянето на ВЧ мощност е в първата камера, като във втората камера е областта на плазмено разширение. В източници с такава конфигурация и при ниско налягане, потоците определят пространствената структура на разряда.

Вторият източник на отрицателни водородни йони е на обемно създаване на отрицателните водородни йони. Концепцията му се основава на нелокалността – основна характеристика на разрядите при ниско налягане, където потоците управляват поведението на разряда. Отрицателните йони се натрупват ефективно в областта с максимум на плазмения потенциал, вследствие на потока им в постоянното електрично поле. Натрупването на йоните нараства с намаляване на радиуса. Източникът предствалява матрица от индуктивни разряди с малък радиус и плоска намотка.

С оглед на изясняване на физиката в споменатите по-горе източници в дисертацията са разработени модели на източник с конфигурацията на SPIDER и единичният разряд на матричният източник.

## Цел и задачи на дисертацията

Изследванията върху режима и пространственото разпределение на плазмените параметри във ВЧ източници на отрицателни водородни йони с локализирано внасяне на ВЧ мощност и при ниско налягане, оформиха и целта на дисертацията: **определяне на начина на формиране и на изява на режима на неамбиполярност в цялостната структура на разряд при ниско налягане и с локализирано внасяне на ВЧ мощност, включително и върху пространственото разпределение на неутралите при различни газоразрядни условия.**

Конкретната формулировка на задачите по дисертацията е:

1. Създаване на двумерен флуиден модел на източник с конфигурацията на SPIDER и определяне: (а) на режима на разряда, (б) на пространственото разпределение на плазмените параметри на разряд при постоянно налягане и в проток на газа и (в) на влиянието на промяната във внесената ВЧ мощност върху структурата на разряда. Целта е описание на плазмата в обема на източник с такава конфигурация и не включва отчитане на магнитен филтър и област на повърхнинно създаване на отрицателните йони в областта на извличането им, които уточняват конструкцията на SPIDER като източник на повърхнинно-създавани отрицателни йони.
2. Установяване на режима на поддържане на разряди при ниско налягане и локализирано внасяне на мощност – режим на неамбиполярност.
3. Анализ – чрез създаване на двумерни флуидни модели на единичен елемент на матричен източник на отрицателни водородни йони – на: (а) поведението на разряд при постоянно налягане и в проток и (б) начина на описание в модела на внесената в разряда ВЧ мощност (чрез създаване на самосъгласуван модел на разряда).

## Съдържание на дисертацията

Дисертацията се състои от увод и четири глави.

Глава 1 е Литературен обзор на въпроси, свързани с изследванията в дисертацията. Глави от 2 до 4 представят изследвания по всяка една от задачите в дисертацията.

## Кратко изложение на дисертацията

Глава 2 на дисертацията представя теоретични изследвания [A1], разчупващи основите на класическите представи за поддържането на разрядите при ниско налягане, а именно идеята за амбиполярното поле като постоянно електрично поле в разряда, формирано въз основа на равенство на потоците на електроните и йоните ( $\Gamma_e = \Gamma_i$ ). Тези представи за поведението на разряда се основават на едномерни (1D) модели, с

пространствено постоянна електронна температура ( $T_e = \text{const.}$ ), което е основание за валидност на Болцманово разпределение на електронната концентрация, със съвпадащи позиции на максимумите на плътността на плазмата ( $n_{\text{max}}$ ) и на плазмения потенциал ( $\Phi_{\text{max}}$ ). Последното води до извод за противоположни по посока дифузионен ( $\Gamma_e^d = -D_e \nabla n$ ) и дрейфов ( $\Gamma_e^c = -b_e n_e \mathbf{E}_{\text{dc}}$ ) електронни потоци, единият ( $\Gamma_e^d$ ) – насочен от центъра към стените на разряда, а другият ( $\Gamma_e^c$ ) – към центъра на разряда, където са максимумите на  $n_e$  и  $\Phi$ . Разликата на тези два потока води, при слаб превес на  $\Gamma_e^d$  над  $\Gamma_e^c$ , в крайна сметка (при включване и на предположение за диелектрични стени) до електронен поток  $\Gamma_e$ , равен на йонния ( $\Gamma_e = \Gamma_i$  – и двата ( $\Gamma_e$  и  $\Gamma_i$ ), насочени към стените). От равенството на  $\Gamma_e$  и  $\Gamma_i$  следва и изводът за амбиполярното поле като постоянно електрично поле в разряда [1].

Но съвременните източници, разработвани с оглед на плазмените технологии [2], както и изследваните в дисертацията източници [3-5], разработвани като източници на отрицателни водородни йони (източници с конфигурацията на двукамерния източник BATMAN и многокамерния SPIDER, както и индуктивните разряди с плоска намотка) са с локализирано внасяне на ВЧ мощност – още повече в пристенната област на разряда, т.е. извън областта, където е максимумът на електронната концентрация. Това означава максимум на електронната температура  $T_e$  в областта на внасяне на ВЧ мощност и пространственото ѝ изменение в разряда със спад в областта на плазмено разширение, т.е. не е в сила предположението за пространствено постоянна електронна температура  $T_e$ , върху което се гради класическата схема за амбиполярно поле в разряда [1]. Явява се необходимост от изграждане на нова схема за поддържане на разряда – режим на неамбиполярност в разряда, за който е споменато и в [6-8]. Важни моменти във формирането на режима на неамбиполярност са посочените в [6], възникване на соленоидален вихров поток  $\Gamma = \Gamma_e - \Gamma_i$  (като разлика на електронния и йонен потоци), което означава протичане на постоянен ток във ВЧ разряд, и приноса на този поток към формирането на постоянно електрично поле в разряда:

$$\mathbf{E}_{\text{dc}} = \mathbf{E}_{\text{amb}} - \frac{\Gamma}{(b_e + b_i)n}, \quad (1)$$

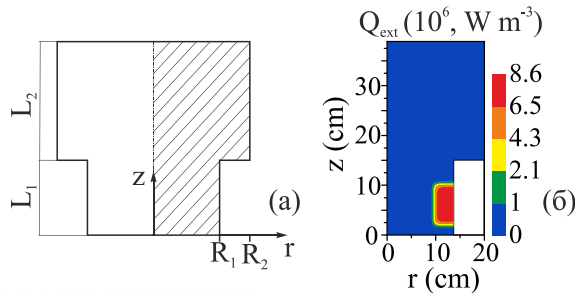
където при отчитане и на термодифузионния поток на електроните, амбиполярното поле се явява във вида

$$\mathbf{E}_{\text{amb}} = -\frac{D_e - D_i}{b_e + b_i} \frac{\nabla n}{n} - \frac{D_e^T}{b_e + b_i} \frac{\nabla T_e}{T_e}. \quad (2)$$

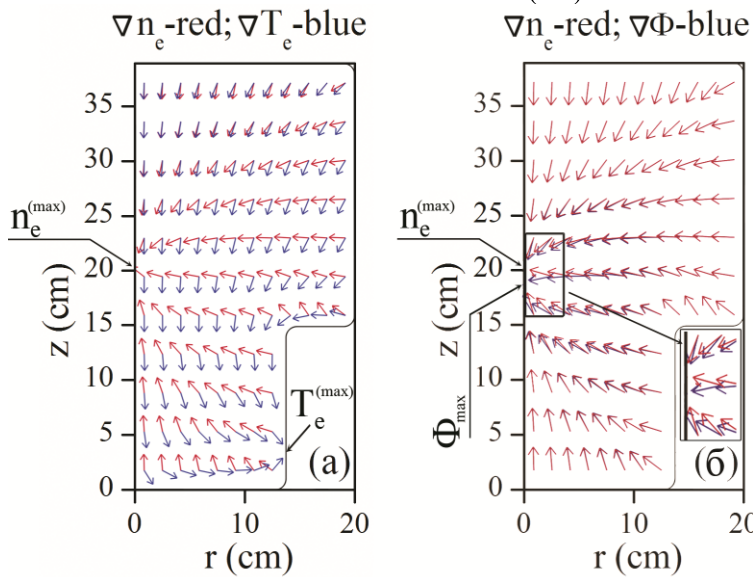
В (2)  $b_\alpha$  и  $D_\alpha$  са подвижности и коефициенти на дифузия на електроните и йоните, а  $D_e^T$  е коефициента на термодифузия ( $D_e^T = D_e$ ). Изразът (1) показва, че  $\mathbf{E}_{\text{dc}} \neq \mathbf{E}_{\text{amb}}$ , т.е. че амбиполярното поле  $\mathbf{E}_{\text{amb}}$  не се явява като постоянно електрично поле в разряда. Съществен момент от предишните изследвания [9] е и установяване на причината за вихров характер на насочената скорост на електроните, а именно: непаралелност на градиентите на електронната концентрация и температура ( $\nabla n_e \times \nabla T_e \neq 0$ ).

Въпросите, които остават "открити" и на които се търси отговор чрез представеното в тази глава изследване са: (а) за необходимостта от поява на потока  $\Gamma$  ( $\Gamma = \Gamma_e - \Gamma_i$ ), (б) за начина на възникването му и (в) за последствията от възникването му по отношение на структурата и поведението на разряда. Отговорът на тези въпроси води до формулиране на изложените по-долу основни характеристики на режима на неамбиполяриност.

Изводите са направени въз основа на двумерен (2D) модел на разряд във водород в източник с конфигурацията на източника ВАТМАН [3]: двукамерен източник, основаващ се на индуктивен разряд с цилиндрична намотка (Фиг. 1(а)). Внасянето на ВЧ мощност е в пристенната област на първата камера (Фиг. 1(б)), където е поставена намотката. Там е и максимумът на електронната температура  $T_e$ , докато поради спада на електронната концентрация  $n_e$  към стените на източника, максимумът ѝ е на оста на разряда. Отместването един спрямо друг на максимумите на  $n_e$  и  $T_e$  означава, че градиентите им не са паралелни (т.е.  $\nabla n_e \times \nabla T_e \neq 0$  (Фиг. 2(а)).



Фиг. 1. (а) Схематично представяне на двукамерен плазмен източник с цилиндрична симетрия. Половината от източника (защрихованата област) е областта на моделиране; (б) Представена е внесената ВЧ мощност в разряда.



Фиг. 2. Представяне на посоката на  $\nabla n_e$  (в червено) заедно с тази на  $\nabla T_e$  (а) и  $\nabla \Phi$  (б), и двете в синьо; позициите на максимумите на  $n_e$ ,  $T_e$  и  $\Phi$  са отбелязани на фигурите.

Тъй като  $b_i \ll b_e$  и  $D_i \ll D_e$ , амбиполярното поле  $\mathbf{E}_{amb}$  (2), получено от равенството на потоците на електроните и йоните, може да се представи във вида:

$$\mathbf{E}_{amb} \cong -\frac{1}{en_e} \nabla(nT_e). \quad (3)$$

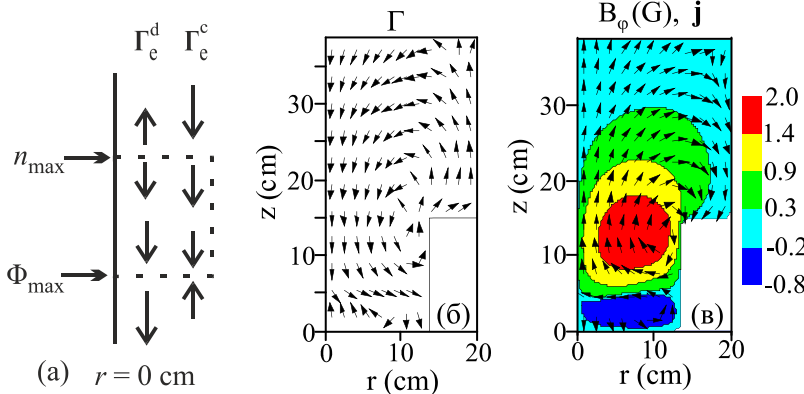
При  $T_e = const.$ ,  $\mathbf{E}_{amb}$  е консервативно, което позволява въвеждането на плазмения потенциал  $\Phi$  ( $\mathbf{E}_{amb} = -\nabla\Phi$ ) – основна характеристика, наред с  $T_e$  и  $n_e$ , на разряда. Но при  $T_e \neq const.$ , при това, както е в случая с  $\nabla n_e \times \nabla T_e \neq 0$ , амбиполярното поле  $\mathbf{E}_{amb}$  (3) е

вихрово, неконсервативно ( $\nabla \times \mathbf{E}_{\text{amb}} \neq 0$ ). От друга страна при стационарни условия от  $\partial \mathbf{B} / \partial t = 0$  следва, че  $\nabla \times \mathbf{E}_{\text{dc}} = 0$ , т.е. постоянното електрично поле в разряда  $\mathbf{E}_{\text{dc}}$  трябва да е консервативно ( $\mathbf{E}_{\text{dc}}$  трябва да е потенциално поле  $\mathbf{E}_{\text{dc}} = -\nabla \Phi$  с  $\Phi$  – плазмен потенциал в разряда). Ново отместване на позиции на максимуми – този път на потенциала  $\Phi$  и на електронната концентрация  $n_e$  (Фиг. 2(б)), откъдето следва  $\nabla n_e \times \nabla \Phi \neq 0$ , води – чрез появата на потока  $\Gamma = \Gamma_e - \Gamma_i$  (с  $\Gamma_e \gg \Gamma_i$ ) – до консервативност на постоянното електрично поле  $\mathbf{E}_{\text{dc}}$  в разряда.

Както бе коментирано, при съвпадащи позиции на  $\Phi_{\text{max}}$  и  $n_{\text{max}}$ , дифузионния  $\Gamma_e^d$  и конвективния  $\Gamma_e^c$  потоци на електроните са противоположни по посока. С отместване на позициите на  $n_{\text{max}}$  и  $\Phi_{\text{max}}$  в областта между тях  $\Gamma_e^d$  и  $\Gamma_e^c$  са в една и съща посока (както е илюстрирано на Фиг. 3(а)). Това обуславя електронен поток  $\Gamma_e$ , много по-голям от йонния ( $\Gamma_e = \Gamma_e^d + \Gamma_e^c \gg \Gamma_i$ ). При това, поради  $\nabla n_e \times \nabla \Phi \neq 0$ ,  $\Gamma_e$ , който е във вида

$$\Gamma_e = -b_e n_e \mathbf{E}_{\text{dc}} - D_e \nabla n_e - D_e^T \frac{n_e}{T_e} \nabla T_e, \quad (4)$$

а оттам – и  $\Gamma$ , са вихрови потоци ( $\nabla \times \Gamma_e \neq 0$  и  $\nabla \times \Gamma \neq 0$ ), затварящи се в обема на плазмата (Фиг. 3(б)).



Фиг. 3. (а) Схематично представяне на посоката на аксиалните компоненти на дифузионния и конвективния потоци на оста на разряда в областта около максимумите  $n_{\text{max}}$  и  $\Phi_{\text{max}}$  на концентрацията на електроните и на плазменния потенциал в случая, когато техните позиции са отместени; (б) Резултат за вихровия поток  $\Gamma = \Gamma_e - \Gamma_i$  в обема на разряда; (в) пространствено разпределение на постоянното магнитно поле, самоиндуцирано в разряда от тока  $\mathbf{j} = -e\Gamma$ , показан чрез стрелките.

Ако се върнем към израза (1) за  $\mathbf{E}_{\text{dc}}$ , получен от  $\Gamma = \Gamma_e - \Gamma_i$ , виждаме, че постоянното електрично поле в разряда е сума от две вихрови полета –  $\mathbf{E}_{\text{amb}}$  и полето (втория член отдясно), свързано с потока  $\Gamma$ . Вихровият характер на  $\mathbf{E}_{\text{amb}}$  се дължи на  $\nabla n_e \times \nabla T_e \neq 0$  (т.е. на отместени максимуми на  $n_e$  и  $T_e$ ), а този на  $\Gamma$  – на  $\nabla n_e \times \nabla \Phi \neq 0$  (т.е. на отместени максимуми на  $n_e$  и  $\Phi$ ). Условието за консервативност на  $\mathbf{E}_{\text{dc}}$  (1) (т.е. условието, осигуряващо валидност на  $\nabla \times \mathbf{E}_{\text{dc}} = 0$ ) е:

$$\frac{b_e}{e} (\nabla n \times \nabla T_e) = \nabla \times \Gamma + \Gamma \times \frac{\nabla n}{n}. \quad (5)$$

Следователно условието (5) осигурява консервативност на постоянното електрично поле (1) чрез компенсиране на вихровия характер на  $\mathbf{E}_{\text{amb}}$  (2) от вихровия характер на  $\Gamma$ .

От горните разсъждения следват още два извода. Първият показва, че Болцмановото разпределение при  $T_e \neq \text{const.}$ , и отместени позиции на  $n_{\text{max}}$  и  $\Phi_{\text{max}}$  не е валидно. Вторият извод е, че не самата термодифузия, е причината за вихровия характер

на  $\mathbf{E}_{\text{amb}}$ , а пространственото изменение на  $D_e = T_e/(m_e v_e)$ . (Ротацията на члена с  $D_e^T$  в (2) е нула.)

Има още един – много съществен – извод, произтичащ от начина на формиране на режима на неамбиполярност. Наличието на поток  $\Gamma$  означава протичане на постоянен ток  $\mathbf{j} = -e\Gamma$  с вихров характер във ВЧ разряд. От това следва, че в разряда се самоиндуцира постоянно магнитно поле (Фиг. 3(в)), т.е. без прилагане на външно магнитно поле плазмата е замагнитена.

Ако се върнем на въпросите, поставени по-рано, като цел на изследванията в тази глава, то отговорът на тях е: (а) появата на потока  $\Gamma$  е с оглед на формиране на консервативно постоянно поле в разряда, (б) възникването на потока  $\Gamma$  е вследствие на отместване на позициите на максимумите  $n_{\text{max}}$  и  $\Phi_{\text{max}}$  на електронната концентрация и на потенциала на постоянното електрично поле в разряда, което прави невалидно предположението за Болцманово разпределение на електронната концентрация и, (в) появата на  $\Gamma$  обуславя постоянен вихров ток в обема на разряда, с което – поради индуцираното от този ток магнитно поле – плазмата е замагнитена без прилагане на външно магнитно поле.

Както вече бе споменато, изложените по-горе основни характеристики на режима на неамбиполярност са илюстрирани тук чрез резултати от двумерен (2D) модел на разряд във водород, поддържан в източник с конфигурацията на ВАТМАН (Фиг. 1(а)). Източникът се основава на индуктивен разряд с цилиндрична намотка, като внасянето на ВЧ мощност е симулирано със супер-Гаусов профил ( $Q_{\text{ext}}$ , Фиг. 1(б)). Моделът е двумерен, представящ резултати в  $(r-z)$ -равнината. Разрядът е във водород, като частиците в модела са: електрони ( $\alpha = e$ ), трите вида положителни йони ( $\alpha = j$ , с  $j = 1, 2, 3$ , съответно за  $\text{H}^+$ ,  $\text{H}_2^+$  и  $\text{H}_3^+$ -йони), водородни атоми  $\text{H}$  ( $\alpha = a$ ) и молекули  $\text{H}_2$  ( $\alpha = m$ ).

Изследван е стационарният режим на разряда. Изходната система уравнения включва уравнението за баланса на заредените частици ( $\alpha = e, j$ ) и на водородните атоми ( $\alpha = a$ )

$$\nabla \cdot \Gamma_{\alpha} = \frac{\delta n_{\alpha}}{\delta t}, \quad (6)$$

уравнението за баланса на енергията на електроните

$$\nabla \cdot \mathbf{J}_e = Q_{\text{ext}} - e\Gamma_e \cdot \mathbf{E}_{\text{dc}} + I_e^{\text{coll}}, \quad (7)$$

уравнението на Поасон (за определяне на постоянното електрично поле в разряда, независимо от условието за равенство на потоците на електрони и йони):

$$\Delta \Phi = -\frac{e}{\epsilon_0} \left( \sum_j n_j - n_e \right), \quad (8)$$

закона на Ампер

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j} \quad (9)$$



за получаване на магнитното поле  $\mathbf{B}$ , самоиндуцирано от тока  $\mathbf{j} = -e\mathbf{\Gamma}$  ( $\mathbf{\Gamma} = \mathbf{\Gamma}_e - \mathbf{\Gamma}_i$  с  $\mathbf{\Gamma}_i = \sum_{j=1}^3 \mathbf{\Gamma}_j$ ), протичащ в разряда, както вече бе коментирано в предишната част, и уравнението за налягането на газа

$$p = \kappa_B T_g (n_a + n_m). \quad (10)$$

В (6) – (10),  $n_\alpha$  и  $\mathbf{\Gamma}_\alpha$  са плътността и потока на частиците,  $\mathbf{J}_e$  е потока на енергия на електроните,  $e$ ,  $\epsilon_0$ ,  $\mu_0$  и  $\kappa_B$  са съответно, елементарният заряд, диелектричната и магнитната проницаемост на вакуума и константата на Болцман;  $p$  и  $T_g$  са налягането на газа и газовата температура. Процесите, включени в създаването и загубите на частици  $\delta n_\alpha / \delta t$  са като в [10]: йонизация на атоми и молекули, дисоциация на молекули и молекулни йони, създаване на  $\text{H}_3^+$ -йони от  $\text{H}_2^+$ -йони при удар с молекули и тяхната дисоциативна рекомбинация. Отчетените загуби на енергия на електрони при удари  $I_e^{\text{coll}}$  са също като в [10].

Представянето на резултатите е в следната последователност. Най-напред резултати за постоянен ток в разряда доказват формирането на режима на неамбиполярност. След това е показано модифицирането на пространствената структура на разряда, дължащо се на постоянното магнитното поле, индуцирано от протичащия в разряда ток. И в двата случая разрядът е при налягане  $p = 2.25 \text{ mTorr}$ .

Първоначално системата уравнения, която се решава, включва (6) – (8) и (10), т.е. законът на Ампер не е включен в изходната система. Подвижностите ( $b_j^{\text{eff}}$ ) и коефициентите за дифузия ( $D_j^{\text{eff}}$ ) в потока на йоните

$$\mathbf{\Gamma}_j = b_j^{\text{eff}} n_j \mathbf{E}_{\text{dc}} - D_j^{\text{eff}} \nabla n_j \quad (11)$$

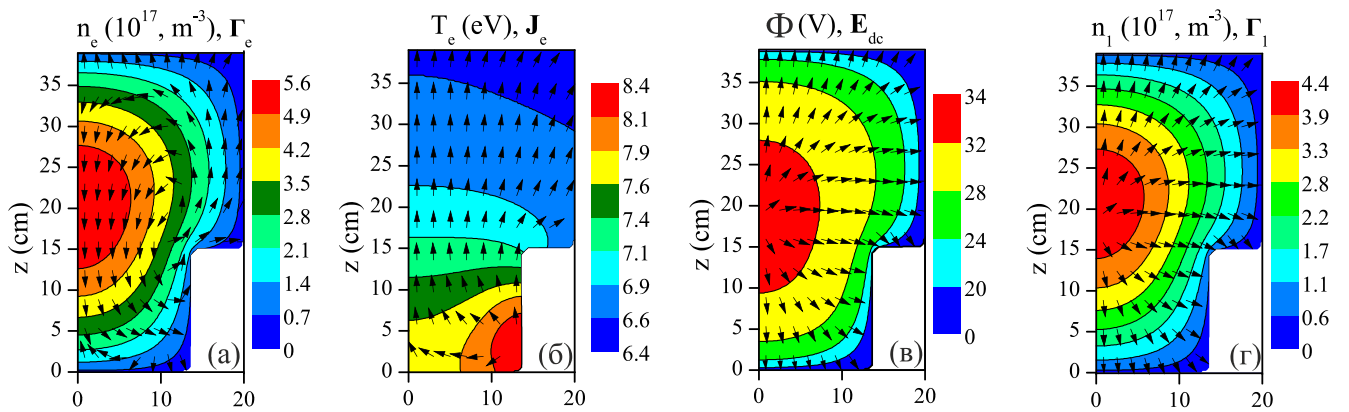
са дефинирани с ефективни честоти на удари [11]. Потокът на енергия на електроните

$$\mathbf{J}_e = -\chi_e \nabla T_e + \frac{5}{2} T_e \mathbf{\Gamma}_e \quad (12)$$

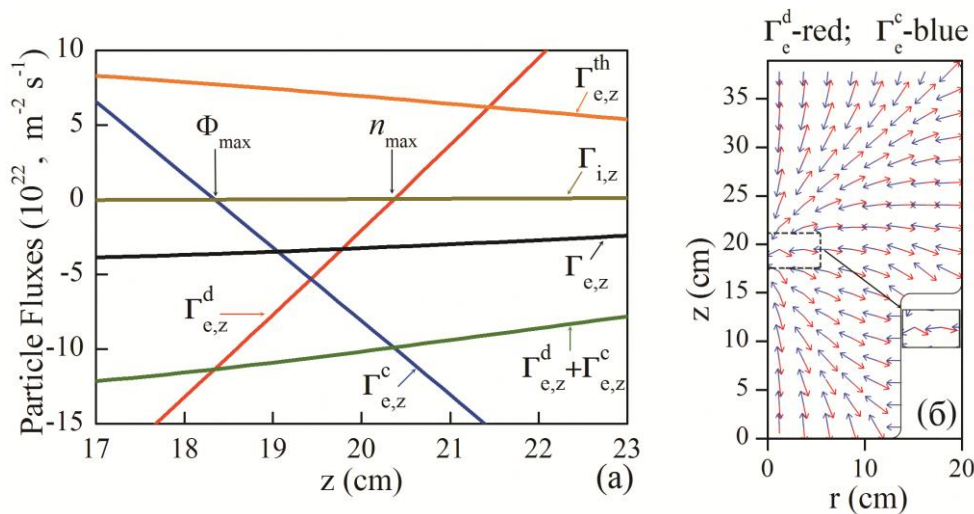
включва топлинния и конвективен потоци;  $\chi_e$  е коефициента на топлопроводност. Граничните условия [12] са за потоците на стените и азимутална симетрия на оста ( $r = 0$ ). Потенциала на постоянното поле е нула на стените ( $\Phi^{\text{wall}} = 0$ ).

Пространственото разпределение на получените плазмени параметри (Фиг. 4) се явява с отместени максимуми на концентрацията и температурата на електроните: максимумът на електронната температура е в първата камера (Фиг. 4(б)), в областта на внасяне на ВЧ мощност, а на концентрацията – във втората камера на източника (Фиг. 4(а)). Това означава непаралелни градиенти на  $n_e$  и  $T_e$  (Фиг. 2(а)). Максимумът на плазмения потенциал също е във втората камера (Фиг. 4(в)), но отместен от позицията на  $n_{\text{max}}$ , както е показано на Фигура 2(б), където са дадени градиентите на  $n_e$  и  $\Phi$ .

Отместените позиции на  $n_{e,\text{max}}$  и  $T_{e,\text{max}}$  са предпоставка за проява на режима на неамбиполярност (т.е. индикация за това, че амбиполярното електрично поле е вихрово, непотенциално). Отместените позиции на  $n_{e,\text{max}}$  и  $\Phi_{\text{max}}$  показват начина на възстановяване на постоянното електрично поле в разряда като консервативно – чрез появата на потока  $\mathbf{\Gamma} = \mathbf{\Gamma}_e - \mathbf{\Gamma}_i$ .



Фиг. 4. Пространствено разпределение на концентрацията (а) и температурата (б) на електроните, на плазмения потенциал (в) и на плътността на  $H^+$ -йоните (г). Стрелките в (а), (б) и (г) представят посоката на потоците: на електронния поток  $\Gamma_e$  (а), на потока на енергия на електроните  $J_e$  (б) и на потока  $\Gamma_i$  на  $H^+$ -йоните (г); стрелките във (в) показват посоката на постоянното електрично поле  $E_{dc}$ .



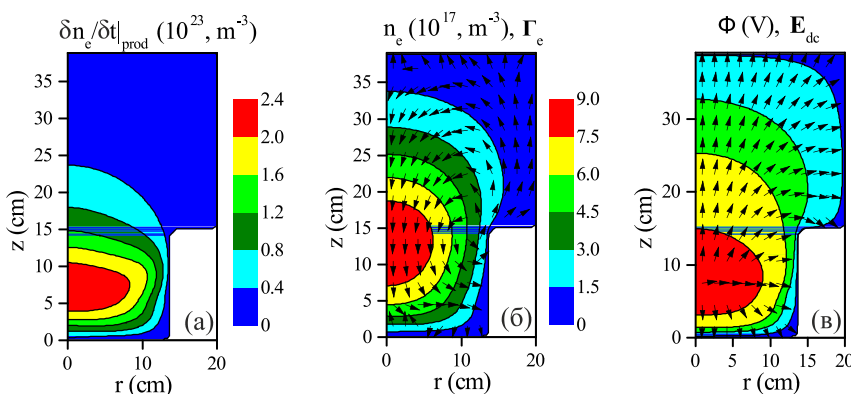
Фиг. 5. (а): Резултати за аксиалните компоненти на оста на разряда на електронния поток  $\Gamma_{e,z}$  и неговите съставлящи (дифузионен  $\Gamma_{e,z}^d$  и конвективен  $\Gamma_{e,z}^c$  потоци, сумата им  $\Gamma_{e,z}^d + \Gamma_{e,z}^c$  и на термо-дифузионен поток  $\Gamma_{e,z}^{th}$ ), както и на йонния поток  $\Gamma_{i,z}$ . (б): Посока на електронния дифузионен и конвективен потоци; областта, където  $\Gamma_{e,z}^d$  и  $\Gamma_{e,z}^c$  не са с противоположни посоки е отбелязана на фигурата.

Докато потоците на йоните (Фиг. 4(г), където е показан потокът на  $H^+$ -йоните – йоните с най-висока концентрация) следват посоката на постоянното електрично поле (Фиг. 4(в)), потокът на електроните е с вихрова структура (Фиг. 4(а)). Потоците на електроните и йоните се различават не само по посока, но и по големина:  $\Gamma_e \gg \Gamma_i$  (Фиг. 5(а)) и поради това  $\Gamma = \Gamma_e - \Gamma_i \approx \Gamma_e$  е със същата вихрова структура, като тази на потока  $\Gamma_e$  (Фиг. 4(а)). В допълнение, резултатите, показани на Фиг. 5(а), потвърждават ориентациите на посоките на аксиалните компоненти на  $\Gamma_e^d$  и  $\Gamma_e^c$  в областта около  $n_{max}$  и  $\Phi_{max}$ , илюстрирана на Фиг. 3(а): извън областта между позициите на  $n_{max}$  и  $\Phi_{max}$  аксиалните компоненти на  $\Gamma_e^d$  и  $\Gamma_e^c$  са в противоположни посоки, докато в тази област са в една и съща посока. Термодифузионният поток е в противоположна посока на сумата на  $\Gamma_e^d$  и  $\Gamma_e^c$ -потоците, но тъй като е по-малък не оказва влияние нито на посоката

на пълния поток на електроните  $\Gamma_e$ , нито на съотношението му ( $\Gamma_e \gg \Gamma_i$ ) спрямо йонния поток.

Представените досега резултатите представят ВЧ разряд с постоянен ток в него – вихров ток в  $(r-z)$ -равнината. Това означава, че се индуцира постоянно магнитно поле в азимутално направление (Фиг. 3(в)). Нека сега да видим как това – самоиндуцирано в разряда – магнитно поле влияе върху поведението на разряда. Отново търсим пространственото разпределение на плазмените параметри в  $(r-z)$ -равнината. Тъй като магнитното поле е азимутално, и двете направления ( $r$  и  $z$ ) на движение на електроните са напречни на магнитното поле. Предполага се (което е потвърдено и от резултатите), че йоните не са замагнитени. Сега вече се решава пълната система от уравнения (6)-(10), включваща и закона на Ампер. Тъй като не отчитаме  $(\mathbf{E} \times \mathbf{V})$ - и диамагнитния дрейфове на електроните, потокът на електроните и потока на енергията им е в същия вид като ((4) и (12)), но с модифицирани подвижност и коефициенти на дифузия, термодифузия и топлопроводност [1]. Приложеното гранично условие за нулева стойност на магнитното поле на стените е в съответствие с нулевата стойност на потенциала на електричното поле там.

Самоиндуцираното магнитно поле  $\mathbf{V}$  е много слабо (под 2 G, Фиг. 3(в)), но тъй като налягането е ниско, отношението  $\Omega_e/\nu_e$  ( $\Omega_e$  е електронната циклотронна честота), е голямо, изменяйки се до стойност 6.5 в обема на разряда. Това определя силно влияние на  $\mathbf{V}$  върху структурата на разряда. Както може да се очаква, максимумът на магнитното поле е в централната област на вихъра на  $\Gamma$ -потока ( $\Gamma = \Gamma_e - \Gamma_i$ ). Поради намаления – от магнитното поле  $\mathbf{V}$  – коефициент на топлопроводност, температурата на електроните във втората камера не може да поддържа ефективна йонизация там, за разлика от предишния случай, когато не се отчиташе влиянието на магнитното поле. В резултат на това създаването на заредени частици е преди всичко в първата камера на източника (Фиг. 6(а)). Това води до отместване на  $n_{e,max}$  от втората (Фиг. 4(а)) към първата камера (Фиг. 6(б)). Максимумът на потенциала на постоянното електрично поле е също в първата камера (Фиг. 6(в)). Въпреки че промяната в структурата на разряда показва основните тенденции, характерни за плазма във външно магнитно поле, т.е. подтисната нелокалност, поради силното изменение на самоиндуцираното магнитно поле в обема на разряда, поведението тук е доста по-сложно от това на плазма в хомогенно външно магнитно [13].



Фиг. 6. Пространствено разпределение на създаването на електроните (а), концентрацията им (б), както и на плазменния потенциал (в) с отчитане на самоиндуцираното магнитно поле. Стрелките на (б) и (в) представят съответно посоката на  $\Gamma_e$ -потока и на електричното поле.

Във връзка с неамбиполярността на потоците и на постоянното електрично поле в разряда, както във връзка и със самоиндуцираното магнитно поле възниква въпросът за валидността на концепцията за режима на амбиполярна дифузия. Възникването на потока  $\Gamma$  само по себе си не изменя схемата, по която се достига до извода за амбиполярната дифузия при условие, че подвижностите на електроните и йоните нямат пространствени изменения. Причина за такива изменения може да бъде пространственото изменение на електронната температура и на самоиндуцираното магнитно поле, които, както показахме, са налице. Освен това поради възникването на постоянно магнитно поле възниква въпросът и за възможни аналогии с дифузията на Саймън [14]. Така че въпросът за амбиполярната дифузия остава открит. Обаче, тъй като разглежданията и в останалите части на дисертацията не са в това приближение, този въпрос остава извън обсега ѝ.

В заключение, тази глава на дисертацията представя същността и начина на формиране на нов режим на газовите разряди при ниско налягане, а именно – режим на неамбиполярност. Същността му е – неамбиполярно електрично поле в разряда. Установено е, че появата на този режим се налага от това, че отместени позиции на максимумите на електронната концентрация и температура и непаралелност на градиентите им превръща амбиполярното електрично поле във вихрово, неконсервативно поле. Потокът  $\Gamma$  ( $\Gamma = \Gamma_e - \Gamma_i$ ), разлика от потоците на електроните и йоните, се явява начин за формиране на консервативно постоянно електрично поле в разряда: консервативността му е резултат от две взаимно-компенсиращи се вихрови полета – амбиполярното поле и поле, свързано с потока  $\Gamma$ . Показан е и начинът на формирането на потока  $\Gamma$  – чрез отместване на позициите на максимумите на електронната концентрация и на плазмения потенциал. Това означава неприложимост на Болцмановото разпределение на електронната концентрация. Показано е и следствието от появата на потока  $\Gamma$  и свързания с него постоянен ток, а именно – появата на самоиндуцирано в разряда постоянно магнитно поле, при това – със силно влияние върху пространствената структура на разряда. По този начин в режим на неамбиполярност плазмата се явява замагнитена без да е приложено външно магнитно поле.

**Глава 3** представя теоретични изследвания [A2, B1, B2, B1, Г1, Г2], свързани с източника на отрицателни водородни йони SPIDER [4], разработван с оглед на системите за допълнително нагряване на плазмата в токамака ITER.

Както източникът BATMAN, така и SPIDER се основава на индуктивен разряд с цилиндрична намотка. SPIDER е многокамерен източник, конструкцията му включва 8 камери (индуктивни разряди), където се внася ВЧ мощност, и голяма по обем камера обща за целия източник (Фиг. 7(a)), която е обем на плазмено разширение. В противоположния край (спрямо 8-те малки камери) на общата камера е системата за извличане на отрицателните йони. Източникът е с повърхнинно създаване на йоните. Поддържането на разряда е в режим на проток. Подаването на газа е през отвори на оста

на малките камери. В контакт с плазмата е първия електрод на извличащата система (плазменния електрод).

Външните параметри, зададени за конструкцията на SPIDER, и съответно използвани в моделите в Глава 3 са ВЧ приложена мощност (800 kW за целия източник, по 100 kW вложена в отделните малки камери) и работа при ниско налягане ( $p = 0.3 \text{ Pa}$ , т.е.  $p = 2.25 \text{ mTorr}$ ). Всъщност, тъй като разрядът е в режим на проток на газа, зададен е входния поток на молекулярния водород. Зададена е и пропускателната способност на извличащата система – 0.154. Зададени са, разбира се, и всички размери на източника.

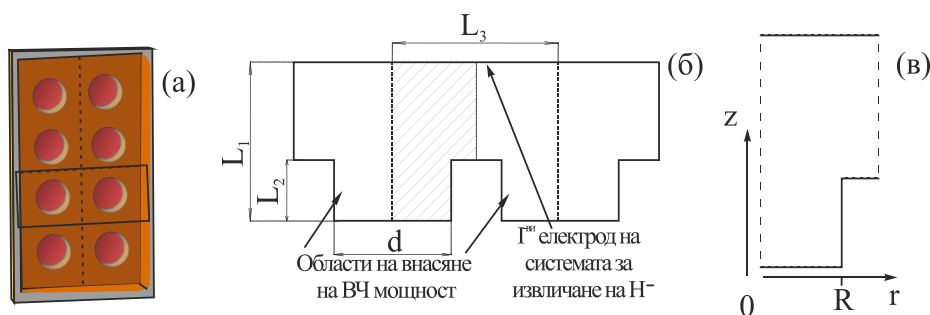
Цел на теоретичните изследвания в тази Глава е определяне на структурата и механизмите на поддържане на разряда въз основа на резултати за пространственото разпределение на плазмените параметри и на потоците в разряда. Целта не е модел на източника SPIDER, а модел за описанието на плазмата в източник с такава конфигурация, с оглед на изводи за общи характеристики на разряда: механизми на поддържането му, режим на разряда и ролята на неутралите.

Във връзка с определяне на механизмите на поддържане на разряда, акцент в изследването са резултатите за потоците на частиците, които показват, че разрядът е в условия на силна нелокалност – потоците на частиците (и на енергията им) определят пространственото разпределение на плазмените параметри. Анализирани са и режимът на разряда в източника. Установено е, че разрядът е в режим на неамбиполярност – режима, установен в Глава 2.

Съществени акценти в представените тук теоретични изследвания са създаване на модел на разряд в режим на проток и включване на динамиката на неутралите в описанието на поведението на разряда. Установено е, че режимът на проток води до пространствено изменение на налягането на газа в обема на разряда. Детайлното описание на поведението не само на заредените частици, но и на неутралите (водородни атоми и молекули) и на пространственото разпределение на характеристиките им (температура и концентрация) в източници от типа на SPIDER е необходимо да се постигне, тъй като SPIDER е източник с повърхнинно създаване на отрицателните йони. Отчетени са и повърхнинните процеси на стените (отражение и преобразуване на частици и топлинна акомодация).

Разработването на представените модели се основава на флуидната теория на плазмата. Пълната система уравнения за описание на разряда включва уравнения за непрекъснатост и движение на всички видове частици в разряда (електрони, трите вида положителни йони  $\text{H}^+$ ,  $\text{H}_2^+$  и  $\text{H}_3^+$ , водородни атоми  $\text{H}$  и молекули  $\text{H}_2$ ), уравненията за баланса на енергията на електроните, на атомите и на молекулите, уравнението на Поасон и закона на Ампер. Изследванията включват и влиянието върху структурата на разряда на внесената в разряда ВЧ мощност. В опростения случай на модел на разряд при постоянно налягане, газовата температура (една и съща за атоми и молекули) е външен параметър. Поради това системата уравнения не включва баланса на енергията на атомите и молекулите, а концентрацията на молекулите се определя от уравнението за състоянието, където налягането е също външен параметър.

Поради сложната конструкция на източника SPIDER – 8 камери, свързани с голяма по обем обща камера (Фиг. 7(а)), пълното описание на разряда в него изисква тримерен (3D) модел. Но поради сложността на задачата и необходимостта от значителни компютърни ресурси се налага да бъдат направени някои опростявания – задачата е сведена до разработване на двумерен (2D) модел. На Фиг. 7(б) е представен в двумерен вид разглежданата в модела област на източника: две съседни камери за внасяне на ВЧ мощност с прилежащите им области от общата камера. Поради симетрията на оста на единична камера и на равнината между две съседни области от общата камера, областта на моделиране (Фиг. 7(в)) е половината от единична камера за внасяне на ВЧ мощност и прилежащата ѝ област от общата (голяма по обем) камера. От двете възможности за опростяване на конфигурацията – цилиндрична и планарна геометрия е избрана цилиндрична, тъй като тя описва коректно областта на внасяне на ВЧ мощност, а за общата камера може да се предположи, че плавните изменения на плазмените параметри в нея обхващат и областите, които не се покриват от модела.

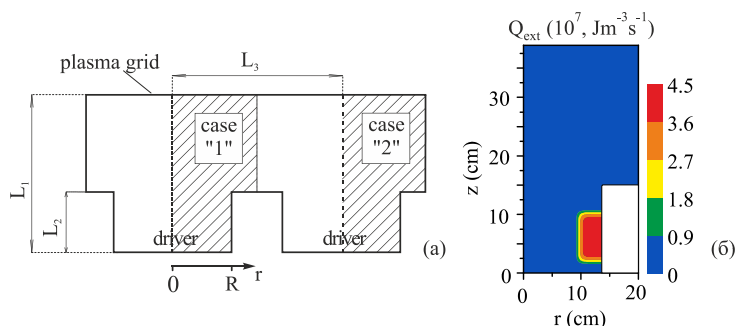


Фиг. 7. Схематично представяне на източника SPIDER (а), разглежданата в модела област от него (б) и областта на моделиране (в) (с пунктир са отбелязани границите, на които са наложени условия за симетрия, а с пълтни линии – тези, с гранични условия за метални стени).

Друго опростяване в моделите, разгледани в тази Глава, е начина на описание на внасянето на ВЧ мощност в разряда. Електродинамичното описание, което един самосъгласуван модел включва, тук е заменено със симулиране на профила на внесената ВЧ мощност: в случая с двумерен супер-Гаусов профил. Реалната конструкция на SPIDER включва външно магнитно поле (за "охлаждане" на електроните) в областта в близост до плазмения електрод, където е повърхнинното създаване на отрицателните йони и прилагане на различен от нула потенциал на плазмения електрод. Тези фактори, уточняващи специфики в конструкцията на SPIDER не са отчитани.

Представените тук изследвания на структурата и поведението на разряда са проведени в следната последователност. Най-напред е моделът на разряд при постоянно налягане. В този модел са разгледани двата случая на възможни конфигурации на разряда в общата камера – плазмен обем, ограничена от стена, и плазмен обем, плавно преминаващ в аналогичен обем, принадлежащ към съседна малка камера. Най-голямата по обем в тази Глава е частта, която представя модела на разряд в проток, включващ динамиката на неутралите, и резултатите от него при две стойности – 21 kW и 100 kW – на внесената в единична малка камера ВЧ мощност. В последната част на тази Глава този модел е разширен с отчитане на самоиндуцираното в разряда постоянно магнитно поле, дължащо се – поради неамбиполярността в режима на разряда – на протичащия в него постоянен ток.

Първият етап на работата по моделиране на разряда е за двумерен (2D) модел на източника [Б1, Г2] на разряд при постоянно налягане, като избраните газоразрядни условия са планираните за SPIDER: налягане на газа  $p = 0.3$  Pa и внесена ВЧ мощност 100 kW. Тъй като моделът е за разряд при постоянно налягане, в описанието на разряда се акцентира върху поведението на заредените частици. Направените изводи са главно за ролята на потока на енергията на електроните за формиране на структурата на разряда.



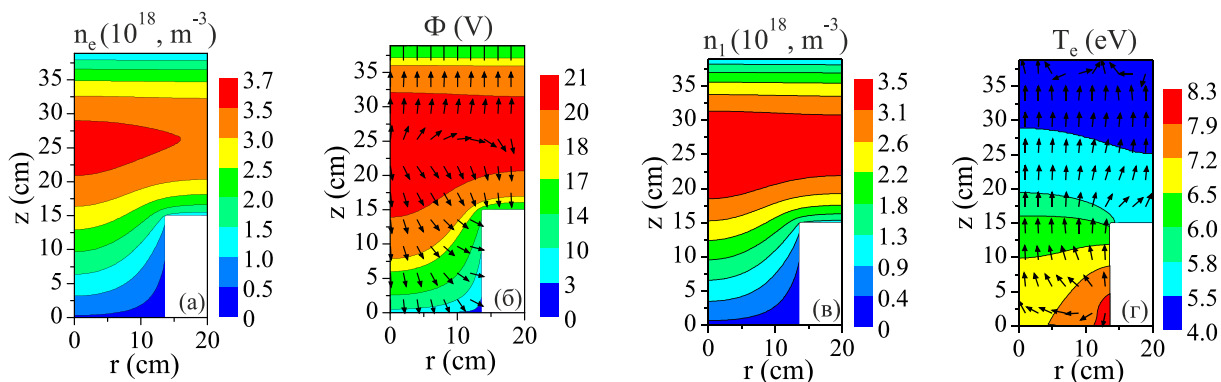
Фиг. 8. (а) Схематично представяне на областите на моделиране (част от конфигурацията на SPIDER) в двата разглеждани случая: с гранично условие за симетрия ("case 1") в голямата камера при  $r = R$ , означено с пунктир, и с гранично условие за метална стена при  $r = R$  (непрекъсната линия при  $r = R$ , "case 2"). (б) Представяне на внесената в разряда ВЧ мощност.

Поради конфигурацията на източника SPIDER, плазмата в голямата по обем камера (обща за всички области на внасяне на ВЧ мощност) е или плазмен обем, плавно преминаващ в аналогичен плазмен обем, принадлежащ на съседната малка камера (случай "1" на Фиг. 8(a)), или плазма, ограничена от метална стена (случай "2" на Фиг. 8(a)). За да се определи влиянието на стената, в тази част са разгледани и двата случая, така както са представени на Фиг. 8(a). Трябва да се отбележи, че разделянето на такива два случая е условно и твърде опростено, тъй като реално в конфигурацията на SPIDER (Фиг. 7(a)) всяка област от голямата камера, принадлежаща на дадена малка камера, включва и двата случая.

Поради ниската стойност на налягането на газа моделът е за разряд в режим на свободен пробег. Разгледаните в модела частици са: електрони ( $\alpha = e$ ), трите вида положителни водородни йони ( $\alpha = j$ , като  $j = 1, 2, 3$ , съответно за  $\text{H}^+$ ,  $\text{H}_2^+$ ,  $\text{H}_3^+$ -йоните) и водородните атоми ( $\alpha = a$ ) и молекули ( $\alpha = m$ ). Системата уравнения (3-6) и (10) включва уравненията за непрекъснатост на заредените частици и на водородните атоми, уравнението за баланса на енергия на електроните, уравнението на Поасон и уравнението за състоянието на идеален газ. Както и в Глава 2, потокът на електроните  $\Gamma_e$  е дрейфово-дифузионен, с отчитане на термодифузията, а потоците на йоните са с ефективни подвижности и коефициенти на дифузия [11].

Отчетените процеси за загуба и създаване на частици при удар са същите, като тези в Глава 2. Както вече бе посочено внасянето на ВЧ мощност в индуктивен разряд с цилиндрична намотка е симулирано със супер-Гаусов профил (Фиг. 8(б)). Граничните условия са за потоците на частиците и на енергията на електроните на стените (като в Глава 2) и за нулева стойност на плазмения потенциал там. На оста на разряда ( $r = 0$ ) и при  $r = R$  за случай "1" (Фиг. 8(a)) условията са за симетрия – нулеви стойности на потоците и на интензитета на постоянното електрично поле в разряда.

Резултатите, представени на Фиг. 9-11 са за стационарното състояние на разряда в случая на постоянно налягане  $p = 2.25 \text{ mTorr}$  ( $0.3 \text{ Pa}$ ) и внесена ВЧ мощност  $Q_{\text{ext}} = 100 \text{ kW}$  в единична малка камера на източника.



Фиг. 9. Пространствено разпределение на концентрацията на електроните (а), на плазмения потенциал (б), пространствено разпределение на концентрацията на атомните йони  $n_i$  (в) и на електронната температура (г) в случай "1". Стрелки на (б) показват посоката на постоянно електрично поле, а на (г) посоката на потока на енергия на електроните.

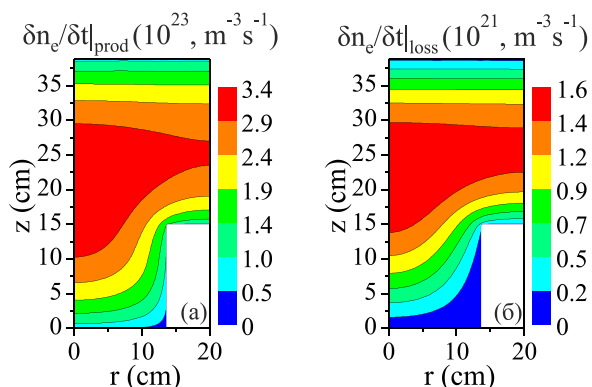
Фигури 9-10 представят резултатите, получени в случай "1" – плазмен обем в голямата камера, преминаващ в аналогичен плазмен обем, принадлежащ на съседната малка камера. Пространственото разпределение на концентрацията на електроните и на плазмения потенциал (Фиг. 9 (а) и (б)) са с максимуми в голямата по обем камера и слабо изменение в радиално направление там. Поради високата стойност на  $n_a$  и  $n_e$  в голямата по обем обща камера,  $\text{H}^+$ -йоните (Фиг. 9(в)) са йоните с най-висока концентрация и именно те (основно) поддържат квазинеутралността там. Тъй като  $n_m$  е с по-висока стойност в областта на внасяне на ВЧ мощност, максимумите на концентрациите на  $\text{H}_2^+$  и  $\text{H}_3^+$ - йоните са изместени към малката камера.

Поради локализираното внасяне на ВЧ мощност електронната температура е с максимум в областта на внасяне на ВЧ мощност, близо до стената на малката камера и намалява плавно към общата камера (Фиг. 9(г)). Поддържането на плазма извън областта на внасяне на ВЧ мощност се дължи на съществената роля на потоците, както е коментирано в [8]. Обаче тук максимумът на създаването на заредените частици (Фиг. 10(а)) е извън областта на внасяне на ВЧ мощност. Това означава, че потокът на енергия на електроните от областта на внасяне на ВЧ мощност (Фиг. 9(г)) поддържа достатъчно висока температура в голямата по обем обща камера, за осъществяване на процеси на йонизация там.

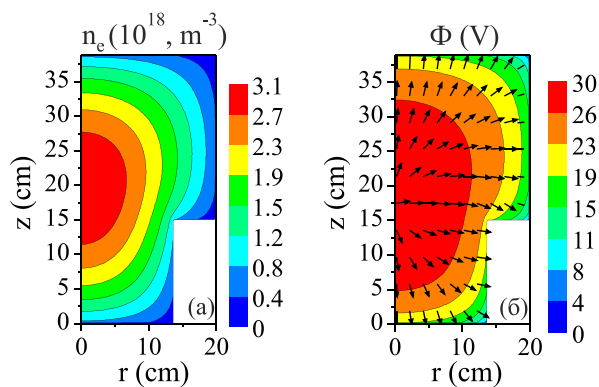
Фигура 11 показва резултатите за пространственото разпределение на концентрацията на електроните и на плазмения потенциал, получени в случай "2": плазмата в голямата по обем обща камера граничи със страничната стена на източника. Поради нарасналите загуби на заредени частици на стените, електронната температура  $T_e$  е малко по-висока, а концентрацията на електроните  $n_e$  (при еднакво  $Q_{\text{ext}}$ ) – малко по-ниска, с максимум изместен към областта на внасяне на ВЧ мощност. Концентрацията на електроните не е вече почти хомогенна в радиално направление (както на Фиг. 9(а)) и



пространственото разпределение на плазмените параметри, например плазмения потенциал (Фиг. 11(б)) показва добре формиран се пристенен слой.



Фиг. 10. Пространствено разпределение на локалното създаване на електроните (а) и техните загуби (б) в случай "1".



Фиг. 11. Пространствено разпределение на концентрацията на електроните (а) и на плазмения потенциал (б) в случай "2".

С повишаване на налягането на газа в резултат на намалените загуби на заредени частици на стените при по-високото налягане ( $p = 10$  mTorr, показано в дисертацията) поддържането на разряда е при по-ниска електронна температура. Тъй като вложената ВЧ мощност е същата, концентрацията на електроните се повишава, а максимумът ѝ се отмества в областта на внасяне на ВЧ мощност. В тази област е и максимумът на потенциала на постоянно електрично поле  $\Phi$ .

Този начален етап на моделиране на разряд в източник с конфигурацията на SPIDER представя двумерен флуиден модел на разряд при постоянно налягане. Основният извод е за нелокалност в поддържането на разряда, дължаща се на локализираното внасяне на ВЧ мощност. Но докато предишните изследвания за разряди с локализирано внасяне на ВЧ мощност показват поддържане на разряда извън тази област в резултат на потоци от заредени частици, получените тук резултати показват, че плазмата извън областта на внасяне на ВЧ мощност може да се поддържа в резултат на йонизация, осигурена от поток на енергия на електроните от областта на внасяне на ВЧ мощност. Резултатите от разгледаните тук две конфигурации на разряд извън областите на внасяне на ВЧ мощност в многокамерен източник показват как видът на загубите на частици на стените влияят върху структурата на разряда, т.е. върху поведението на плазмата в обема на разряда.

Вторият етап от изследванията върху поведението на разряда в източник с конфигурацията на SPIDER е представения модел [A2, Г1] на разряд в режим на проток на газа, със зададен входен поток на молекулен водород (със стойност – тази, планирана за SPIDER) и изходен поток на атоми и молекули, определен от прозрачността на плазменния електрод (стойността на прозрачността на електрода е също тази, предвидена за конструкцията на SPIDER). Свързано с режима на проток на разряда е и отчитането в модела на динамиката на неутралите (водородни атоми и молекули), осъществено чрез включване в изходната система уравнения на уравненията им за непрекъснатост, движение и баланс на енергията им, както и чрез включване в граничните условия на процесите на отражение и преобразуване на частици на стените и на обмен на енергия

със стените. Това води до изграждане на картина на поведението на разряда, съдържаща не само взаимодействия от вида на удари за възбуждане на неутрали и за създаване на заредени частици, но и взаимодействия от вида на обмен на импулс и енергия, включително и между атоми и молекули. Режимът на проток определя и пространствено разпределение на налягането на газа в обема на разряда. Получените резултати са не само за пространственото разпределение на плазмените параметри, но и за потоците на всички видове частици и на енергията на частиците. Обяснението на изградената – от пространственото разпределение на концентрацията и температурата на частиците – структура на разряда е въз основа на анализ на потоците (и на отделните компоненти на всеки от потоците).

Разгледана е и ролята за формиране на структурата на разряда на приложената ВЧ мощност [B1] и на самоиндуцираното, като следствие от режима на неамбиполярност, постоянно магнитно поле [B2].

Първо ще се спрем на влиянието на динамиката на неутралите върху структурата на разряда в източник с конструкцията на SPIDER. Двумерният флуиден модел, представен в първата част на Глава 3 е разширен, като вместо предположението за постоянно налягане се решават уравненията за непрекъснатост и движение на водородните атоми и молекули и за баланса на енергията им. Изразът за пълния поток на неутралите, включен в уравнението им за непрекъснатост (6), при пренебрегване на инерционния член в уравнението за движение е

$$\Gamma_{\alpha} = \Gamma_{\alpha}^d + \Gamma_{\alpha}^{td} + \Gamma_{\alpha}^{coll} \quad (13)$$

където в допълнение към дифузионния ( $\Gamma_{\alpha}^d = -D_{\alpha} \nabla n_{\alpha}$ ) и термодифузионен ( $\Gamma_{\alpha}^{td} = -(D_{\alpha}^T n_{\alpha} / T_{\alpha}) \nabla T_{\alpha}$ ) потоци се явява и поток, свързан с обмен на импулс при удар

$$\Gamma_{\alpha}^{coll} = n_{\alpha} \frac{\sum_{\beta} \mu_{\alpha\beta} \nu_{\alpha\beta} \mathbf{u}_{\beta}}{\sum_{\beta} \mu_{\alpha\beta} \nu_{\alpha\beta} + m_{\alpha} (\delta n_{\alpha} / \delta t) / n_{\alpha}}. \quad (14)$$

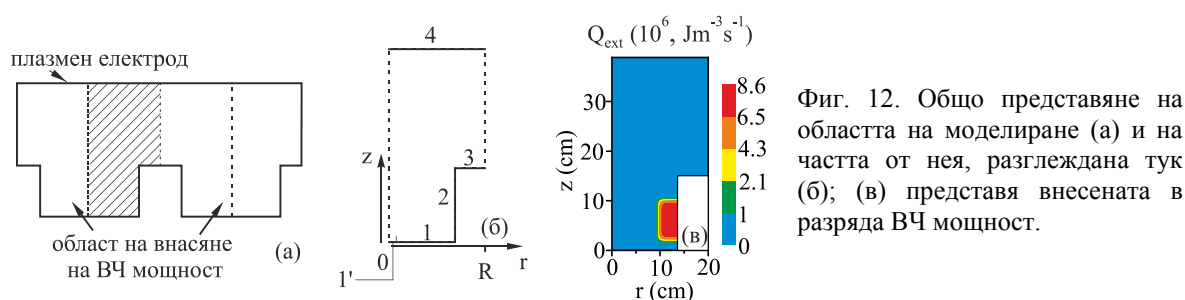
Коефициентите на дифузия и термодифузия са съответно  $D_{\alpha} = T_{\alpha} / (\sum_{\beta} \mu_{\alpha\beta} \nu_{\alpha\beta} + (m_{\alpha} (\delta n_{\alpha} / \delta t) / n_{\alpha}))$  и  $D_{\alpha}^T = D_{\alpha}$ .

Уравнението за баланса на енергията на неутралите, записано едновременно за атоми и молекули, е във вида

$$c_{\alpha} \frac{\partial(n_{\alpha} T_{\alpha})}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{J}_{\alpha} = I_{\alpha}^{coll} \quad (15)$$

където поради различните степени на свобода на атоми и молекули топлинния капацитет  $c_{\alpha}$  е с различни стойности – съответно  $c_a = 3/2$  и  $c_m = 7/2$ , за атоми и молекули, а включените в потока на енергията топлинен и конвективен потоци са във вида:  $\mathbf{J}_{\alpha}^{cond} = -\chi_{\alpha} \nabla T_{\alpha}$  и  $\mathbf{J}_{\alpha}^{conv} = (c_{\alpha} + 1) T_{\alpha} \Gamma_{\alpha}$  при  $\chi_{\alpha} = (c_{\alpha} + 1) n_{\alpha} D_{\alpha}$  – коефициент на топлопроводност. Промяната на енергията при удари  $I_{\alpha}^{coll} = I_{\alpha}^{el} + I_{\alpha}^{inel}$  включва еластични и нееластични удари, като членът, отчитащ еластичните удари, е в същия вид като в [1]. Отчетените удари са съответно: електрон с атом или молекула ( $e + H$  и  $e + H_2$ ), удар на

атомен йон с атом или молекула ( $H^+ + H$  и  $H^+ + H_2$ ), удар на молекулни йони с молекула ( $H_2^+ + H_2$  и  $H_3^+ + H_2$ ) и удар на атом с молекула ( $H + H_2$ ). С включените нееластични удари  $\delta n_\alpha / \delta t$  в (6) – йонизация на атоми и молекули, дисоциация на молекули и молекулни йони, създаване на  $H_3^+$ - йони чрез ( $H_2^+ + H_2$ )- удари и дисоциативна рекомбинация на  $H_3^+$ - йони – само атомите придобиват енергия при нееластични удари – при дисоциацията на молекули и молекулни йони и дисоциативната рекомбинация на  $H_3^+$ - йони.



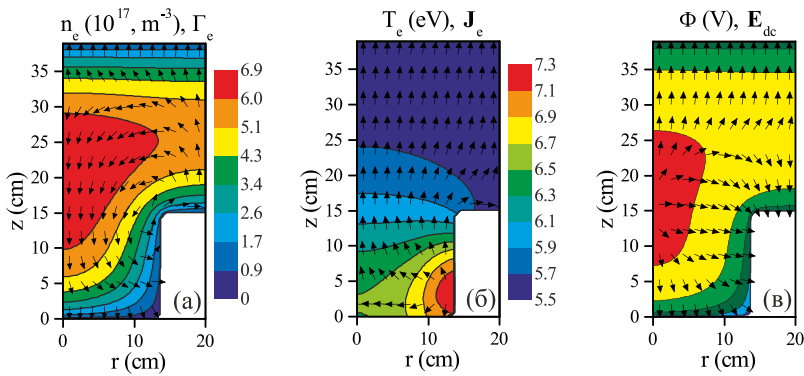
Фиг. 12. Общо представяне на областта на моделиране (а) и на частта от нея, разглеждана тук (б); (в) представя внесената в разряда ВЧ мощност.

Областта на моделиране е същата като тази на случай "1" от предишната част на тази Глава – половината от единична камера за внасяне на ВЧ мощност и прилежащата ѝ област от общата (голяма по обем) камера, граничеща с аналогичен обем, прилежащ към съседна малка камера (Фиг. 12(а) и (б)). Промяната в системата уравнения включва замяна на уравнението за състоянието (10) с уравнения за баланса (и движение) на водородните атоми и молекули и за баланса на енергията им. Уравненията (6)-(8) – за баланса на заредените частици, баланса на енергията на електроните и уравнението на Поасон остават в същия вид, но членът, отчитащ загубата на енергия на електроните при удари в уравнението за баланса на енергията им е доуточнен с отчитане на загуба на енергия не само на хаотичното, но и на насоченото движение.

Моделът отчита входния поток на газа (молекулен водород), подаван в основата на източника, и изходния поток на водородни атоми и молекули през плазмения електрод (Фиг. 12(б), стена "4"). В модела са включени още и процесите на стените (отражение и преобразуване на частици на стените и обмен на енергия с тях).

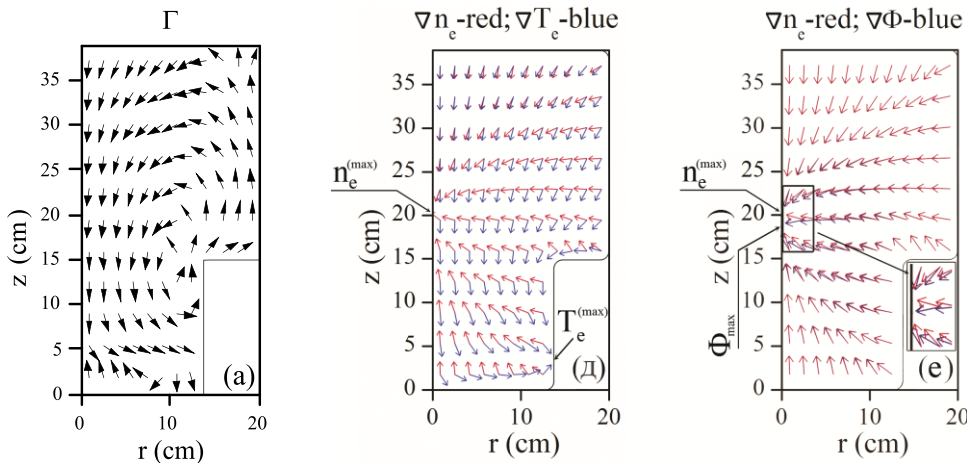
Входният поток на молекулен водород е през отвор с радиус 1 cm на оста на разряда, отбелязан с "1" на Фиг. 12(б). Пропускливостта на плазмения електрод, отбелязан с "4" на Фиг. 12(б), е със стойност 0.154, така както е планирано за източника SPIDER. Падащите потоци в граничните условия за неутралните частици при отворите на плазмения електрод удовлетворяват закона за запазване на масата. На оста на разряда ( $r = 0$ ) и при  $r = R$  (Фиг. 12(б)) са наложени условия за симетрия – нулеви стойности на нормалните компоненти на потоците на частиците и на потоците на енергията им.

Областта на моделиране е представена на Фиг. 12(б). Тъй като разрядът е в проток, то входният поток (а не налягането на газа) е входен параметър. Избраната стойност  $6 \text{ Pa m}^3 \text{ s}^{-1}$  – за входния поток на молекулен водород е от интервала стойности, разглеждани за източника SPIDER [4]. Представените резултати са получени при стойност 21 kW на абсорбираната в разряда ВЧ мощност. Допускането за стойност на температурата на стените на източника е  $T_w = 320 \text{ K}$ .



Фиг. 13. Пространствено разпределение на концентрацията (а) и температурата (б) на електроните и на плазмения потенциал (в). Стрелките показват посоката на: потоците на електронния поток  $\Gamma_e$  (а) и потока на енергия на електроните  $J_e$  (б) и посоката на постоянно електрично поле в разряда (в).

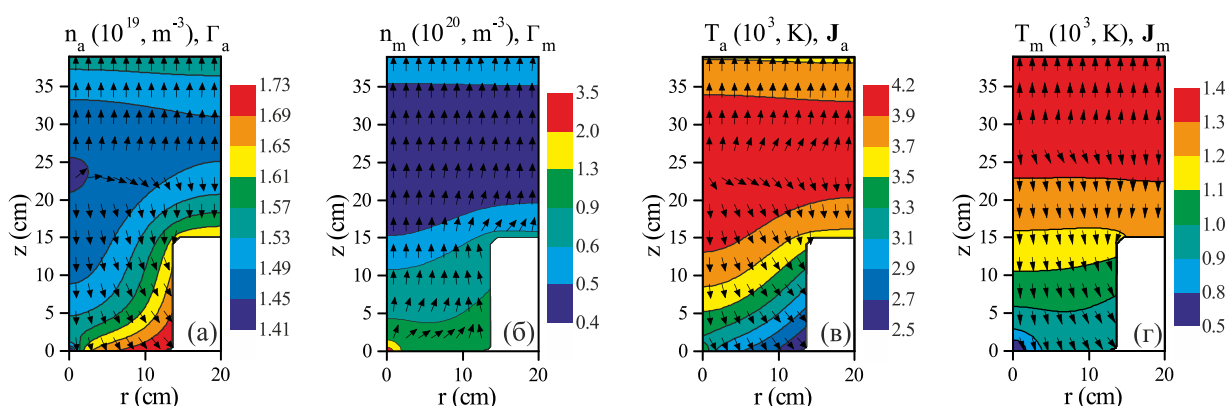
Изводите са за силна нелокалност в поведението на разряда при ниско налягане в източник с локализирано внасяне на ВЧ мощност, т.е. за определяща роля на потоците (не само на заредените частици, но и на неутралите) в изграждане на структурата му. Установеният режим на разряда е режим на неамбиполяричност – режим на разряд при ниско налягане с неамбиполярично постоянно електрично поле, чиито основи са подробно представени в Глава 2.



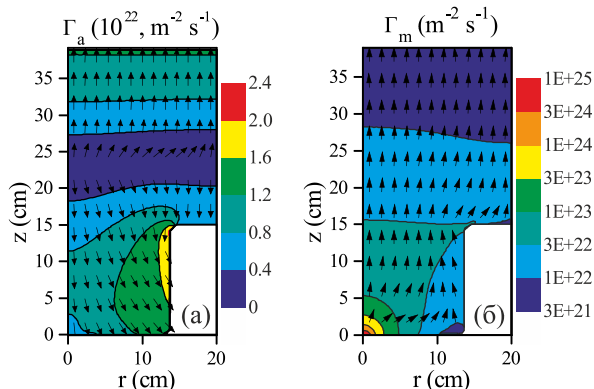
Фиг. 14. Представяне на по-соката на потока  $\Gamma = \Gamma_e - \Gamma_i$  (а), както и на посоките на градиентите на концентрацията и температурата на електроните (б) и на концентрацията на електроните и плазмения потенциал (в).

Анализът на резултатите показва, че пространствената структура и режимът на разряда се определят от потоците (на електроните и неутралните частици, както и на потоците на енергията им (Фиг. 13-16)). Акценти в изследването са режима на разряда – разряд в проток на газа, както и включване в описанието на разряда на динамиката на неутралите. Това са два взаимно свързани фактора, които водят до пространствено разпределение на налягането на газа вътре в разряда (Фиг. 17) и до определяне на взаимосвързани пространствени разпределения на концентрациите и температурата на неутралния газ (в случая поотделно на двете компоненти на неутралния газ – атоми и молекули (Фиг. 15)). Резултатите показват, че топлинен поток на електроните (Фиг. 13(б)) от областта на внасяне на ВЧ мощност осигурява йонизация, достатъчно голяма за формиране на максимум на концентрацията на електроните (Фиг. 13(а)) далече извън областта на внасяне на ВЧ мощност. Получените пространствени разпределения на температурата и концентрацията на всяка от неутралните компоненти на газа (Фиг. 15), които са също с отместени в различни части на източника максимуми, са резултат от взаимната връзка между поведение на атоми и молекули и връзката им с поведението на

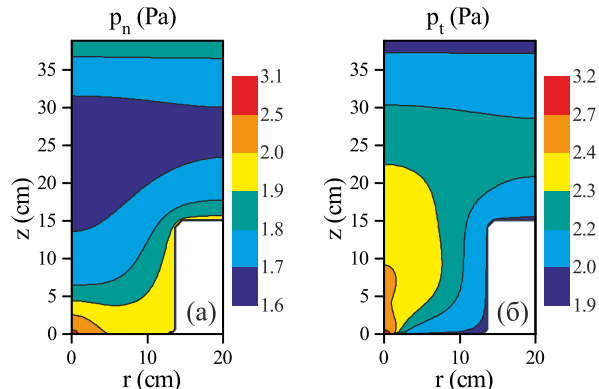
заредените частици. Придобиването на енергия от атомите и молекулите при удари определя пространственото разпределение на температурите им (Фиг. 15 (в) и (г)). Пространственото разпределение на концентрациите им е резултат от потоците (Фиг. 16): (а) термодифузионния поток на атомите с принос към него и на потока, дължащ се на обмен на импулс при удари води до тотален атомен поток насочен към стените (Фиг. 16(а)) и (б) тоталният поток на молекулите се формира от дифузионият и термодифузионият потоци и е насочен към стената с екстрахиращия електрод. Баланса на енергията на атомите показва, че загубите от топлинния и конвективния потоци се компенсират предимно при дисоциация на водородни молекули и при дисоциация и дисоциативна рекомбинация на йони. Еластичните удари на атоми с молекули са основния механизъм за нагряване на молекулите, загубите са предимно от топлинния поток.



Фиг. 15. Пространствено разпределение на концентрацията на водородните атоми (а) и молекули (б) и на температурите им, дадени в Келвин на (в) и (г). Стрелките на (а) и (б) представят посоката на потоците на частиците, а тези на (в) и (г) – потоците на енергията на атомите и молекулите.



Фиг. 16. Пространствено разпределение на големината на пълния поток на водородните атоми  $\Gamma_a$  на (а) и на водородните молекули  $\Gamma_m$  на (б). Със стрелки са дадени посоките на потоците.

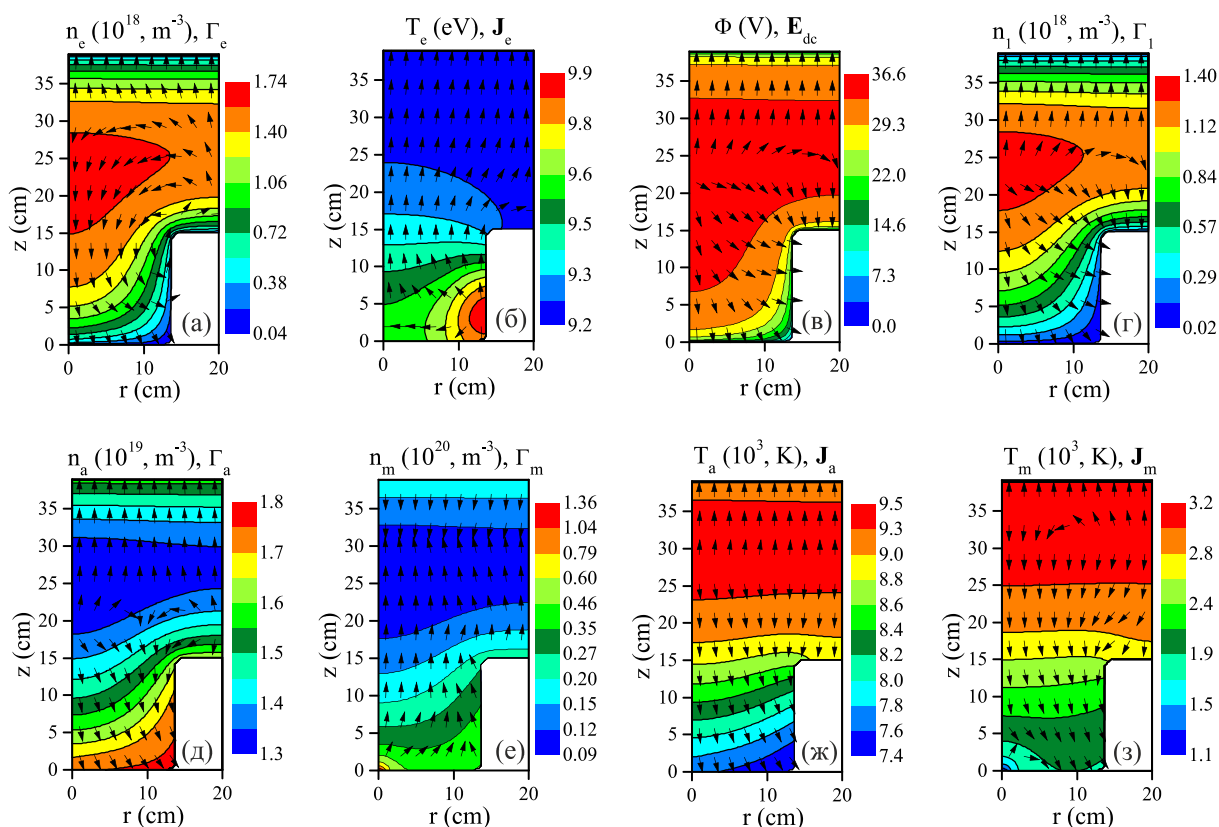


Фиг. 17. Пространствено разпределение на налягането на неутралите  $p_n = p_a + p_m$  (а) и на общото налягане  $p_t = p_n + p_e + \sum_{j=1-3} P_j$ .

Установеният режим на разряда е режим с неамбиполарно постоянно електрично поле на разряд при ниско налягане същия, като в Глава 2. На фигура 14 (а)-(в) са показани резултати от модела демонстриращи основните характеристики на режима на неамбиполарност, наличието на вихров поток  $\Gamma = \Gamma_e - \Gamma_i$  и непаралелни градиенти на електронната плътност и електронната температура и потенциала на постоянното поле.

Влиянието на внесената ВЧ мощност върху плазмените параметри и режима на разряда е следващата част от изследването. Представените резултати на Фигура 18 са за пространственото разпределение на плазмените параметри при мощност 100 kW (изискване за SPIDER). Те са за същия модел, с детайлно отчитане на неутралите и входен поток  $5.6 \text{ Pa m}^3 \text{ s}^{-1}$

Резултатите от модела показват, че направените досега изводи за режима на разряда са в сила: (а) в разряда се установява режим на неамбиполярност (разгледан подробно в Глава 2), с различни по големина потоци на електрони и йони и неамбиполярното електрично поле и (б) режимът на разряда е със силна изразена нелокалност – пространственото разпределение на плазмените параметри се определя от процесите на пренос на частици и енергия.



Фиг. 18. Пространствено разпределение на концентрацията (а) и температурата (б) на електроните, плазмения потенциал (в), концентрацията на йоните –  $\text{H}^+$  (г) и на концентрациите (д, е) и на температурите (ж, з) на водородните атоми и молекули. Стрелките на графиките, показващи концентрацията на частици, показват посоката на потоците им, а стрелките на графиките с температурите показват посоката на потоците на енергия; стрелките при (в) показват посоката на постоянното електрично поле  $\mathbf{E}_{dc}$ .

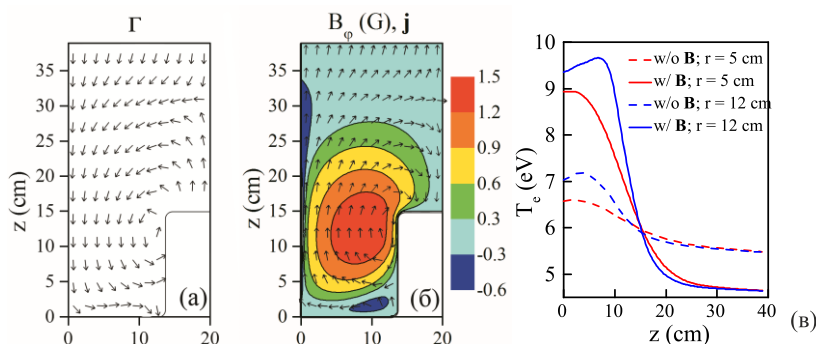
Анализът на влиянието на ВЧ мощност върху структурата на разряда, направен чрез сравнение с модела с внесена мощност 21 kW показва, че увеличаването на мощността не променя общите характеристики в поведението на разряда. Картината на пространственото разпределение на плазмените параметри не се променя (Фиг. 13, 15 и 16). Променят се стойностите им. Освен очакваното увеличаване на електронната концентрация (Фиг. 18(а)) с увеличаване на мощността, силно нарастват също електронната температура (Фиг. 18(б)) и температурата на атомите и молекулите,

съответно на Фиг. 18 (ж) и (з). Следователно, в допълнение към горните два извода за режима на разряда (режим на неамбиполярност със силно изразена нелокалност), на преден план излиза и извод за проява на обобщеното условие на Шотки [15] свързващо по самосъгласуван начин промените на електронната температура и концентрация.

Последно в Глава 3 се акцентира на режима на неамбиполярност, разширявайки модела при вложена ВЧ мощност 21 kW (модел, в който е включена динамиката на неутралите и процесите на стените) с отчитане на самоиндуцираното – от протичащия ток в разряда – постоянно магнитно поле. Всъщност представените в тази част резултати са разширение и на изследванията в Глава 2 върху режима на неамбиполярност чрез включване в модела и на динамиката на неутралите. Целта е да се провери дали и как режимът на неамбиполярност се отразява на поведението на неутралните частици. Както показват резултатите в Глава 2, самоиндуцираното магнитно поле оказва силно въздействие върху поведението на заредените частици, водейки – поради потиснатата от него нелокалност – до драстични промени в пространственото разпределение на параметрите им. Тъй като пространственото разпределение на характеристиките (плътност и температура) на неутралите (атоми и молекули) е самосъгласувано свързано с това на заредените частици (преди всичко – с електроните), то очакванията са, че отчитането на самоиндуцираното в разряда постоянно магнитно поле ще оказва съществено влияние върху пространственото разпределение на параметрите и на неутралите.

Към пълната система уравнения включва ((6)-(8)), е добавено уравнението на Ампер (9). Както бе споменато уравнението за състоянието (10) се заменя с уравненията за непрекъснатост и движение на водородните атоми и молекули (чрез пълния им поток (15)) и за баланса на енергията им (16).

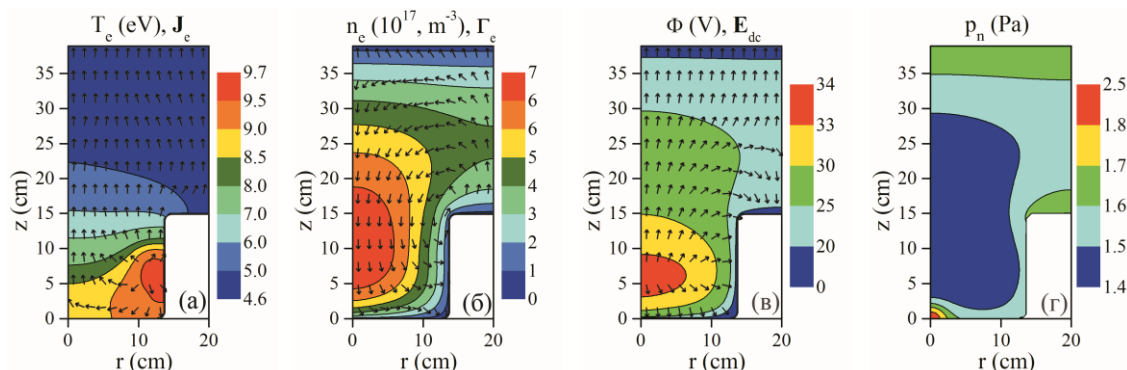
Тъй като съгласно разглежданията в Глава 2, самоиндуцираното магнитно поле е слабо и влияе само на електроните, и тук, само електроните се считат за замагнитени, отчитайки това в подвижността им и в коефициентите им на дифузия и термодифузия. Както в Глава 2, с оглед на представяне на резултати в по-ясен, макар и опростен вид, дрейфовете в магнитното поле (електричен и диамагнитен) не са отчитани.



Фиг. 19. (а) Посока на потока  $\Gamma$  ( $\Gamma = \Gamma_e - \Gamma_i$ ). (б): Пространствено разпределение на магнитно поле; стрелките показват посоката на плътността на тока  $\mathbf{j} = -e\Gamma$ . (в) Аксиални изменения на електронната температура при  $r = 5$  и 12 cm с и без отчитане на  $\mathbf{B}$ .

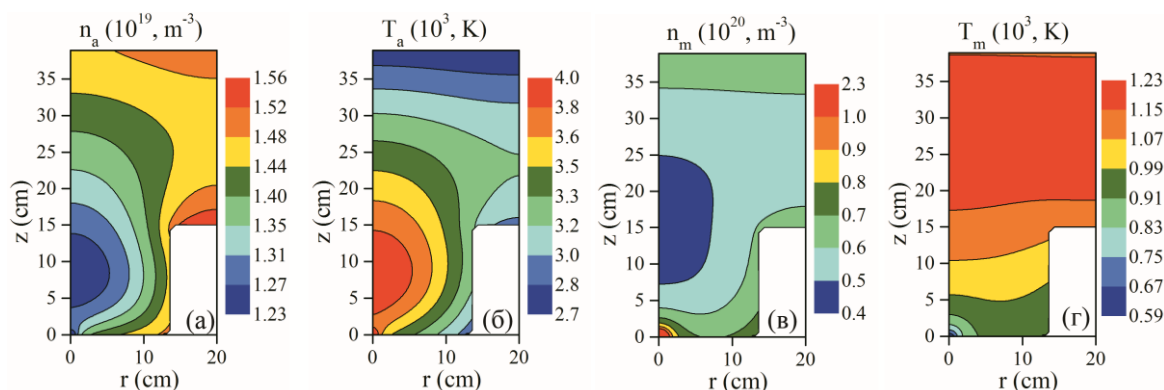
Самоиндуцираното магнитно поле замагнитва електроните: дори без прилагане на външно магнитно поле плазмата е замагнитена (Фиг. 19 и 20). Сравнението на резултати с (Фиг. 20) и без (Фиг. 13 и 17(a)) отчитането на постоянното магнитно поле потвърждава резултатите за влиянието на самоиндуцираното магнитно поле върху

пространственото разпределение на заредените частици – отместване на максимумите на концентрацията на електроните и плазмения потенциал към малката камера (Фиг. 20), където е внасянето на ВЧ мощност, поради потискане на транспортните процеси в баланса на електроните и в баланса на енергията им.



Фиг. 20. Пространствено разпределение на температурата  $T_e$  (а) и концентрация  $n_e$  (б) на електроните и на плазмения потенциал (в) и на пространствено разпределение на налягането на неутралите (г) с отчитане на самоиндуцираното постоянно магнитно поле в разряда. Стрелките показват потока на енергия на електроните на (а), потока на електроните на (б) и на постоянното електрично поле в разряда на (в).

Потиснатата топлопроводност води и до по-силен спад в аксиално направление на електронната температура (Фиг. 20(а)). В допълнение към това, представеното в тази част изследване показва, че промените в пространственото разпределение на заредените частици се отразяват силно върху пространственото разпределение на параметрите на неутралите (атоми и молекули (Фиг. 21)): минимумът на концентрацията на молекулите и максимумът на температурата на атомите се отместват в малката камера и налягането на неутралите в обема на разряда намалява (Фиг. 20(г)).



Фиг. 21. Пространствено разпределение на концентрацията  $n_a$  и температура  $T_a$  на водородните атоми ((а) и (б)) и на концентрацията  $n_m$  и температура  $T_m$  на водородните молекули ((в) и (г)) с отчитане на самоиндуцираното магнитно поле в разряда.

В заключение в Глава 3, въз основа на резултати за пространственото разпределение на плазмените параметри и на потоците в плазмен източник с конфигурацията на SPIDER, са установени механизмите на поддържане на режима на разряда и ролята на неутралите за формиране на структурата му. При моделирането са отчетени планираните за SPIDER размери на източника, приложената ВЧ мощност,



входен поток на молекулен водород и прозрачността на първия електрод на есктрахираща система, определяща изходния поток.

Основните изводи от изследванията, основаващи се на двумерен флуиден модел, са за силно изразена нелокалност в поддържането на разряда и за режима на разряда – режим на неамбиполярност. В допълнение към известното в литературата, че поддържането на области на "разширяваща" се плазма (т.е. поддържането на плазма извън областта на внасяне на ВЧ мощност в разряда) в източници с локализирано внасяне на ВЧ мощност се осъществява от потоци на частиците, изследванията в тази глава показват, че това се осъществява и от поток на енергия на електроните, поддържащ достатъчно висока температура за осъществяване на активна йонизация и извън областта на внасяне на ВЧ мощност. Изводът относно режима на разряда, а именно – режим с различни по посока и големина електронен и йонен потоци, с отместени максимуми на електронна концентрация и плазмен потенциал, с неамбиполярно електрично поле и самоиндуцирано в разряда постоянно магнитно поле, е потвърждение на устоновения в Глава 2 режим на неамбиполярност като обща характеристика на газовите разряди при ниско налягане и локализирано внасяне на ВЧ мощност извън областта с максимум на електронната концентрация.

В допълнение към това:

а) Изследванията за разряд при постоянно налягане показват, че граничните условия (плазма, граничеща със стена и плазма, граничеща с аналогичен на нея плазмен обем) влияят върху поведението на плазмата в обема на разряда;

б) Изследванията на разряд в режим на проток показват начин на изграждане на газоразрядната структура чрез взаимносвързано поведение на заредени частици и неутрали, които в случая са с две компоненти – атоми и молекули; установено е, че пространственото разпределение на температурите на неутралите се определя от локални процеси (удари), докато това на концентрациите им – от нелокални процеси (потоци); извод е и резултата за пространственото разпределение на налягането на газа в разряди, поддържани в режим на проток;

в) Резултатите от изследванията при различна (по големина) внесена ВЧ мощност показват изявата на обобщеното условие на Шотки;

г) Резултатите от изследванията, включващи самоиндуцираното в разряда магнитно поле в модел с отчитането на динамиката на неутралите показват силното му влияние върху пространствената структура на неутралите, осъществено чрез промените, които то предизвиква в пространствената структура на заредените частици.

**Глава 4** представя изследвания [B2, B3] на индуктивен разряд с малък радиус и плоска намотка, които са с оглед на разработвания от Групата по физика на плазмата и газовия разряд във Физическия факултет при Софийския университет матричен източник на отрицателни водородни йони [5].

Концепцията за ВЧ матричен източник на обемно-създавани отрицателни йони е за матрица от индуктивни разряди при ниско налягане – разряди с малък радиус ((2-3) cm) [5], с плоска намотка и с многоапертурно извличане на йоните от всеки разряд

поотделно. Малкият радиус на разряда е в основата на концепцията за матричния източник, тъй като той осигурява висока концентрация на отрицателните йони в областта с максимума на потенциала на постоянното електрично поле в разряда. Това е резултат на ефект на нелокалност – резултат от натрупването на йоните чрез потока им в постоянното електрично поле, който е голям, когато разрядът е с малък радиус, тъй като електричното поле в този случай е силно. Освен това (2-3) cm радиус на разряда е разстояние съизмеримо със свободния пробег на йоните, т.е. те не претърпяват удари, водещи до разрушаването им преди достигане на оста на разряда, където е максимумът на потенциала на електричното поле. Резултатите от моделирането показват стойности от порядъка на  $10^{17} \text{ m}^{-3}$  за концентрацията на отрицателните йони в областта на тяхното акумулиране при електроотрицателност – около 1 (електроотрицателност е отношението на концентрацията на отрицателните йони към тази на електроните). Експерименталните резултати също показват натрупване на отрицателни йони в областта с максимум на постоянното електрично поле, но със значително по-ниска стойност на концентрацията им (максимално измерената електроотрицателност е около 0.5). Във връзка с това възникна необходимостта от доуточняване в моделите, с оглед да се провери стабилността на резултатите за аксиалния профил на потенциала и пространственото разпределение на концентрацията на отрицателните йони, което е и целта на изследванията в Глава 4.

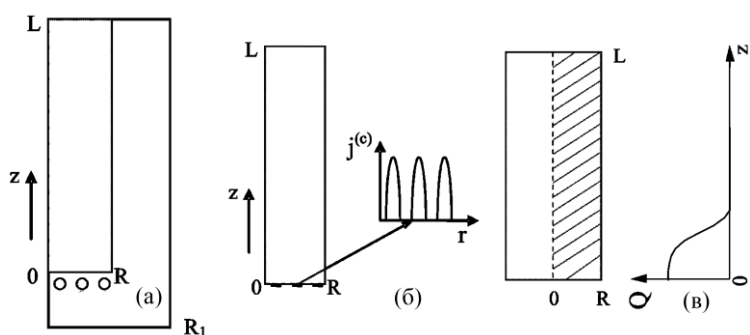
Формулираните досега модели [10,16,17] са въз основа на флуидната теория на плазмата при ниско налягане (в режим на свободен пробег), с акцент върху поведението и пространственото разпределение на параметрите на заредените частици (електрони, трите вида положителни йони ( $\text{H}^+$ ,  $\text{H}_2^+$  и  $\text{H}_3^+$ ) и отрицателни  $\text{H}^-$ -йони) в условията на разряд при постоянно налягане. Водородните атоми са също включени в модела чрез уравнението им за непрекъснатост с отчитане на рекомбинацията им на стените, но концентрацията на водородните молекули се определя от уравнението за състоянието при постоянна – зададена отвън – стойност на газовата температура – еднаква за атоми и молекули. Въпросът е в това дали включването в модела на режима на проток на разряда, с описание на динамиката на неутралите, което, както бе показано в Глава 3, въвежда пространствено разпределение на температурите на атомите и молекулите и драстично променя пространственото разпределение на техните концентрации, ще повлияе върху условията за обемно създаване на отрицателните йони.

С изключение на [17], където външната намотка е представена чрез повърхнинен ток като гранично условие (с което моделът включва и електродинамично описание), останалите изследвания [10,16] се основават на газоразрядно описание, в рамките на което вложената в разряда ВЧ мощност се описва със супер-Гаусово разпределение в областта на плазмата до предната стена на газоразрядната тръба, при която е намотката. Въпросът, който възниква е доколко удачно е приближението за симулиране на внасянето на ВЧ мощност със супер-Гаусово разпределение.

Имайки предвид тези въпроси, представените в тази Глава изследвания са разширение на предишните разработки и включват: (а) създаване на самосъгласуван

модел на индуктивен разряд във водород с малък радиус и плоска намотка с отчитане на отрицателните йони в разряда и (б) включване в модел на разряд във водород на динамиката на неутралите (атоми и молекули), при отчитане на режима на проток на разряда.

В първата част на тази Глава трите модела с различно представяне на внасянето на ВЧ мощност в разряда условно са назовани като: (а) модел с намотка (представеният тук самосъгласуван модел), (б) модел с повърхнинен ток (също включващ електродинамично описание, но с гранично условие, представящо намотката като повърхнинен ток, приложен на границата на плазмата) и (в) модел със супер-Гаусов профил (модел само с газоразрядно описание и зададена отвън ВЧ мощност, представена чрез едномерно супер-Гаусово разпределение с определена полуширина). Както бе посочено, моделите под т. (б) и т. (в) са отпреди разработени. Сравнението на получените сега, от модела с намотка, резултати с предишните е с оглед на проверка относно (евентуални) различия в пространственото разпределение на плазмените параметри.



Фиг. 22. (а) Област на моделиране (модел с намотка): газоразрядана тръба с радиус  $R$ , поместена в метален екран с радиус  $R_1$ ; плоската намотка също е показана. (б) Област на моделиране на модела с повърхнинен ток: намотката е представена като повърхнинен ток в граничното условие. (в) Модел със супер-Гаусов профил  $Q = Q(z = 0)\exp(-(1/2)(z/\sigma)^{2m})$  с  $m = 4$ , симулиращ внасянето на ВЧ мощност.

Представеният модел е на единичен разряд на матричен източник: индуктивен разряд във водород с плоска намотка. Моделът е самосъгласуван, обединяващ плазмено и електродинамично описание на разряда. Газоразрядните условия са за разряд в дифузионен режим. Намотката, плоска с 3 навивки, е включена в областта на моделиране (Фиг. 22(а)), която представлява газоразрядна тръба (с радиус  $R$  и дължина  $L$ ), заобиколена от метален екран (с радиус  $R_1$ ); намотката е на разстояние 7.5 mm пред предната стена на тръбата.

Както бе посочено моделът е самосъгласуван, със свързани помежду си газоразрядна и електродинамична части.

Газоразрядната част се основава на флуидната теория на плазмата. Частиците ( $\alpha$ ) в разряда са електрони ( $\alpha = e$ ), трите вида положителни водородни йони (атомните  $H^+$  и молекулните  $H_2^+, H_3^+$ , ( $\alpha = i = 1,2,3$ )), отрицателните водородни йони  $H^-$  ( $\alpha = n$ ), водородни атоми  $H$  ( $\alpha = a$ ), и молекули  $H_2$  ( $\alpha = m$ ) в основно състояние и във вибрационно-възбудените състояния ( $\alpha = j = 1\div 14$ ) на основното електронно ниво.

За газоразрядното описание в значителна степен е приложен разработения в [10] модел с изходна система уравнения, включваща уравненията за непрекъснатост за всички видове частици (20 на брой), уравнението за баланса на енергията на електроните, уравнението на Поасон и уравнението за състоянието.

В уравненията за непрекъснатост (6) за електрони, за положителни и отрицателни водородни йони, за водородните атоми и вибрационно възбудени молекули, потоците на заредените частиците ( $\Gamma_a$ ) са дрейфово-дифузионни, като за електроните, поради значителното изменение на температурата, е отчетена и термодифузията, а при положителните йони, поради ниското налягане – и ефективни подвижности и коефициенти на дифузия, отчитащи еластичните удари с неутрала нееластичните удари. Потоците на неутралните частици са чисто дифузионни. Реакциите за създаване и загуба на положителни йони и атоми са, като в модела в Глава 2 и 3. Отчетени са и отрицателните йони, с тяхното създаване в обема на разряда чрез дисоциативното прилепване на електрон към вибрационно възбудена молекула. Поради това в модела присъстват и вибрационният баланс на молекулите, с уравненията за непрекъснатост на вибрационно-възбудените молекули, при отчитане на e-V, E-V процеси, вибрационно-транслационни (V-T) и вибрационно-вибрационни (V-V) процеси, както и дезактивация на вибрационно-възбудени молекули на стените. Загубите на отрицателните йони са при удар с електрон, атом и чрез рекомбинация с положителни йони.

Уравнението за баланса на енергия на електроните, записано във вида

$$\frac{3}{2}n_e \frac{\partial T_e}{\partial t} + \text{div}(\mathbf{J}_e^{\text{cond}} + \mathbf{J}_e^{\text{conv}}) = e\Gamma_e \nabla \Phi - n_e I_{\text{coll}} + Q_{\text{ext}}, \quad (16)$$

включва в дясната си част топлинния ( $\mathbf{J}_e^{\text{cond}}$ ), и конвективен поток ( $\mathbf{J}_e^{\text{conv}}$ ), а в лявата част са загубите за поддържане на постоянното поле ( $e\Gamma_e \nabla \Phi$ ), загубите при удари ( $n_e I_{\text{coll}}$ ), и внесената ВЧ мощност ( $Q_{\text{ext}} = (1/2)\text{Re}(\sigma_{\text{pl}}|E_\phi|^2)$ ), където  $\sigma_{\text{pl}}$  е проводимостта на плазмата, а  $E_\phi$  е азимуталната компонента на електричното поле, създаващо разряда, така както е определено от електродинамичната част на модела. Загубите на енергия на електроните при удар са същите както включените в моделите разгледани в Глава 2 и 3.

От уравнението за състоянието (10), се определя концентрацията на молекулите, като газовата температура със стойност  $T_g = 300$  К е външен параметър.

Последното уравнение в системата уравнения е уравнението на Поасон

$$\Delta \Phi = -\frac{e}{\varepsilon_0}(n_1 + n_2 + n_3 - n_e - n_n), \quad (17)$$

необходимо с оглед на единно описание на плазмата и пристенния слой. Тук  $\varepsilon_0$  е диелектричната проницаемост на вакуума, а  $e$  е заряда на електрона.

Електродинамичната част на модела се основава на уравнението за векторния потенциал  $\mathbf{A}$  на ВЧ магнитното поле ( $\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}$ ), написано съответно за двете области – плазма и вакуум

$$\frac{1}{\mu_0} \nabla \times (\nabla \times \mathbf{A}) + (i\omega\sigma_{\text{pl}} - \omega^2\varepsilon_0)\mathbf{A} = 0, \quad (18)$$

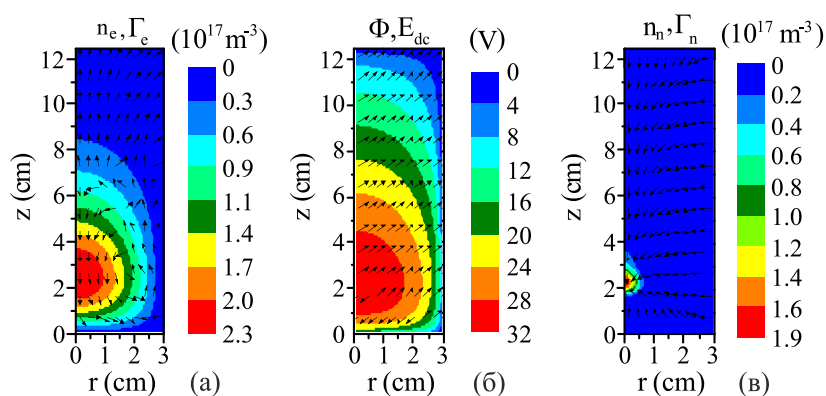
$$\frac{1}{\mu_0} \nabla \times (\nabla \times \mathbf{A}) - \omega^2 \varepsilon_0 \mathbf{A} = \mathbf{j}^c, \quad (19)$$

където  $\omega = 2\pi f$  е честота на ВЧ електромагнитно поле създаващо разряда (с изменение във времето  $t$  и пространството от вида  $\propto \exp(i\omega t - ik_z z)$ ),  $\mu_0$  е магнитна възприемчивост на вакуума, а  $\mathbf{j}^c$  е плътността на тока в намотката. Тъй като азимуталният ВЧ ток в намотката определя азимутална компонента на векторния потенциал ( $\mathbf{A} = (0, A_\phi, 0)$ ), конфигурацията на електромагнитното поле е  $\mathbf{E} = (0, E_\phi, 0)$ , ( $\mathbf{B} = (B_r, 0, B_z)$ ) с  $E_\phi = -\partial A_\phi / \partial t \equiv i\omega A_\phi$ ,  $B_r = -\partial A_\phi / \partial z$  и  $B_z = (1/r)(\partial(rA_\phi) / \partial r)$ , т.е. ТЕ-мод, в условия на отражение на вълната от плазмата (вълновия вектор  $\mathbf{k}$  е в  $z$ -посока) поддържа разряда.

Моделът е аксиално симетричен, с гранични условия за симетрия на оста на разряда, както в газоразрядната, така и в електродинамичната части. Граничните условия в газоразрядната част на модела са същите, като в модела в Глава 2. Тъй като движението на отрицателните йони към стените е в задържащо поле, граничното условие е за нулев поток на стените ( $\Gamma_n = 0$ ). Граничното условие за вибрационно възбудени водородни молекули е за топлинния поток на вибрационно възбудените молекули. Граничното условие за електродинамичната част на модела е за нулева стойност на векторния потенциал на металния екран –  $A_\phi = 0$  (което отговаря на  $E_\phi = 0$ ).

Връзката на газоразрядното описание и електродинамиката, което осигурява самосъгласуваността на модела, е чрез: (а) Джауловото нагряване в уравнението за баланса на енергия на електроните (19), с  $E_\phi$ , определено в електродинамичната част на модела и (б) проводимостта на плазмата  $\sigma_{pl}$  в уравнението на векторния потенциал (22), в която концентрацията на електроните  $n_e$  е определена от газоразрядна част на модела.

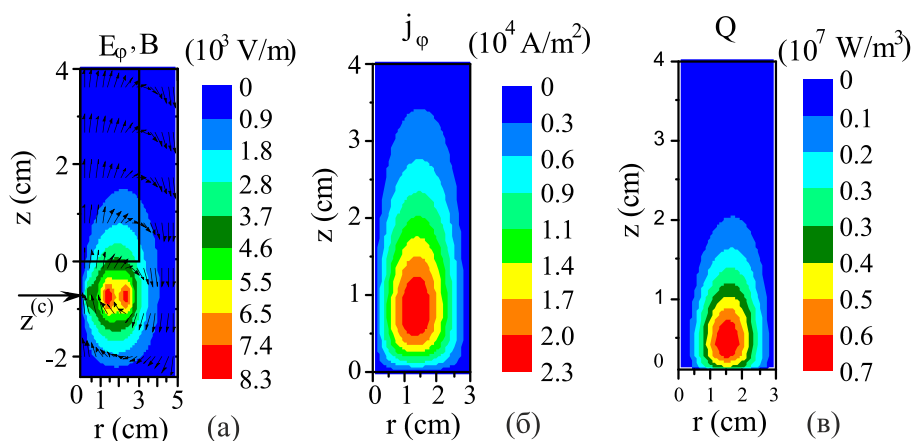
Представените резултати са при следните стойности на външните параметри: радиус  $R = 3$  cm и дължина  $L = 12.5$  cm на газоразрядната тръба, радиус на металния екран  $R_1 = 5$  cm и налягане на газа  $p = 20$  mTorr. Абсорбираната в разряда мощност, осигурена от протичащия през намотката ток (с честота  $f = 27$  MHz) е  $Q = 160$  W.



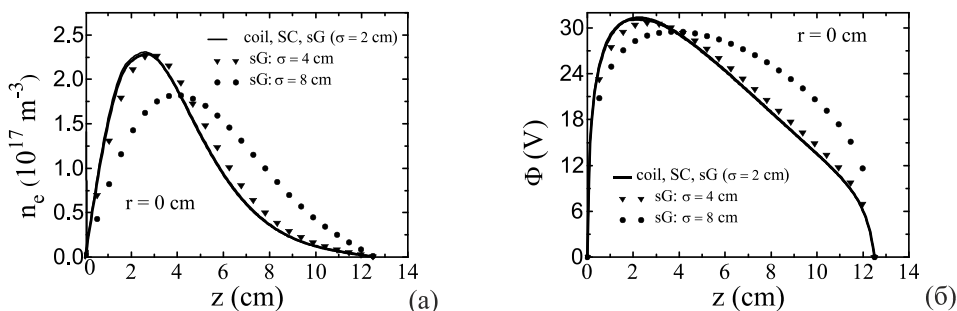
Фиг. 23. Пространствено разпределение на концентрацията  $n_e$  на електроните (а), на потенциала на постоянното електрично поле  $\Phi$  (б) и на концентрацията  $n_n$  на отрицателните йони (в). Със стрелки са дадени посоките съответно на потока на електроните  $\Gamma_e$  (а), на постоянното електрично поле  $E_{dc}$  (б) и потока  $\Gamma_n$  на отрицателните йони (в).

Резултатите от представения самосъгласуван модел на индуктивен разряд с малък радиус и плоска намотка, поддържан във водород, показват две основни характеристики на разрядите с малък радиус. Първата, известна и от предишни модели [10,16,17] е, че поддържат висока плътност на отрицателни йони (Фиг. 23 (в)) в областта с максимум на потенциала на постоянното електрично поле в разряда (Фиг. 23 (б)). Втората, показана

тук чрез електродинамично описание на разряда (Фиг. 24) е, че при разряди с малък радиус, радиусът на разряда, а не плазмените параметри, определя дълбочината на проникване на ТЕ-мода, поддържащ индуктивния разряд (т.е. дебелината на скин-слоя му). Освен това резултатите показват, че когато вложената за поддържането на разряда ВЧ мощност е една и съща, различието в пространственото разпределение на електродинамичните параметри на разряда не оказва влияние върху пространственото разпределение на плазмените параметри. Важен – по отношение на предишните модели – е и изводът, че симулирането на внасянето на ВЧ мощност със супер-Гаусов профил осигурява коректно описание на пространственото разпределение на плазмените параметри (Фиг. 25).



Фиг. 24. Пространствено разпределение на амплитудата на  $E_\varphi$  и посоката на  $\mathbf{B}$ , дадена със стрелки (а), както и на големината на  $j_\varphi$  (б) и на  $Q$  (в). Тъй като локализирането на тези величини е близо до предната стена, фигурите представят тяхното разпределение до  $z = 4$  cm.

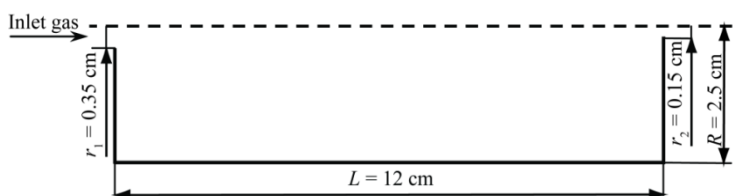


Фиг. 25. Аксиални профили на  $n_e$  (а) и  $\Phi$  (б) на оста на разряда ( $r = 0$  cm), получените при трите случая на внасяне на ВЧ мощност: модел с намотка, модел с повърхнинния ток и модел със супер-Гаусов профил с различни стойности на полуширината му.

Докато в първата Част на тази Глава вниманието бе насочено към разширение на модела до самосъгласуван (с разработване на електродинамично описание, включващо намотката с начина на внасяне на ВЧ мощност в плазмата), в тази Част вниманието е насочено към замяна в модела на режима при постоянно налягане, разгледан досега, с режим на проток на газа в разряда, каквато е и реалната ситуация. Във връзка с това са отчетени динамиката на неутралите (поотделно за атоми и молекули) и процесите на стените. Всъщност тази част от модела от Глава 3, разработен с оглед описанието на разряд в източник с конфигурацията на SPIDER, в която акцентът е върху описание на неутралния газ, е приложена за описание на разряда в единичен елемент на матричния източник. Получените резултати, за поведението на атоми и молекули (пространствени разпределения на концентрациите и температурите им както и ролята на потоците за тяхното формиране), както и в случая на разряда в източника с конфигурацията на SPIDER, показват, че отчитане на динамиката на неутралите в разряд в режим на

проток, не оказва влияние върху поведението и пространственото разпределение на основните параметри на плазмата – електронна концентрация и температура и плазмен потенциал, съществен за концепцията за матричния източник. Непроменен е и режимът на разряда – режим с неамбиполарно постоянно електрично поле, така както е установен в Глава 2, проявяващ се и тук – при индуктивни разряди с плоска намотка – поради локализираното внасяне на ВЧ мощност извън областта с висока електронна концентрация. По този начин резултатите потвърждават стабилност на основите на концепцията за матричния източник. С оглед на изводи за условия за ефективно създаване на отрицателни йони, специално внимание е отделено на степента на дисоциация в разряда и контролът върху нея чрез процеса на рекомбинация на водородните атоми на стените.

Резултатите включват и сравнение на пространствената структура на разряд при постоянно налягане и в режим на проток. Както и в първата част на тази Глава, представеният модел е двумерен (2D), с цилиндрична симетрия (Фиг. 26).



Фиг. 26. Област на моделиране и размерите ѝ: дължина  $L = 12$  cm и радиус  $R = 2.5$  cm; радиусите на отворите за входния и изходен газов поток са съответно  $r_1 = 0.35$  cm и  $r_2 = 0.15$  cm.

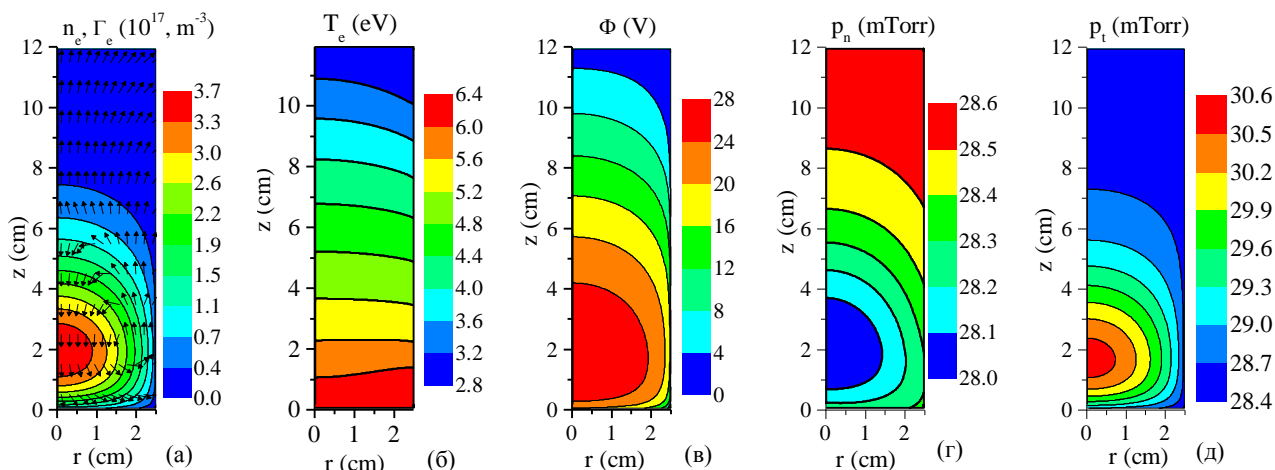
Включените в модела частици са електрони, ( $\alpha = e$ ), трите вида положителни водородни йони ( $\alpha = j$ , като  $j = 1, 2, 3$ , съответно за  $H^+$ ,  $H_2^+$ ,  $H_3^+$ -йоните) и водородните атоми ( $\alpha = a$ ) и молекули ( $\alpha = m$ ).

Системата уравнения е същата, като в модела на източник с конфигурацията на SPIDER в случая с детайлно отчитане на неутралите, без отчитане на самоиндуцираното магнитно поле в разряда (втора част на Глава 3), а именно: уравненията за непрекъснатост за всички видове частици  $\alpha$ , уравнението за баланса на енергия на електроните, уравнението за баланса на енергия на атомите и молекулите и уравнението на Поасон. Същото се отнася и за реакциите и представянето на членовете за създаване и загуба на частици и приток и загуба на енергия при удари. Потоците на заредените частици и неутралите са като в Глава 3.

Граничните условия са също същите като в Глава 3, включително и тези за потоците на неутралите – с отчитане на процесите на стените (отражение и преобразуване на частици и обмен на енергия със стените). Различието е в това, че наред със стойността  $\gamma_{ma} = 0.2$  на коефициента на рекомбинация на атомите на стените, известна за метална стена, пресмятанията са направени и със стойност  $\gamma_{ma} = 2 \times 10^{-3}$  (съответно  $\gamma_{aa} = 0.996$ ), типична за кварц [18]. Направено е с оглед да се изясни ролята на коефициента на рекомбинация на атоми на стените. Като граничното условие на отвора през който се подава газа е зададена и стойността на входния поток на газа. Граничното условие за уравнението на Поасон е за нулева стойност на потенциала на стените.

Представените резултати са при обща вложена мощност  $Q = 200$  W и входен поток на газа 7 sccm ( $7.4 \times 10^{22}$  m<sup>-2</sup>s<sup>-1</sup>). Тъй като разрядът е в проток, налягането на газа,

като вътрешен – за разряда – параметър, е резултат от модела. Както бе споменато по-горе, допълнение към резултатите, получени при стойност  $\gamma_{\text{ma}} = 0.2$  за коефициента на рекомбинация на атомите на стените, са представени и резултати за по-ниска стойност  $\gamma_{\text{ma}} = 0.002$ , с оглед на анализа за влиянието на процесите на стените върху структурата на разряда. Представено е и сравнение на резултати получени в проток, с резултати от модел на разряд при постоянно налягане.



Фиг. 27. Пространственото разпределение на концентрацията (а) и температурата (б) на електроните, плазмения потенциал (в) и налягането на неутралите и общото налягане на (г) и (д). Със стрелки на (а) е показан потокът на електроните.

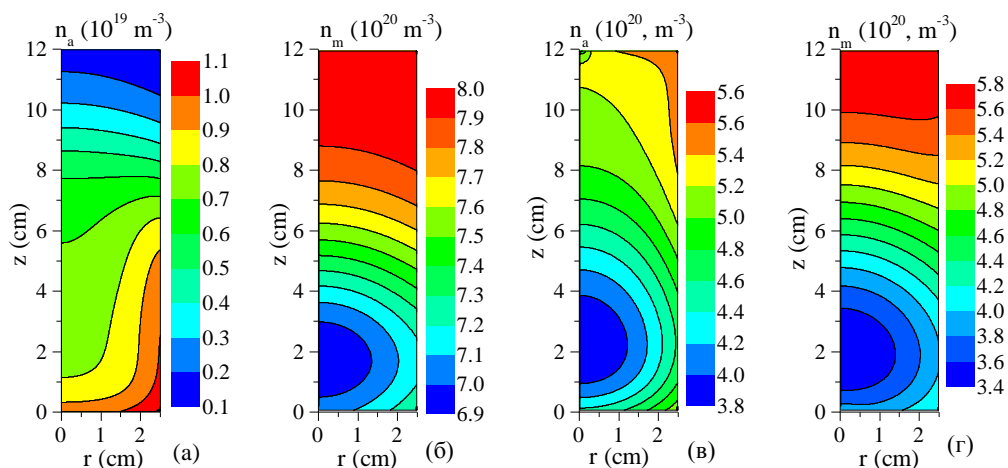
Включването в предишните модели [16,17] на индуктивен разряд във водород и плоска намотка на динамиката на неутралите и на процесите на стените не показва промяна в основните плазмени параметри (електронна концентрация и температура и плазмен потенциал (Фиг. 27)) и в режима на разряда, както това бе показано в Глава 3. Обаче с оглед на разглеждане на разряда като единичен елемент на матричен източник на отрицателни водородни йони, отчитането на динамиката на неутралите (Фиг. 28 (а) и (б)) е съществено с оглед на процесите на стените – и по-конкретно по отношение на стойността на коефициента на рекомбинация на атомите на стените. Това води до промяна на степента на дисоциация, от която зависи създаването на отрицателните йони.

В допълнение на това, е показано, че модел на разряд при постоянно налягане дава достатъчно добро описание на разряд в проток, когато е направено удачно предположение за температурата на неутралите (Фиг. 28 (в) и (г)).

В заключение тази Глава от дисертацията представя изследвания върху индуктивен разряд с малък радиус, разработван с оглед на източник на обемно създавани отрицателни водородни йони. Направеният анализ е в две насоки: (а) внасяне на ВЧ мощност и разпределението на електромагнитното поле в разряда и (б) влияние на динамиката на неутралите и процесите на стените върху режима на разряда и разпределението на плазмените параметри, включително температурите на атомната и молекулна компонента на газа. Това са и двете насоки, в които са разширени и доуточнени предишните модели [10,16,17]. Първата насока е изграждане на самосъгласуван модел, обединяващ газоразрядно и електродинамично описание (с



отчитане на намотката и тока през нея) на индуктивен разряд във водород (единичен елемент на матричен източник) с отчитане на отрицателните йони в разряда. Втората насока е изграждане на модел на разряда в режим на проток. Получените резултати не показват промени в режима на разряда и в поведението на заредените частици (преди всичко електроните) и на плазмения потенциал, върху който е изградена концепцията за матричния източник като източник на обемно-създавани отрицателни йони.



Фиг. 28. Пространствено разпределение на концентрацията на атомите Н (а) и (в), както и на концентрацията на молекулите (б) и (г), съответно при  $\gamma_{ma} = 0.2$  и  $\gamma_{ma} = 0.002$  в проток.

В допълнение на това, резултатите от модела, в който намотката е симулирана с протичащия през нея ток, показват че опростеният начин на симулиране на внесената в разряда ВЧ мощност посредством супер-Гаусов профил е достатъчно добро приближение. Показано е, чрез разглеждане на условия за нормален скин със силни удари, че дебелината на скин слоя в случая на разряд с малък радиус и ниска концентрация се определя от радиуса на разряда, а не от плазмените параметри.

Освен това сравнението на разряди в проток и при постоянно налягане (решава се уравнението за състоянието при предположение за газовата температура) показва, че при една и съща стойност на коефициента на рекомбинация на атомите на стените, разпределението на основните плазмени параметри остава непроменено, а концентрацията на водородните атоми зависи от локалните процеси на създаването им. Обърнато е внимание на влиянието на коефициента на рекомбинация на атомите на стените като фактор, определящ разпределението на неутралите в обема на разряда, който е от съществено значение за създаването на отрицателните йони.

## Основни приноси в дисертацията:

1. Необходимостта от възникване на вихров електронен поток в разряд при ниско налягане изява на режима на неамбиполярност е доказана теоретично. Режимът на неамбиполярност е нова – спрямо общоприетите базисни знания – констатация за режима на газови разряди с локализирано внасяне на високочестотната мощност извън областта с висока електронна концентрация.
2. Формулирани са основните характеристики на режима на неамбиполярност (режим с неамбиполярно постоянно електрично поле и самоиндуцирано магнитно поле) и е установена ролята им във формиране на структурата на разрядите в източниците BATMAN и SPIDER, разработвани за системите за допълнително нагряване на плазмата в строящия се международен токамак ITER.
3. Връзките между пространствени параметрите на заредените и неутралните частици са показани в източник с конфигурацията на SPIDER и в единичен елемент на матричен източник на отрицателни водородни йони.
4. Влиянието на високочестотната мощност върху структурата на разряд с конфигурацията на SPIDER е получена и анализирана.
5. Създаден е, при отчитане на отрицателните йони в разряда, двумерен съмосъгласуван модел на индуктивен разряд с плоска намотка във водород в газоразрядна тръба с малък радиус. Потвърдени са основите на концепцията за матричен плазмен източник на отрицателни йони, основаващ се на индуктивни разряди с плоска намотка.
6. Анализирано е поддържането на разряд във водород при постоянно налягане и в проток на газа в единичен елемент на матричен източник.

## Списък на публикациите по дисертацията

### А. Статии в международни научни списания

- A.1. A. Shivarova, St. Lishev, D. Todorov and Ts. Paunska  
**"Discharge regime of non-ambipolarity with a self-induced steady-state magnetic field in plasma sources with localized radio-frequency power deposition"**  
*Phys. Plasmas* **22** (2015) 100705 (5pp, Letters).
- A.2. D. Todorov, A. Shivarova, Ts. Paunska and Kh. Tarnev  
**"Low-pressure hydrogen discharge maintenance in a large-size plasma source with localized high RF power deposition"**  
*Phys. Plasmas* **22** (2015) 033504 (9pp).

### Б. Доклади на международни конференции, публикувани в научни списания с импакт фактор

- B.1. D. Todorov, Kh. Tarnev, Ts. Paunska, St. Lishev and A. Shivarova  
**"Spatial distribution of the plasma parameters in a radio-frequency driven negative ion source"**  
15<sup>th</sup> Int. Conf. on Ion Sources (ICIS-2013, Sept. 2013, Chiba, Japan)  
*in: Rev. Sci. Instrum.* **85** (2014) 02B104 (3pp).
- B.2. A. Shivarova, D. Todorov and St. Lishev  
**"Self-induced steady-state magnetic field in the negative ion sources with localized rf power deposition"**  
16<sup>th</sup> Int. Conf. on Ion Sources (ICIS-2015, Aug. 2015, New York, USA)  
*in: Rev. Sci. Instrum.* **87** (2016) 02B308 (4pp).

### В. Доклади на международни научни конференции, публикувани в поредици

- B.1 D. Todorov, Ts. Paunska, Kh. Tarnev and A. Shivarova  
**"Neutral particle dynamics in a high-power RF source"**  
4<sup>th</sup> Int. Symp. on Negative Ions, Beams and Sources (NIBS-2014, Oct.6<sup>th</sup>– 10<sup>th</sup>, 2014, Garching, Germany)  
*in: AIP Conf. Proc.* **1655** (2015) 050007 (8pp).
- B.2. Tsvetelina V. Paunska, Antonia P. Shivarova, Khristo Ts. Tarnev and Dimitar T. Todorov  
**"Small-radius planar-coil driven inductive discharge as a source of negative hydrogen ions"**  
3<sup>rd</sup> Int. Symp. on Negative Ions, Beams and Sources (NIBS-2012, Sept.3<sup>rd</sup>– 7<sup>th</sup>, 2012, Jyväskylä, Finland)  
*in: AIP Conf. Proc.* **1515** (2013) 99-106.
- B.3. Ts. Paunska, D. Todorov, Kh. Tarnev and A. Shivarova  
**"Single discharge of the matrix source of negative hydrogen ions: influence of the neutral particle dynamics"**

4<sup>th</sup> Int. Symp. on Negative Ions, Beams and Sources (NIBS-2014, Oct.6<sup>th</sup>– 10<sup>th</sup>, 2014, Garching, Germany)

in: *AIP Conf. Proc.* **1655** (2015) 020009 (8pp).

## Г. Доклади на научни конференции, публикувани в материали на конференции

Г.1. Ts. Paunska, D. Todorov, Kh. Tarnev and A. Shivarova

**"Influence of the neutral particle dynamics on the discharge structure"**

Proc. 22<sup>nd</sup> Europ. Conf. on the Atomic and Molecular Physics of Ionized Gases (ESCAMPIG-2014, July 2014, Greifswald, Germany), Topic number: 6.

Г.2. Д. Тодоров, Хр. Търнев, Цв. Паунска, Ст. Лишеви А. Шиварова

**„Пространствено разпределение на плазмените параметри в многокамерен плазмен източник, основаващ се на индуктивни разряди във водород”**

Втори национален конгрес по Физически науки (септември 2013, София, България).

## Участия в научни конференции:

1. Втори национален конгрес по Физически науки, София, България, септември 2013

Представен е постер на тема:

**"Пространствено разпределение на плазмените параметри в многокамерен плазмен източник, основаващ се на индуктивни разряди във водород"**

2. 22<sup>nd</sup> Europysics Conference on Atomic and Molecular Physics of Ionized Gases (ESCAMPIG-2014, Greifswald, Germany, July, 2014)

Представен е постер на тема:

**"Influence of the neutral particle dynamics on the discharge structure"**

3. 4<sup>th</sup> International Symposium on Negative Ions, Beams and Sources (NIBS 2014, Garching, Germany, October, 2014)

Представени са два постера на тема:

- **"Neutral Particle Dynamics in SPIDER"**
- **"Single Discharge of the Matrix Source of Negative Hydrogen Ions: Influence of the Neutral Particle Dynamics"**

4. 16<sup>th</sup> International Conference on Ion Sources (ICIS – 2015, August, 2015 New York, USA)

Представен е постер на тема:

**"Self-induced steady-state magnetic field in the negative ion sources with localized rf power deposition"**

**Общ импакт фактор: 7.5**

## Цитирания на публикации:

Публикация № А2 е цитирана 1 път:

G. Fubiani and J. P. Voeuf, *Plasma Sources Sci. Technol.* **24**, 055001 (2015).

## Литература

1. В. Е. Голант, А. П. Жилинский и И. Е. Сахаров, *Основы физики плазмы* (Атомиздат, Москва, 1977).
2. M. A. Lieberman and A. J. Lichtenberg, *Principles of Plasma Discharges and Materials Processing* (Wiley, New York, 2005).
3. E. Speth and *all.* *Nuclear Fusion* **46**, S220 (2006).
4. W. Rigato, M. Boldrin, S. DalBello, D. Marcuzzi, M. Tollin and P. Zaccaria, *Fusion Eng. Design* **85**, 2305 (2010).
5. St. Lishev, Ts. Paunska, A. Shivarova and Kh. Tarnev, *Rev. Sci. Instrum.* **83**, 02A702 (2012).
6. St. Kolev, A. Shivarova, Kh. Tarnev and Ts. Tsankov, *Plasma Sources Sci. Technol.* **17**, 035017 (2008).
7. St. Kolev, A. Shivarova, Kh. Tarnev and Ts. Tsankov, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **36**, 1390 (2008).
8. Ts. Paunska, A. Shivarova, Kh. Tarnev and Ts. Tsankov, *AIP Conf. Proc.* **1097**, 99 (2009).
9. E. A. Bogdanov, A. S. Chirtsov and A. A. Kudryavtsev, *Phys. Rev. Lett.* **106**, 195001 (2011).
10. Ts. Paunska, A. Shivarova, K. Tarnev and T. Tsankov, *Phys. Plasmas* **18**, 023503 (2011).
11. St. Lishev, A. Shivarova and Kh. Tarnev, *J. Plasma Phys.* **77**, 469 (2011).
12. G. J. M. Hagelaar, F. J. de Hoog and G. M. W. Kroesen, *Phys. Rev. E* **62**, 1452 (2000).
13. St. Kolev, St. Lishev, A. Shivarova, Kh. Tarnev and R. Wilhelm, *Plasma Phys. Control. Fusion* **49**, 1349 (2007).
14. A. Simon, *Phys. Rev.* **98**, 317 (1955).
15. H. Schlüter and A. Shivarova, *Phys. Reports* **443**, 121 (2007).
16. Ts. Paunska, A. Shivarova, Kh. Tarnev and Ts. Tsankov, *36<sup>th</sup> EPS Conf. on Plasma Phys.* (Sofia, Bulgaria, 29 June - 3 July 2009).
17. Ts. Paunska, A. Shivarova and Kh. Tarnev, *21<sup>st</sup> ESCAMPIG* (Viana do Castelo, Portugal, July 10-14 2012).
18. H. Wise and B. Wood, *Adv. At. Mol. Phys.* **3**, 291 (1967).

Бих искал да благодаря на научния си ръководител проф. д-р Антония Шиварова и научния си консултант гл. ас. д-р Цветелина Паунска за оказаната ми неоценима помощ при работата върху дисертацията.

Благодаря и на доц. д-р Стилиян Лишев и доц. д-р Христо Търнев, както и на останалите членове от Групата по Физика на плазмата и газовия разряд за ползотворните дискусии, полезните съвети и доброто отношение към мен.

Специални благодарности към семейството и приятелите ми за подкрепата.

Изследванията, включени в дисертацията, са в рамките на работата на Групата по Физика на плазмата и газовия разряд при Физическия факултет на СУ „Св. Климент Охридски“ по програми EURATOM и EUROfusionна Европейската комисия. Изследванията (2013 год.) финансирани по програма EURATOM на 7-ма рамкова програма са по задача 2.1.1 от плана на българската Асоциация ЕВРАТОМ-ИЯИЯЕ с финансиране от Националния Фонд Научни изследвания (ФНИ – МОН), и участие в проект по допълнително нагряване на термоядрена плазма чрез снопове от неутрални частици (Heating and Current Drive – Neutral Beams (HCD-NB)) по програма EFDA-PPPT (European Fusion Development Agreement – Power Plant Physics and Technology).

Изследванията (2014 год. – 2016 год.) по програма EUROfusionна Хоризонт 2020 са част от участието на колектива в проекта за Допълнително нагряване на термоядрена плазма (Heating and Current Drive Project – HCD) и в проекта образование (Education).

## **Acknowledgments**

Part of the work has been supported by the European Atomic Energy Agency (EURATOM) through the Association EURATOM/INRNE (task 2.1.1) and it is also within EFDA PPPT-2014 work plan (HCD: NB).

The rest has been carried out within the framework of the EUROfusion Consortium and has received funding from the EURATOM research and training programme 2014-2018 under grant agreement No 633053. The views and opinions expressed herein do not necessarily reflect those of the European Commission.