

**Національна академія наук України
Інститут ядерних досліджень НАН України
Інститут теоретичної фізики ім. М.М. Боголюбова
НАН України**

**Українська конференція з фізики
плазми та керованого термоядерного
синтезу - 2011**

Київ, 25-26 жовтня 2011 р.

**Програма
Збірник анотацій
Список учасників**

Київ – 2011

Зміст

Вступ.....	iii
Програмний та організаційний комітети.....	iv
Розклад конференції	
Вівторок, 25 жовтня.....	vi
Середа, 26 жовтня.....	ix
Анотації	
Вівторок, 25 жовтня.....	1
Середа, 26 жовтня.....	31
Попередній список учасників.....	xiii

Вступ

Метою цієї конференції є підбиття підсумків досліджень в Україні в галузі фізики плазми та керованого термоядерного синтезу за рік, а також координація цих досліджень. Конференцію буде проведено на базі Інституту ядерних досліджень НАНУ (ІЯД) при сприянні Інституту теоретичної фізики ім. М.М. Боголюбова НАНУ (ІТФ). Нею буде продовжено серію конференцій, започатковану в Києві [Інститут ядерних досліджень (ІЯД) - 1992 р.] і продовжену в Харкові, Алушті та Києві на базі ННЦ «Харківський фізико-технічний інститут» (ХФТІ) та ІЯД при сприянні ІТФ.

До програми конференції включено 76 доповідей. Програмний комітет відібрав 25 доповідей для усного представлення на чотирьох секціях. Решту, 51 доповідь, прийнято для стендового представлення на трьох секціях.

Програмний та організаційний комітети

М.О. Азаренков (ХНУ)
І.О. Анісімов (КНУ)
І.М. Вишневський (ІЯД)
І.Є. Гаркуша (ХФТІ)
І.О. Гірка (ХНУ)
О.А. Гончаров (ІФ)
О.М. Єгоров (ХФТІ)
В.А. Жовтянський (ІГ)
А.Г. Загородній (ІТФ)
Я.І. Колесниченко (ІЯД), голова
В.В. Луценко (ІЯД), науковий секретар
В.І. Мірошніченко (ІПФ)
І.М. Онищенко (ХФТІ)
К.М. Степанов (ХФТІ)
В.Т. Толок (ХНУ)
К.П. Шамрай (ІЯД)
К.А. Ющенко (ІЕ)
Ю.В. Яковенко (ІЯД)

Локальний організаційний комітет

Я.І. Колесниченко, голова
В.В. Луценко
О.С. Бурдо
Ю.В. Яковенко

Інтернет-сторінка конференції: <http://www.kinr.kiev.ua/UCPPCF/2011.html>

Розклад конференції

Вівторок, 25 жовтня 2011 р.		Середа, 26 жовтня 2011 р.	
9:00	РЕЄСТРАЦІЯ, КАВА	9:15	У.Ср.1 В.А. Жовтянський (П)
10:00	Відкриття конференції І.М. Вишневський (ІЯД)	9:40	У.Ср.2 С.П. Дунець (ІФ)
10:10	У.Вт.1 І.Є. Гаркуша (ХФТІ)	10:05	У.Ср.3 К.П. Шамрай (ІЯД)
10:40	У.Вт.2 Я.І. Колесниченко (ІЯД)	10:30	У.Ср.4 Г.О. Гавриш (КНУ)
11:05	У.Вт.3 В.С. Войцєня (ХФТІ)	10:50	КАВА
11:30	У.Вт.4 В.С. Моїсєєнко (ХФТІ)	11:20	У.Ср.5 Ю.В. Ковтун (ХФТІ)
11:50	У.Вт.5 Р.О. Павліченко (ХФТІ)	11:40	У.Ср.6 К.М. Середа (ХНУ)
12:10	У.Вт.6 Ю.В. Яковенко (ІЯД)	12:00	У.Ср.7 О.А. Федорович (ІЯД)
12:30	ОБІД	12:20	У.Ср.8 І.М. Онищенко (ХФТІ)
13:30	СТЕНДОВА СЕКЦІЯ – 1 С.1-С.17	12:40	ОБІД
15:00	КАВА	13:40	СТЕНДОВА СЕКЦІЯ – 2 С.18-С.34
15:30	У.Вт.7 А.Г. Загородній (ІТФ)	15:05	КАВА
16:00	У.Вт.8 І.О. Гірка (ХНУ)	15:35	СТЕНДОВА СЕКЦІЯ – 3 С.35-С.51
16:25	У.Вт.9 О.В. Алексєнко (ІШФ)	17:00	У.Ср.9 Д.А. Ситников (ХФТІ)
16:45	У.Вт.10 В.С. Михайленко (ХНУ)	17:20	У.Ср.10 А.А. Гурін (ІЯД)
17:10	У.Вт.11 Ю.М. Толочкевич (КНУ)	17:40	У.Ср.11 В.О. Махлай (ХФТІ)
17:30	У.Вт.12 І.Б. Дєнісенко (ХНУ)	18:00	У.Ср.12 О.І. Гірка (ХНУ)
17:50	У.Вт.13 В.В. Філіппов (ХФТІ)	18:20	ЗАКРИТТЯ КОНФЕРЕНЦІЇ
18:10	Розширене засідання бюро Наукової ради з проблеми «Фізика плазми та плазмова електроніка»		
19:00	БЕНКЕТ		

Вівторок, 25 жовтня

Час	Назва	Доповідач	Стор.
9:00-10:00	РЕЄСТРАЦІЯ (з кавою та чаєм)		
10:00-10:10	ВІДКРИТТЯ КОНФЕРЕНЦІЇ	І.М. Вишневський, директор ІЯД	
10:10-12:30	УСНА СЕКЦІЯ - 1: Тороїдальні термоядерні системи	Головує А.Г. Загородній	
10:10 У.Вт.1	Основні результати досліджень і розробок ІФП ННЦ ХФТІ в 2011 році: огляд	І.Є. Гаркуша	1
10:40 У.Вт.2	«Високоенергійна особливість» розподілу енергійних йонів у сферичному торі NSTX	Я.І. Колесниченко	2
11:05 У.Вт.3	Процеси переносу в плазмі ВЧ розряду в стелараторах «Ураган-3М» та «Ураган-2М»	В.С. Войцєня	3
11:30 У.Вт.4	Підкритичний ядерний реактор з термоядерним джерелом нейтронів на базі відкритої пастки та комбінації стеларатора і відкритої пастки	В.Є. Моїсеєнко	4
11:50 У.Вт.5	Особливості випромінювання плазми на частоті другої гармоніки електронного циклотронного резонансу на для торсатроні Ураган-3М	Р.О. Павліченко	5
12:10 У.Вт.6	Синергізм альфвенових нестійкостей через комптонове розсіяння на швидких йонах	Ю.В. Яковенко	6
12:30-13:30	ОБІД		
13:30-15:00	СТЕНДОВА СЕКЦІЯ - 1		
С.1	«Чірпінг» частоти під час спалахової МГД активності	В.С. Марченко	14
С.2	Очищення внутрішніх вакуумних поверхонь установки «Ураган-3М» високочастотними розрядами	О.В. Лозін	15
С.3	Мікрохвильова інтерферометрія плазми в стелараторах У-2М, У-3М	В.В. Філіппов	16
С.4	Поперечна діелектрична проникність для циклотронних хвиль в тороїдальній плазмі з еліптичним перерізом магнітних поверхонь	М.І. Гришанов	17
С.5	Про параметри реактора стеларатора в умовах амбіполярності неокласичних транспортних потоків	В.А. Рудаков	18

C.6	Дослідження процесів накопичення та виділення дейтерію та гелію з композиційних структур із вольфрамівим покриттям	Р.І. Старовойтов	19
C.7	Дія іонів дейтерієвої плазми на плівкові Al і Ag дзеркала із прозорим захисним шаром	В.М. Бондаренко	20
C.8	Трансформація модових номерів кінетичних альфвенових хвиль у тороїдальній плазмі	М.Г. Тищенко	21
C.9	Дрейфово-звукові та дрейфово-альфвенові моди у тороїдальній плазмі	Б.С. Лепявко	22
C.10	Вплив домішок металів на властивості плазми імпульсних розрядів у воді	П.В. Порицький	23
C.11	Експериментальні результати дослідження коефіцієнтів розпаду неідеальної плазми імпульсних розрядів у воді (IPB) та їх порівняння з теоретичними розрахунками	О.А. Федорович	24
C.12	Про вплив розпилення електродів ПХР на швидкість травлення кремнію	О.А. Федорович	25
C.13	НВЧ рефлектометрія плазми незвичайною хвилею з частотою, меншою електронно-циклотронної	А.І. Скибенко	26
C.14	Розподіли дифузійних втрат швидких іонів на JETi	В.О. Яворський	27
C.15	Двотемпературна модель електричної атмосферної дуги між плавкими мідними електродами	Ю.А. Гончарук	28
C.16	Модифікація металеві поверхні в дуговому розряді низького тиску та його моделювання	В.О. Хомич	29
C.17	Вплив неоднорідного обертання плазми на глобальні альфвенові власні моди в тороїдальних термоядерних пристроях	О.П. Фесенюк	30

15:00-15:30

КАВА

15:30-18:10

УСНА СЕКЦІЯ - 2: Загальні питання фізики плазми, плазмова електроніка, плазмодинаміка

**Головує
Я.І. Колесниченко**

15:30 У.Вт.7	Об'єднаний опис балістичних і дифузійних процесів для плазмової турбулентності	А.Г. Загородній	7
16:00 У.Вт.8	Збудження іонних азимутальних поверхневих мод у замагніченій плазмі легкими іонами	І.О. Гірка	8
16:25 У.Вт.9	Поглинання ВЧ – електромагнітного поля в приосьовій області розрядної камери плазмового джерела геліконового типу	О.В. Алексенко	9

16:45 У.Вт.10	Немодальний підхід у кінетичній теорії зсувних течій плазми	В.С. Михайленко	10
17:10 У.Вт.11	Збудження кільватерного поля в плазмі циліндричним електронним жмутком	Ю.М. Толочкевич	11
17:30 У.Вт.12	Проходження електромагнітної хвилі крізь шари неоднорідної плазми	І.Б. Денисенко	12
17:50 У.Вт.13	Новий метод вимірювання фазового зсуву зондуючих сигналів	В.В. Філіппов	13
18:10	Розширене засідання бюро Наукової ради з проблеми «Фізика плазми та плазмова електроніка»		
19:00	БЕНКЕТ		

Середа, 26 жовтня

Час	Назва	Доповідач	Стор.
09:15-12:20	УСНА СЕКЦІЯ - 3: Плазмові технології, газовий розряд, плазмодинаміка	Головує І.О. Гірка	
09:15 У.Ср.1	Загальний критерій випромінювальної нерівноважності плазми	В.А. Жовтянський	31
09:40 У.Ср.2	Поточний стан досліджень плазмової лінзи для фокусування інтенсивних пучків негативно заряджених частинок	С.П. Дунець	32
10:05 У.Ср.3	Крайові ВЧ моди та генерація електронних струмів у неоднорідній геліконній плазмі	К.П. Шамрай	33
10:30 У.Ср.4	Взаємодія пилових частинок в плазмі з магнітним полем	Г.О. Гавриш	34
10:50-11:20	КАВА		
11:20 У.Ср.5	Дослідження обертання плазмових прошарків різної густини в схрещених ЕхВ полях	Ю.В. Ковтун	35
11:40 У.Ср.6	Сильнострумові режими магнетронної розпилювальної системи з запобіганням дугоутворення	К.М. Середа	36
12:00 У.Ср.7	Плазмохімічний синтез та фізичні дослідження нанорозмірних алмазоподібних плівок	О.А. Федорович	37
12:20 У.Ср.8	Розвиток робіт в ННЦ ХФТІ по прискоренню заряджених частинок хвилями щільності заряду в плазмі	І.М. Онищенко	38
12:40-13:40	ОБІД		
13:40-15:05	СТЕНДОВА СЕКЦІЯ - 2		
С.18	Локальні магнітогідродинамічні характеристики потоку, що генерує МПК	Т.Н. Чередниченко	43
С.19	Вимірювання параметрів плазми високочастотного джерела іонів	Д.А. Нагорний	44
С.20	Утворення потоків заряджених частинок у фоновій плазмі на початковій стадії розвитку плазмово-пучкової нестійкості	Д.М. Танигіна	45
С.21	Двовимірні нелінійні локалізовані структури – азимутони	В.М. Лашкін	46
С.22	Квазілінійна теорія стохастичного нагрівання електронів в циліндричному розряді на поверхневих хвилях	О.В. Гапон	47
С.23	Інтенсивне джерело йонів водню для прискорювачів високої енергії, яке ґрунтується на трубчастому розряді	В.А. Батурін	48

C.24	Автокомпенсація просторового заряду сфокусованого іонного пучка	О.А. Бізюков	49
C.25	Теоретичне дослідження електромагнітних поверхнево локалізованих мод у вільному просторі	А.П. Ковтун	50
C.26	Процеси трансформації в замагніченій плазмі з нижньогібридною накачкою	В.М. Павленко	51
C.27	Вплив верхньогібридної накачки на процеси релаксації температур в плазмі	В.М. Павленко	52
C.28	Перехідні коливання при формуванні ВЧ граничних шарів у замагніченій плазмі	Т.С. Руденко	53
C.29	Нелінійні спіральні структури як прояв внутрішньої симетрії нерелятивістської плазми	В.Б. Таранов	54
C.30	Стохастичне прискорення електронів плазми в неоднорідних поздовжньому та поперечному електричних полях	А.І. Кобза	55
C.31	Дифузія у замороженому випадковому полі швидкостей	О.М. Черняк	56
C.32	Плазмове технологічне обладнання	С.В. Петров	57
C.33	Плазмовий процес отримання синтетичного газу з органічних відходів	С.В. Петров	58
C.34	Побудова плазмових систем для установок переробки відходів	С.В. Петров	59
15:05-15:35	КАВА		
15:35-17:00	СТЕНДОВА СЕКЦІЯ - 3		
C.35	Експериментальні дослідження мікророзрядів у повітрі	Ок.В. Соломенко	60
C.36	Плазмове реформування вуглеводнів в плазмово-рідинній системі типу торнадо з додаванням CO ₂	Ол.В. Соломенко	61
C.37	Ефективне фокусування акустичних хвиль в імпульсних плазмово-рідинних системах циліндричної геометрії	С.М. Сидорук	62
C.38	Особливості параметрів плазми вільно існуючої у повітрі електричної дуги між електродами на основі срібла	Р.В. Семенишин	63
C.39	Коливання розрядного струму на адресний електрод для мікроплазмового розряду в діелектричній комірці за наявності додаткового джерела електронів	О.В. Самчук	64
C.40	Реформування вуглеводневих палив в динамічній плазмово-рідинній системі «ТОРНАДО-РЕ»	О.А. Недибалюк	65

C.41	Експериментальне дослідження стратифікації розряду постійного струму в азоті	В.О. Лісовський	66
C.42	Температура плазми електродугового розряду між композитними Cu – Mo електродами у потоці аргону	А.В. Лебідь	67
C.43	Дослідження плазмових механізмів пробоїв в прискорюючому комплексі CLIC (CERN)	С.М. Мордик	68
C.44	Вплив конфігураційних факторів на розвиток та характеристики інтенсивної низькочастотної нестійкості в плазмі геліконного джерела з планарною антеною	В.М. Слободян	69
C.45	Високочастотні електричні поля в геліконному розряді	В.Ф. Вірко	70
C.46	Дослідження просторового розподілу електричних полів в плазмі розряду постійного струму з порожнистим катодом в кисні та аргоні	С.В. Мацевич	71
C.47	Роль анодних процесів у підтриманні жевріючого розряду	О.В. Анісімова	72
C.48	Комплексне дослідження плазми жевріючого розряду в технологічному процесі азотування поверхні металів	В.Г. Назаренко	73
C.49	Нерівноважність плазми циліндричної атмосферної дуги в парах міді, обумовлена її резонансним випромінюванням	Ю.І. Лелюх	74
C.50	Критерій радіаційної нерівноважності плазми електричної дуги в дворівневій моделі атома	Ю.І. Лелюх	75
C.51	Моделювання нерівноважних властивостей плазми, обумовлених її випромінюванням, у двовимірній моделі	О.К. Чаплигіна	76
17:00-18:20	УСНА СЕКЦІЯ - 4: Тороїдальні системи, реакторні аспекти	Головує І.С. Гаркуша	
17:00 У.Ср.9	Потік утеклих електронів в торсатроні Ураган-3М	Д.А. Ситников	39
17:20 У.Ср.10	Гвинтові коливання циліндричного пінча з врахуванням ефекту Холла й обертання плазми	А.А. Гурін	40
17:40 У.Ср.11	Моделювання впливу ELMS на дивертор реактору ІТЕР: взаємодії потужних імпульсних і квазістаціонарних потоків плазми з матеріалами	В.О. Махлай	41

18:00 У.Ср.12 Інтенсивне джерело іонів для дослідження аномальної ерозії поверхні першої стінки термоядерного реактора

О.І. Гірка 42

18:20 ЗАКРИТТЯ КОНФЕРЕНЦІЇ

ОСНОВНІ РЕЗУЛЬТАТИ ДОСЛІДЖЕНЬ І РОЗРОБОК ІФП ННЦ ХФТІ В 2011 РОЦІ: ОГЛЯД

І.Є. Гаркуша

Інститут Фізики Плазми ННЦ ХФТІ

Доповідь має метою надати огляд нових результатів, що були отримані в ІФП на протязі року. Акцент робиться на тих результатах досліджень з фізики плазми, КТС і плазмових технологій, що не представлені у вигляді відповідних тематичних доповідей безпосередньо виконавцями, інші найважливіші результати анонсуються з посиланням на відповідний доклад.

На У-2М: створено діагностичний комплекс пучка важких іонів, апробовано 4-х секційну ВЧ антену, розраховану на роботу з більш щільною плазмою, знайдено режими ВЧ чистки із значною дисоціацією водню, вдосконалено систему збору інформації установки.

На У-3М: встановлено визначальний внесок високотемпературних електронів в ефект вертикальної асиметрії диверторних потоків, продемонстровано ефект нагрівання електронів плазми при використанні компактної трьохнапіввиткової ВЧ антени по сценарію Альфвенівського нагріву, досліджено турбулентність крайової плазми і її вплив на аномальний перенос.

Наведено нові результати вимірювань з використанням пучку важких іонів на ТЈ-II і Т-10.

Запропоновані і досліджені схеми гібридного ядерно-термоядерного підкритичного реактора на базі відкритої пастки з прямими силовими лініями (ВППСЛ), термоядерного нейтронного джерела на базі системи, що складається з центральної ВППСЛ та двох приєднаних багатопробкових систем, а також проведено ґрунтовний аналіз переваг нової комбінованої системи стеларатор-відкрита пастка. Розрахунки балансу енергії прогнозують високу ефективність генерації нейтронів завдяки відносно гарному утриманню фоновій дейтерієвої плазми в стелараторі та локалізації гарячих іонів тритію у відкритопастковій частині. Разом з UU, ІТФ та НТК ЯТЦ із залученням нейтронних розрахунків запропоновано схему ядерної частини підкритичного реактора. Створена числова модель, яка розв'язує баунс-усереднене кінетичне рівняння, і для системи стеларатор-відкрита пастка проведені розрахунки функції розподілу іонів тритію при нейтральній інжекції, що показали високу локалізацію нейтронного потоку на відкритопастковій частині системи. Проведені розрахунки впливу збурення відкритопасткового типу на магнітну конфігурацію стеларатора.

Продовжено теоретичні дослідження впливу RMP-катушок на утримання α -частинок в ІТЕРі (прольотних та запертих) та впливу плазми на поле магнітних збурень, моделювання нестійкості краю плазми в JET, надані нові застосування коду NEO-2 та результати міжнародного співробітництва з неокласичного транспорту в стелараторах.

Створено концепцію квазістаціонарного плазмового прискорювача нового покоління та завершено проектування нового експериментального стенду на основі КСПП в зовнішньому повздовжньому магнітному полі. Ця установка дозволить опанувати більш широким корпускулярно-енергетичним діапазоном параметрів потоків плазми, що генеруються. Визначено загальні вимоги до параметрів прискорювача та конструкційних елементів. В рамках дворідинної магнітної гідродинаміки проведено числові розрахунки динаміки плазми та аналіз процесів генерації потужних потоків і їх взаємодії з магнітним полем. Розпочато будівництво нової установки.

Проведені спектроскопічні дослідження щільної приповерхневої плазми на установках ІФП та ІЯП (Польща) та взаємодії потужних імпульсних і квазістаціонарних потоків плазми з матеріалами. Розроблена і випробувана методика спектральної діагностики щільної замагніченої плазми з використанням малої кількості діагностичних домішок до потоку водневої і дейтерієвої плазми. Запропоновано нову спектральну методику визначення абсолютної концентрації домішок у плазмовому потоці, засновану на використанні ефекту самопоглинання спектральних ліній відповідних елементів.

Дано характеристику найбільш важливих результатів з плазмових технологій, що включають піонерські результати з азотування в несамостійному тліючому розряді, комбіновані розряди з водяним електродом, нові розробки плазмових генераторів озону (співр. з Samsung), вихід озонних стерилізаторів на медичний ринок та ін.

«ВИСОКОЕНЕРГІЙНА ОСОБЛИВІСТЬ» РОЗПОДІЛУ ЕНЕРГІЙНИХ ЙОНІВ У СФЕРИЧНОМУ ТОРІ NSTX

Я.І. Колесниченко¹, С.С. Медлі², Р.Б. Вайт², Ю.В. Яковенко¹
¹Інститут ядерних досліджень, Київ, Україна
²Принстонська лабораторія фізики плазми, Принстон, США

Значне збільшення потоку нейтральних атомів перезарядки з енергіями, близькими до максимальної енергії інжекттованих нейтралів, спостерігалось в експериментах на сферичному торі NSTX (National Spherical Torus Experiment) [1]. Це явище, назване «High-Energy Feature» (HEF) – високоенергійна особливість – з'являється, коли високочастотна альфвенівська активність (700 kHz – 1MHz) є максимальною, тоді як активність з проміжними частотами (~100 kHz) є слабкою, а низькочастотні тірінг-моди та кінк-моди ($f < 50$ kHz) взагалі відсутні. Згадане явище фактично означає, що функція розподілу енергійних йонів, $F_b(E)$, є сильно немонотонною, що протирічить загальноприйнятій точці зору. Щоб розв'язати це протиріччя й пояснити експериментальні спостереження, пошук можливих механізмів утворення HEF був здійснений у цій роботі.

Було показано, що пітч-кутове розсіювання, викликане кулонівськими зіткненнями, робить залежність F_b від E при пітч-кутах інжекції значно слабшою, ніж звичайно. Через це нестійкості плазми, збуджуваними енергійними йонами, можуть легко сформувати пагорб на функції розподілу $F_b(E)$. Як з'ясувалося, нестійкості плазми впливають на $F_b(E)$ різними шляхами. Проте більшість механізмів веде до малих пагорбів, таких, що $H = F_{\max} / F_{\min} \sim 1$, тоді як $H \gg 1$ спостерігалось у багатьох експериментах на NSTX. Єдиним знайденим механізмом, який веде до великого H у NSTX є квазілінійна еволюція функції $F_b(E, \chi, r)$ у тривимірному фазовому просторі, яка супроводжується втратою частини енергійних йонів (χ – пітч-кут частинок, r – радіальна координата). Це має місце при взаємодії частинка-хвиля шляхом циклотронного резонансу за умов, що як амплітуди, так і частоти збуджених мод є достатньо великими. Названі умови задовільняються при збудженні спостереженої високочастотної активності ($f \sim 700 - 1000$ kHz).

Роботу виконано в рамках Проекту УНТЦ No. 4588.

References

[1] S.S. Medley et al., Report of Princeton Plasma Physics Laboratory PPPL-4652, August 2011, <http://www.pppl.gov>

ПРОЦЕСИ ПЕРЕНОСУ В ПЛАЗМІ ВЧ РОЗРЯДУ В СТЕЛАРАТОРАХ «УРАГАН-3М» ТА «УРАГАН-2М»

В.С. Войценья

Інститут фізики плазми ННЦ ХФТІ, Харків

В ІФП ННЦ ХФТІ проводяться дослідження ВЧ створення, нагріву та утримання плазми в стелараторах-торсатронах «Ураган-3М» (У-3М) і «Ураган-2М» (У-2М).

В торсатроні У-3М ($l=3$, $m=9$, $R_0=100$ см, $\bar{a}\approx 12$ см, $\iota(a)/2\pi\approx 0,3$, $B_\phi\lesssim 1$ Т) з природним гвинтовим дивертором воднева плазма з гущиною кілька одиниць 10^{12} см⁻³ створюється та нагрівається ВЧ полями в області альфвенівських частот ($\omega\lesssim\omega_{ci}$) з використанням неекранованої рамкової антени з широким спектром поздовжніх довжин хвиль. В цих умовах проведено цикл досліджень механізмів формування внутрішнього (ВТБ) і крайового (КТБ – Н-подібна мода) транспортних бар'єрів та їх впливу на утримання плазми.

ВТБ в У-3М створюється завдяки виникненню крутого градієнта поля E_r поблизу раціональних поверхонь.

При достатньо великій ВЧ потужності на протязі ВЧ імпульсу реалізуються також два стани розряду з Н-подібною модою утримання, перехід до якої запускається короткочасними підвищеними втратами швидких іонів. Ці стани характеризуються, зокрема, зростанням ширину крайового поля E_r та зниженням крайового турбулентного переносу.

В У-3М досліджено вплив формування транспортних бар'єрів на плазмові диверторні потоки (ПДП), по величині та структурі яких можна судити про втрати плазми в різних режимах утримання. Показано, що визначальний внесок до вертикальної асиметрії ПДП, виявленої раніше, роблять прямі втрати високотемпературних електронів і що вихід цих електронів в дивертор суттєво знижується при переході до Н-подібної моди. Це підтверджує висновок, зроблений на підставі інших, незалежних вимірювань, що Н-перехід призводить до зниження втрат головним чином по електронному каналу.

Подальші перспективи стелараторних досліджень в ІФП пов'язуються з виведенням установки У-2М на проектні параметри.

В торсатроні У-2М ($l=2$, $m=4$, $R_0=170$ см, $\bar{a}\approx 22$ см) наявність додаткових катушок тороїдального, вертикального і корегуючого магнітних полів дозволить працювати в широкій області магнітних конфігурацій, у тому числі зі значним зниженням неокласичного переносу, зумовленого гофрированою магнітного поля. В процесі підготовки до досліджень в робочому режимі ($B_\phi \gtrsim 1$ Т, ВЧ створення і нагрів плазми в альфвенівському діапазоні частот) виконуються дослідження безперервних ВЧ розрядів в водні, які використовуються для обробки стінок вакуумної камери з метою виведення адсорбованих речовин з їх подальшою відкачкою. Ці розряди підтримуються генераторами з частотою 4,5-8,8 МГц потужністю 1 кВт і частотою 150 МГц потужністю 2,5 кВт; використовується спеціальна антена малих розмірів, що може працювати з кожним з вказаних генераторів. Виявлено, що розряд на більш високій частоті має значну перевагу над низькочастотним: плазма заповнює увесь об'єм утримання, а її густина на порядок вище. Ступень дисоціації молекул водню також вище і досягає кількох відсотків, роблячи чищення камери більш ефективним. За допомогою вимірювань складу залишкового газу оптичними методами і парціальних тисків визначалася часова еволюція домішок в розряді.

ПІДКРИТИЧНИЙ ЯДЕРНИЙ РЕАКТОР З ТЕРМОЯДЕРНИМ ДЖЕРЕЛОМ НЕЙТРОНІВ НА БАЗІ ВІДКРИТОЇ ПАСТКИ ТА КОМБІНАЦІЇ СТЕЛАРАТОРА І ВІДКРИТОЇ ПАСТКИ

В.Є. Моїсеєнко, О. Огрен*, К. Ноак*, А. Хагнестол*, В.Г. Котенко, С.В. Черніцький,
Ю.С. Стаднік, А.П. Ковтун, В.С. Войцєня, І.Є. Гаркуша

Kharkov Institute of Physics and Technology, Kharkov, Ukraine

**Ångström Laboratory, Uppsala University, SE-75121 Uppsala, Sweden*

Підкритичний реактор на швидких нейтронах більш безпечний, ніж критичний. Він не залежить від нейтронів, що запізняються, і тому може використовувати широке коло палив, в тому числі палива зі значним вмістом малих актинідів. Підкритичний реактор збуджується стороннім нейтронним джерелом, в якості якого може використовуватись плазмовий генератор термоядерних нейтронів. Була розглянута схема гібридного ядерно-термоядерного підкритичного реактора на базі відкритої пастки з прямими силовими лініями (ВППСЛ). В такій схемі як дейтерій, так і тритій нагріваються до високих температур за допомогою високочастотного (ВЧ) нагріву.

Проаналізований рух заряджених частинок у ВППСЛ. Показано, що в цій пастці частинки не дрейфують поперек магнітного поля. Знайдено 4 незалежних інтегралів руху. Проведені розрахунки щодо ВЧ нагріву дейтерія і тритія в ВППСЛ. При нагріві дейтерію на основній циклотронній гармонії збуджена антеною хвиля майже повністю поглинається за один прохід крізь циклотронну зону. Нагрів мало чутливий до зміни параметрів розряду. Добротність антени є низькою. Тритій нагрівається в на другій циклотронній гармонії. Поглинання хвиль тут слабкіше і чутливість ВЧ нагріву до зміни параметрів плазми вища.

Із залученням нейтронних розрахунків запропоновано схему ядерної частини підкритичного реактора з використанням МОХ палива та евтектики свинець-вісмут в якості теплоносія. Проведені розрахунки критичності реактора до і після вигорання палива. Змодельована ситуація часткової та повної втрати теплоносія. Розраховане радіційне ушкодження ВЧ антени та потоки нейтронів поблизу джерела. Розраховані компоненти ядерного палива, яке мінімізує виробництво трансуранових відходів.

Розроблена магнітна система для гібридного реактора з ВППСЛ. В першому варіанті використано два шари котушок. Внутрішній шар складають квадрупольні котушки (модернізовані котушки Іоффе), а зовнішній - кругові котушки. Проведені також розрахунки щодо оптимізації одношарової магнітної системи, що складається з твістованих котушок.

Запропоновано нову схему термоядерного нейтронного джерела на базі відкритої пасткової системи, що складається з центральної ВППСЛ та двох багатопробкових систем, що приєднані до ВППСЛ з обох боків. Проведений аналіз балансу енергії та вироблення нейтронів показав перспективність цієї пропозиції. Більше можливостей відкриває пропозиція отримувати нейтрони в комбінованій системі стеларатор-відкрита пастка. Розрахунки балансу енергії прогнозують високу ефективність генерації нейтронів завдяки відносно доброму утриманню фонові дейтерієвої плазми в стелараторі та локалізації гарячих іонів тритія у відкритої пастковій частині. Створена числова модель, яка розв'язує баунс-усереднене кінетичне рівняння, і для системи стеларатор-відкрита пастка проведені розрахунки функції розподілу іонів тритію при нейтральній інжекції. Розрахунки показали високу локалізацію нейтронного потоку на відкритої пастковій частині системи. Проведені розрахунки щодо впливу збурення відкритої пасткового типу на магнітну конфігурацію стеларатора. Розрахунки показали, що при збуреннях, достатніх для утримання гарячих іонів, руйнування зовнішніх магнітних поверхонь зменшує радіус плазми. Але, зменшуючи обертальне перетворення силових ліній, можна скомпенсувати таке зменшення.

ОСОБЛИВОСТІ ВИПРОМІНЮВАННЯ ПЛАЗМИ НА ЧАСТОТІ ДРУГОЇ ГАРМОНІКИ ЕЛЕКТРОННОГО ЦИКЛОТРОННОГО РЕЗОНАНСУ НА ДЛЯ ТОРСАТРОНІ УРАГАН-3М

Р.О. Павліченко, А.Е. Кулага, Н.В. Заманов

Інститут фізики плазми, ННЦ "Харківський фізико-технічний інститут"

Під час створення та утримання в торсатроні Ураган-3М оптично тонкої плазми були проведені спектральні вимірювання випромінювання на частоті другої гармоніки електронного циклотронного випромінювання (ЕЦВ). Метод ЕЦВ діагностики дозволяє визначати електронну температуру плазми по її тепловому магнітно-гальмівному випромінюванню на електронній циклотронній частоті і її гармоніках. Сам принцип вимірювання температури таким методом повністю аналогічний добре відомому в спектроскопії плазми способу, що полягає у використанні оптично-щільних ліній.

Для аналізу спектру випромінювання застосовують методи НВЧ-радіотехніки і проводять роботи в інфрачервоному діапазоні. Типовим мікрохвильовим методом є застосування гетеродинного приймача. Цей метод дозволяє отримати гарний динамічний діапазон по частоті $\Delta\omega/\omega < 10^{-3}$ і високу роздільну здатність за часом (≤ 1 мкс) при фіксованій робочій частоті. Такий метод дуже зручний при отриманні часової залежності потужності, що випромінюється, для фіксованої точки у просторі, в тому числі і для спостереження різних коливань. Змінюючи частоту, можна періодично одержувати профілі потужності по перерізу плазмового шнура.

Було показано, що радіальний профіль електронної температури плазми в діапазонах частот 31-38 ГГц може бути оцінений для значної частини радіуса плазми, та є похідною від профілю температури випромінювання. Застосована процедура перетворення ігнорує багаторазові відбиття від стінок вакуумної камери, але досить повно та із малою похибкою дає можливість отримати експериментальні результати для радіального профілю електронної температури плазми. При деяких експериментальних умовах отримано суттєве зниження ЕЦВ сигналу. Це може бути пов'язано з існуванням так званої «критичної» щільності для обраного діапазону частот. Різниця між радіаційною і справжньою температурами обумовлена малими значеннями плазмової оптичної товщини через невеликі значення густини плазми. Відмінності в отриманих даних ЕЦР- випромінювання можна віднести ще за рахунок ефекту перемішування поляризації випромінювання. Температура електронів обчислюється із температури випромінювання, використовуючи наближення токамака для оптичної товщини. Різниця отриманої температури за даними ЕЦР в порівнянні з іншими діагностиками може бути пояснена як наслідок локальної модифікації електронного профілю густини.

СИНЕРГІЗМ АЛЬФВЕНОВИХ НЕСТІЙКОСТЕЙ ЧЕРЕЗ КОМПТОНОВЕ РОЗСІЯННЯ НА ШВИДКИХ ЙОНАХ

Ю.В. Яковенко¹, Я.І. Колесниченко¹, М.Г. Тищенко¹, Р.Б. Вайт²

¹Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

²Принстонська лабораторія фізики плазми, Принстон, США

E-mail: yakovenko@kinr.kiev.ua

Комптонове розсіяння відіграє важливу роль у формуванні спектрів альфвенових хвиль в астрофізичних плазмових системах. У токамаках комптонове розсіяння ТАЕ-мод на електронах може підсилювати загасання цих мод [1]. У цій роботі демонструється, що наслідки комптонового розсіяння таких мод на швидких йонах є протилежними: розсіяння може підсилювати збудження мод швидкими йонами та викликати їх вибухову нестійкість.

Комптонове розсіяння відбувається завдяки резонансній взаємодії між частинками та біттями пари хвиль. Залежно від вигляду цього резонансу, така взаємодія веде або до трансформації одної хвилі в іншу, або до одночасного випромінювання / поглинання обох хвиль. Отриманий у роботі вираз для комптонівського внеску в інкременти пари альфвенових мод показує, що нелінійна взаємодія має тенденцію підсилювати нестійкість, якщо ці моди є лінійно нестійкими. Аналіз модельної системи рівнянь, яка описує еволюцію амплітуд мод, показує, що комптонове розсіяння веде до їх синергічного розвитку. А саме, щойно амплітуда одної з них перевищує певний поріг, друга мода починає зростати надекспоненційно. Коли ж амплітуди обох мод стають порівнянними, відбувається їх вибухова нестійкість (тобто, зростання амплітуд до нескінченності за скінченний час). При цьому вибух має тенденцію залучати додаткові нестійкі моди в процесі розвитку.

Так звані “альфвенівські лавини” [2], які спостерігаються в сферичному торі NSTX — це сильні спалахи альфвенових нестійкостей, які включають моди з різними хвильовими номерами і призводять до сильних спадів нейтронної емісії та навіть втрат швидких йонів. Попередні оцінки показують, що комптонове розсіяння здатне пояснити розвиток лавини за час ~ 100 мкс при реалістичних амплітудах мод.

Робота частково підтримувалася проектом № 4588 Українського науково-технологічного центру (УНТЦ).

Література

[1] T.S. Nahm and L. Chen, Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 266.

[2] E.D. Fredrickson et al., Nucl. Fusion **46** (2006) S926.

ОБ'ЄДНАНИЙ ОПИС БАЛІСТИЧНИХ І ДИФУЗІЙНИХ ПРОЦЕСІВ ДЛЯ ПЛАЗМОВОЇ ТУРБУЛЕНТНОСТІ

А.Г.Загородній

Інститут теоретичної фізики ім. М.М.Боголюбова НАН України, Київ

Турбулентна дифузія, що породжується плазмовими нестійкостями у багатьох випадках демонструє аномальні властивості, які не можуть бути описані на основі звичайного рівняння дифузії. Зокрема, середньоквадратичне зміщення на початковому етапі еволюції може мати квадратичну залежність від часу, яка згодом переходить в лінійну (звичайна дифузія), або дробову степеневу («дивна», або дробова дифузія).

В цьому повідомленні запропоновано об'єднаний опис балістичних і дифузійних процесів на основі часово-нелокального узагальнення рівняння Фокера-Планка. Встановлено зв'язок між часово-нелокальними кінетичними коефіцієнтами та спостережуваними величинами (середнім та середньоквадратичним зміщеннями). Отримано розв'язки немарковських рівнянь, що описують дифузійні процеси в координатному просторі. Показано, що такі розв'язки узгоджуються з результатами числового моделювання турбулентної дифузії в магнітоактивній плазмі. Встановлено, що балістичні ефекти можуть бути суттєвими на початковому етапі розвитку турбулентності.

ЗБУДЖЕННЯ ІОННИХ АЗИМУТАЛЬНИХ ПОВЕРХНЕВИХ МОД У ЗАМАГНІЧЕНІЙ ПЛАЗМІ ЛЕГКИМИ ІОНАМИ

В.О. Гірка, І.О. Гірка, І.В. Павленко

Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна

Досліджено збудження іонних незвичайних азимутальних поверхневих хвиль (НАПХ) з негативним азимутним номером моди в замагніченій плазмі кільцевим пучком легких іонів [1]. Теоретичний аналіз свідчить, що резонансну взаємодію пучка з поверхневими хвилями цього типу можна реалізувати в достатньо сильному зовнішньому магнітному полі. Результати числових та аналітичних розрахунків добре збігаються. Встановлено, що ефективне збудження є можливим на частотах, що є близькими до кратних частці мас іонів основної плазми та іонів пучка. Показано, що інкременти резонансної пучкової нестійкості НАПХ збільшуються при збільшенні азимутного номера моди, ширини прошарку між плазмовим шнуром і стінкою хвилеводу, а також густини пучка.

Хоча для збудження цих НАПХ не потрібен релятивістський пучок, проте вимоги до зовнішнього магнітного поля, яке необхідне для реалізації умов збудження, виявляються досить жорсткими. Це пояснюється тим, що доданок у дисперсійному рівнянні, відповідальний за збудження НАПХ, є пропорційним до квадрата швидкості пучка, яка, в свою чергу, є пропорційною до сталого аксіального магнітного поля B_0 . У разі слабкого магнітного поля швидкості частинок пучка є занадто малими, і збудження НАПХ не відбувається.

Збудження НАПХ кільцевим іонним пучком характеризується наступною особливістю. Пучок обертається в зовнішньому магнітному полі в проміжку між плазмовим шнуром і металевою камерою. Таким чином, швидкість пучка v визначається індукцією зовнішнього магнітного поля і радіусами плазмового шнура R_1 і металевої камери, R_2 : $|\omega_e/R_1/\gamma < v < |\omega_e/R_2/\gamma$. Що ближче радіус пучка до радіусу металевої камери, то більше кінетичної енергії може бути передано електромагнітній хвилі, перш ніж пучок досягне поверхні плазми внаслідок його уповільнення. З іншого боку, що ближче пучок до металевої камери, то слабше електричне поле збуджуваної моди, отже, тим нижче ефективність плазмово-пучкової взаємодії.

Що ширше є проміжок Δ між плазмовим шнуром і металевою стінкою хвилеводу, в якому обертається іонний пучок, то вищого коефіцієнта корисної дії можна очікувати. Збільшення Δ призводить також до істотного збільшення інкрементів збудження іонних НАПХ, що відповідає висновкам, які зроблено в [2] стосовно електронних НАПХ. Залежність інкрементів пучкового резонансного збудження НАПХ від величини B_0 є немонотонною, оскільки найбільш ефективно збудження відбувається для таких значень B_0 , для яких власні частоти співпадають із значенням частоти $\omega = |\omega_e| N / \gamma$, бо при цьому стає рівним нулю резонансний знаменник в дисперсійному рівнянні. Загалом, чим менше B_0 , тим вищою є гармоніка іонної циклотронної частоти пучка, на якій коливаються ті частинки пучка, з яким НАПХ може взаємодіяти в резонансний спосіб, і тим меншим виявляється інкремент збудження.

Результати представлених теоретичних досліджень становлять інтерес для вирішення проблем плазмової електроніки.

1. Girka, V.O., Girka, I.O., Pavlenko, I.V., "Excitation of ion azimuthal surface modes in a magnetized plasma by annular flow of light ions", *Journal of Electromagnetic Waves and Applications*, accepted.
2. Girka, V.O., Girka, I.O., Pavlenko, I.V., "Excitation of azimuthal surface modes by relativistic flows of electrons in high-frequency range", *Plasma Physics Reports*, Vol. 37, No. 5, 447–454, 2011.

**ПОГЛИНАННЯ ВЧ – ЕЛЕКТРОМАГНІТНОГО ПОЛЯ
В ПРИОСЕВІЙ ОБЛАСТІ РОЗРЯДНОЇ КАМЕРИ ПЛАЗМОВОГО
ДЖЕРЕЛА ГЕЛІКОНОВОГО ТИПУ.**

О. В. Алексенко, В. І. Мирошніченко, С. М. Мордик
м. Суми, Інститут прикладної фізики НАН України

З урахуванням діаграми областей існування геліконових хвиль та хвиль Трайвелпіса – Гулда проведені чисельні розрахунки оптимального поглинання потужності ВЧ – електромагнітного поля в приосевій області розрядної камери геліконового джерела для певних геометричних розмірів розрядної камери та збуджуючої антени, типу збудженої моди, тиску робочого газу. Зроблено оцінку максимально можливого іонного струму. Для розрахунків обрано параметри джерела іонів, що на теперішній час використовується як інжектор ядерного мікрозонду ІПФ НАН України. Результати отримано для водневої і гелієвої плазми.

Вважається що циліндричне джерело плазми знаходиться в зовнішньому поздовжньому однорідному магнітному полі. Збудження електромагнітних хвиль у джерелі відбувається поперек зовнішнього магнітного поля. Робоча частота ω збуджуючої антени, яка задовольняє діапазону $\omega_{ci} < \omega < \omega_{ce} < \omega_{pe}$, дорівнює $\omega = 2 \cdot \pi \cdot f$ (рад/сек), $f = 27,12$ МГц.

НЕМОДАЛЬНИЙ ПІДХІД У КІНЕТИЧНІЙ ТЕОРІЇ ЗСУВНИХ ТЕЧІЙ ПЛАЗМИ

В.С. Михайленко¹, В.В. Михайленко², К.М. Степанов³

¹*Харківський національний університет ім. В.Н. Каразіна,*

²*Пусанський національний університет, Пусан, Південна Корея,*

³*Національний науковий центр «Харківський фізико-технічний інститут»*

Дослідження довго часової поведінки режимів поліпшеного утримання плазми, де зсувна течія плазми відіграє ключову роль, є проблемою особливої важливості у фізиці неперервної роботи термоядерних систем. Незважаючи на багатолітні дослідження цієї проблеми у світовій фізиці плазми, все ще залишаються нерозв'язаними ключові питання у розвитку аналітичних методів досліджень довгочасової еволюції турбулентності та процесів аномального переносу у зсувних течіях плазми. Авторами доповіді розвинуто новий підхід до кінетичного аналізу часової еволюції низькочастотної турбулентності дрейфового типу неоднорідної нестационарної зсувної течії плазми поперек до магнітного поля. На відміну від відомого гірокінетичного підходу, авторами використано метод зсувних мод (який також називають немодальним підходом). Важливим компонентом теорії є використання перенормованих координат провідного центру та координат ларморівської орбіти, які ураховують ефект турбулентного розсіяння частинок зсувними модами з залежними від часу хвилевими векторами (наслідок розтягування хвиль зсувною течією). Таке перенормування передуює процедурі усереднення по гірокуту та утримує ефект турбулентного розсіяння змінної кута ларморівського обертання у системі рівнянь Власова-Пуасона. Розвинута теорія виявляє нові характерні часові та відповідні їм еволюційні процеси, які проявляють різні статистичні властивості. Отримано, що основним нелінійним ефектом, який між іншим відсутній у звичайній гірокінетичній теорії, але є відповідальним за надзвичайно швидке придушення нестійкостей дрейфового типу, є ефект турбулентного розсіяння кута ларморівського обертання зсувними збуреннями.

Отримано перенормоване немодальне квазілінійне рівняння, яке ураховує вплив розсіяння іонів ансамблем зсувних дрейфових хвиль на функцію розподілу іонів. Це рівняння використано для дослідження процесів часової еволюції аномального переносу іонів та їх енергії у зсувній течії плазми. Отримані коефіцієнти дифузії та теплопровідності, які проявляють швидке зменшення з часом завдяки широкій швидкості.

EXCITATION OF WAKEFIELD IN PLASMA BY THE CYLINDRICAL ELECTRON BUNCH

Yuriy Tolochkevych, Taras Litoshenko, Ihor Anisimov
Taras Shevchenko National University of Kyiv, Radiophysics faculty

Plasma wakefield acceleration of charged particles is currently considered as promising substitution of traditional acceleration methods [1]. Laser pulses and electron bunches are often chosen as drivers for the generation of wakefield in plasma. Therefore interaction of electron bunches with plasma is actively researched [2].

In previous works [3] dynamics of electron bunch and excitation of wakefield in plasma was investigated in 1D geometry which doesn't fully reflect real laboratory experiments. In this report we present relativistic particle-in-cell (PIC) simulation of bunch-plasma interaction in 2.5D cylindrical geometry [4].

Cylindrical simulation volume was filled with plasma which had Gaussian density profile in radial direction. Plasma density on the axis was $2.6 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. Electron bunch of the cylindrical shape was injected into the system along its axis. Bunch density was $8 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ and its velocity was varied from 0.1 c to 0.99 c.

Electric field of injected bunch produces oscillations in plasma volume which propagate outwards of interaction region in form of Langmuir waves. Similarly to the 1D simulation we observe that electron bunch change its form while being influenced by excited wakefield in plasma. In axially symmetric geometry excited wake field has arrow-like shape. The angle between wave front and system axis depends on the velocity of the bunch. In simulations we also observe the influence of radial component of electric field on electron bunch.

Simulations were carried out for bunches up to relativistic velocities. Under these conditions deformation of initial shape of the bunch is relatively small. For such velocities electromagnetic field becomes visible in form of pulses on both ends of relativistic bunch. These pulses could be interpreted as transitional radiation on the metal-plasma boundary.

1. Th. Katsouleas. Nature, 2004, 431, p.515-516.
2. Ch. Joshi and T. Katsouleas. Physics Today, 2003, 56, 47.
3. I.O. Anisimov, Yu. M. Tolochkevych. Ukr. J. Phys, 2009, V. 54, 5, p. 454-460.
4. Yu.M.Tolochkevych, T.E.Litoshenko, I.O.Anisimov. Вопросы атомной науки и техники. Серия: Плазменная электроника и новые методы ускорения, 2010. №4. С. 47-50.

ПРОХОДЖЕННЯ ЕЛЕКТРОМАГНІТНОЇ ХВИЛІ КРІЗЬ ШАРИ НЕОДНОРІДНОЇ ПЛАЗМИ

Івко С.В.¹, Денисенко І.Б.¹, Азаренков М.О.¹, Смоляков А.І.²

¹Харківський національний університет ім. В.Н. Каразіна, Харків, Україна;

²Університет Саскатчевана, Саскатун, Канада.

Проходження електромагнітних хвиль крізь плазму є одним з найбільш вивчаємих питань. Ця задача виникає в багатьох областях фізики плазми: від досліджень іоносфери до керованого термоядерного синтезу. Останнім часом увагу дослідників привернули матеріали з від'ємним показником заломлення, а також середовища з від'ємною діелектричною проникливістю, до яких, зокрема, належить надгуста плазма ($\omega < \omega_{pe}$). Незвичайні оптичні властивості таких середовищ лежать в основі ідеї “ідеальних лінз” – оптичних систем з роздільною здатністю меншою довжини хвилі. Відомо, що на межі плазми з вакуумом чи стінкою утворюється перехідний шар розрідженої плазми, таким чином, на практиці ми маємо справу не з однорідним шаром плазми, а з структурою, яку можна уявити як набір шарів плазми різної густини. Також різноманітні спеціально створені шаруваті структури часто застосовуються в науці та техніці. Було з'ясовано, що інтерференція хвиль у шаруватих структурах, до складу яких входить шар надгустої плазми, призводить до того, що зазвичай непрозорий шар плазми стає цілковито прозорим [1]. Коефіцієнт прозорості сильно залежить від параметрів системи: товщини шарів, густини плазми, частоти та кута падіння хвилі, наявності зовнішнього магнітного поля [2].

До цього часу ми обмежувалися вивченням систем з однорідних шарів плазми, але зазвичай шари плазми неоднорідні, що також впливає на проходження електромагнітних хвиль. Ми розглянули систему з двох неоднорідних шарів плазми та, використовуючи аналітичні та чисельні методи, дослідили коефіцієнт прозорості такої системи.

[1] A.I. Smolyakov, E.A. Fourkal, S.I. Krasheninnikov, and N. Sternberg, Prog. Electromagn. Res. 107, 293 (2010).

[2] S. Ivko, A. Smolyakov, I. Denysenko, and N. A. Azarenkov Phys. Rev. E **84**, 016407 (2011)

НОВИЙ МЕТОД ВИМІРЮВАННЯ ФАЗОВОГО ЗСУВУ ЗОНДУЮЧИХ СИГНАЛІВ

Філіппов В.В., Бережний В.Л.

Інститут фізики плазми. Національний науковий центр «Харківський Фізико-Технічний інститут»

В багатьох радіотехнічних задачах [1] необхідно вимірювати зміну фазового зсуву зонduючого гармонічного сигналу в часі. Наприклад, при дослідженні плазми в термоядерних установках широко застосовується метод визначення густини плазми за даними інтерферометрії. Як відомо, у випадку зондування звичайною хвилею (1) фазовий зсув пройденого через плазму зонduючого сигналу прямо пропорційний густині електронів плазми [2].

$$\omega \gg \omega_{pe}, \omega_{pe} = \sqrt{\frac{4\pi n_e e^2}{m_e}}, \quad (1)$$

де ω – частота зонduючого сигналу, ω_{pe} – плазмова електронна частота, n_e – густина електронів, m_e і e – маса та заряд електрона.

При апаратному порівнянні зонduючого сигналу з опорним сигналом результатом вимірювань є не звичайний фазовий зсув $\varphi(t)$, а функція $F(t) = \sin(\varphi(t))$ [2,3].

У зв'язку з наявністю областей малої диференціальної чутливості у сигналу $F(t)$, в яких $\frac{\partial F(t)}{\partial t} = 0$, а $\frac{\partial \varphi(t)}{\partial t} \neq 0$ знак $\frac{\partial \varphi(t)}{\partial t}$ після проходження цих областей без додаткової інформації неможливо однозначно визначити. Ці умови виконуються при $\varphi(t) = \frac{\pi}{2} + m\pi$, де $m = 0, 1, 2 \dots \infty$. Таким чином, для визначення фазового зсуву необхідно використовувати два сигнали $F(t)$ і $G(t)$ з різними початковими фазами, різниця яких θ не є кратною π .

$$F(t) = \sin(\varphi(t) + \theta), \text{ где } \theta \neq n\pi, n = 0, 1, 2 \dots \quad (2)$$
$$G(t) = \sin(\varphi(t)).$$

Вимірювання $F(t)$ і $G(t)$ є непрямими і підлягають подальшій обробці, яка раніше засновувалась на використанні зворотних тригонометричних функцій та логічних операцій [3]

$$\varphi(t) = \arctg\left(\frac{F(t)}{G(t)}\right), \theta = \frac{\pi}{2}. \quad (3)$$

Особливі труднощі виникають якщо різниця фаз між сигналами θ не дорівнює $\frac{\pi}{2}$. Альтернативою тригонометричним функціям ми вибрали інтегральне рівняння, що пов'язує $\varphi(t)$ з вхідними сигналами $F(t)$ і $G(t)$

$$\varphi(t) = \int_0^t \frac{F(\dot{t}) \frac{\partial G(\dot{t})}{\partial \dot{t}} - G(\dot{t}) \frac{\partial F(\dot{t})}{\partial \dot{t}}}{\sin(\theta)} d\dot{t}. \quad (4)$$

Запропонований метод визначення зміни фазового зсуву забезпечує зниження обмежуючих вимог до експериментальних даних (практично довільний фазовий зсув між сигналами), відказ від використання логічних операцій при обробці сигналів. Аналіз впливу шумів у вихідних сигналах показує, що цей метод дає небагато більшу похибку при визначенні фази, але дозволяє більш якісно досліджувати флуктуації фази. Викликає інтерес розробка комбінованих методик, заснованих на одночасному використанні запропонованої методики та зворотних тригонометричних функцій.

[1] В.А. Кузнецов, В.А. Долгов, В.М. Коневских и др., Измерения в электронике: справочник, 1987.

[2] В.Е. Голант, Сверхвысокочастотные методы исследования плазмы, 1968.

[3] А.В. Зоренко, Г.П. Ермак, Н.Е. Медведь, Твердотельный интерферометр с рабочей частотой 280 ГГц, Радиофизика и электроника, том 12 №1, 2007, с 268-272.

ЗАГАЛЬНИЙ КРИТЕРІЙ ВИПРОМІНЮВАЛЬНОЇ НЕРІВНОВАЖНОСТІ ПЛАЗМИ

В.А. Жовтянський

Інститут газу НАН України, м. Київ

У сучасній плазмохімії виокремився напрямок, що ґрунтується на застосуванні квазірівноважної електродугової плазми для нагрівання реагентів у процесах конверсії вуглецевмісної сировини, модифікації поверхні конструкційних виробів, переробки промислових, побутових і медичних відходів [1].

Електродугові генератори в цих технологіях використовуються, зазвичай, як високотемпературні джерела теплової енергії, проте не викликає сумнівів перспектива використання плазми як реагенту. Цілеспрямоване використання ефектів нерівноважності плазми дозволить оптимізувати роботу таких генераторів або ж зменшити енергетичну ціну виробництва заряджених частинок у плазмових технологіях. Так чи інакше, урахування ефектів нерівноважності внаслідок перенесення випромінювання є необхідним для адекватного моделювання властивостей плазми в електричних дугах.

Визначення загального критерію випромінювальної нерівноважності плазми в пропонованій роботі проводиться на прикладі плазми електричної дуги в парах міді. Раніше нами був розроблений критерій такої нерівноважності на основі дворівневої моделі атома [2]. Проте для плазми в парах міді визначальними щодо нерівноважності є зіткнувально-випромінювальні переходи між двома резонансними, двома метастабільними та основним рівнями. Для прикладу, рівняння заселеності нижнього із резонансних рівнів можна представити у такому вигляді:

$$n_r^l (\omega_{rg}^l + \omega_{rm}^{lu} + \omega_{rm}^{ll}) - n_g \omega_{gr}^l - n_m^u \omega_{mr}^{ul} - n_m^l \omega_{mr}^{ll} + R_{rg}^l + R_{rm}^{lu} = 0, \quad (1)$$

де вплив процесів, пов'язаних з випромінюванням, описується доданками R_{rg}^l і R_{rm}^{lu} , один з яких має такий вигляд (всі інші – аналогічний):

$$R_{rm}^{lu} = -n_r^l A_{rm}^{lu} + \int_V n_r^l(r') A_{rm}^{lu} K_{rm}^{lu}(r, r') dr' = 0, \quad K(r', r) = \frac{1}{4\pi} \int_0^\infty \frac{k_v(r') \varepsilon_v(r')}{|\vec{r} - \vec{r}'|^2} \exp[-\int_{\vec{r}}^{\vec{r}'} k_v(\vec{r}'') d\vec{l}] dv. \quad (2, 3)$$

Тут n – заселеність відповідного рівня, A – ймовірність радіаційних переходів, а ω – частота зіткнувальних збудження та дезактивації атома між рівнями, що відмічені індексами, нижні з яких g, m, r – відповідають основному, метастабільному та резонансному рівням, відповідно, а верхні u, l – верхньому та нижньому підрівням для метастабільних та резонансних рівнів. Інтегральний член урахує радіаційне перенесення збудження, де ядро $K(r, r')$ є ймовірність того, що фотон, випромінений з точки r' в межах контуру однієї із згаданих резонансних спектральних ліній, поглинеться в об'ємі, заданому r . У рівнянні (1) ураховано, що відповідно до принципу детальної рівноваги швидкості переходів між рівноважними між собою резонансними та метастабільними підрівнями є рівними між собою. Аналогічно записуються рівняння для верхнього резонансного та двох метастабільних рівнів.

Аналіз показав, що відхилення від рівноважної заселеності окремих рівнів, наприклад – метастабільного, визначається сумарним впливом як відношення суми радіаційних членів (2) для всіх ліній, що поглинаються метастабільним рівнем, до частоти зіткнувальних процесів, властивих цим рівням, так і аналогічним відношенням для всіх п'яти резонансних ліній, що випромінюються з резонансного рівня.

Робота підтримана НАН України, проект НАНУ-РФФД №44-11.

Література

1. Словецкий Д.И. VI ISTAPC (September 5-9, 2011, Ivanovo, Russia). – P. 39.
2. Жовтянський В.А., Лелюх Ю.І., Ткаченко Я.В. УФЖ (прийнято до друку).

ПОТОЧНИЙ СТАН ДОСЛІДЖЕНЬ ПЛАЗМОВОЇ ЛІНЗИ ДЛЯ ФОКУСУВАННЯ ІНТЕНСИВНИХ ПУЧКІВ НЕГАТИВНО ЗАРЯДЖЕНИХ ЧАСТИНОК

О. А. Гончаров¹, В. І. Гушенець², А. М. Добровольський¹, С. П. Дунець¹, І. В. Літовко³,
Є. М. Окс²

¹ Інститут фізики, проспект Науки, 46, Київ 03028, Україна;

² Інститут сильнотрумової електроніки СВ РАН, проспект Академічний, 4, Томськ 634050, Росія;

³ Інститут ядерних досліджень, проспект Науки, 47, Київ 03028, Україна;

e-mail: dunets@iop.kiev.ua

В наукових дослідженнях та технологіях широкого застосування здобули пучки електронів та іонів. Це ставить проблему виготовлення пристроїв, спроможних виконувати ефективне фокусування інтенсивних пучків заряджених частинок, особливо негативних.

Раніше ми показали [1], що аксіально-симетричний циліндричний прискорювач із замкненим електронним дрейфом генерує некомпенсований пучок позитивних іонів, що утворює область позитивного просторового заряду навколо вісі пристрою. В запропонованій конфігурації утворюється абераційний профіль просторового заряду, а також сильне магнітне поле на вісі системи. Наступним кроком у розвитку плазмової лінзи стало створення нового модифікованого циліндричного плазмового прискорювача з анодним шаром із магнітною ізоляцією електронів, який генерує позитивний просторовий заряд потрібної конфігурації. За основу було взято ідеї, аналогічні використаним у [2]. Модифікований прискорювач генерує пучок позитивних іонів, що проходить крізь два канали, в яких реалізується компенсація азимутальної закрутки в магнітному полі зустрічних напрямків. Це дає змогу створити максимум позитивного просторового заряду безпосередньо на вісі системи. Також нам вдалося істотно знизити розсіяне магнітне поле на вісі прискорювача, що є критичним для фокусування пучків електронів.

Ми представляємо дослідження характеристик модифікованого циліндричного плазмооптичного пристрою, що впливають на створення оптимальних умов для накопичення позитивного просторового заряду, придатного для фокусування інтенсивних пучків негативно заряджених частинок. Наводимо основні експериментальні та теоретичні результати щодо подальшого розвитку ідеї використання модифікованого аксіально-симетричного циліндричного плазмового прискорювача з замкненим дрейфом електронів в якості лінзи з об'ємним зарядом.

ЛІТЕРАТУРА

1. A.N. Dobrovolskiy, S.P. Dunets, A.N. Evsyukov, A.A. Goncharov, V.I. Gushenets, I.V. Litovko, E.M. Oks, The Development of the Positive Space Charge Plasma Lens for Manipulating High Current Beams of Negatively Charged Particles, *Problems of Atomic Science and Technology*. Series "Plasma Physics" (17). 2011. N1, p. 62-64.

2. A.A. Bizyukov, A.I. Girka, K.N. Sereda, A.V. Nazarov, E.V. Romaschenko, Hall Ion Source with Ballistic and Magnetic Beam Focusing // *Problems of Atomic Science and Technology*. Series "Plasma Physics" (14). 2008, N6, p. 174-176.

Робота була частково підтримана грантом ДФФД Ф40.2/023 та РФФД 11-08-90405.

КРАЙОВІ ВЧ МОДИ ТА ГЕНЕРАЦІЯ ЕЛЕКТРОННИХ СТРУМІВ У НЕОДНОРІДНІЙ ГЕЛІКОННІЙ ПЛАЗМІ

К.П. Шамрай¹⁾, М.А. Белошенко¹⁾, Ш. Шінохара²⁾, Т. Мотомура³⁾

¹⁾ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

²⁾ Токійський університет сільського господарства і технологій, Токіо, Японія

³⁾ Університет Кюсю, Фукуока, Японія

Геліконні джерела, завдяки своїй здатності генерувати густу плазму, інтенсивно досліджуються останнім часом з метою потенціального застосування в якості безелектродних плазмових двигунів для космічних апаратів. Розглянуто декілька схем прискорення геліконної плазми: з використанням безструмового подвійного шару [1] чи розподіленого перепаду потенціалу [2], які виникають у потоці витікаючої плазми; з використанням кільцевого геліконного джерела в якості передіонізаційного ступіня для холлівського двигуна [3] тощо. Ряд нових схем досліджується в рамках проекту HEAT (“Helicon Electrodeless Acceleration Thruster”), який виконується декількома лабораторіями в Японії за участю групи співробітників ІЯД НАНУ. Ці схеми беруть за основу МПД метод, з генерацією електронних струмів або зовнішніми способами (ВЧ електричне чи магнітне поле, що обертаються), або за рахунок внутрішніх механізмів. Один з таких механізмів аналізується в цій роботі.

Розглянуто власні хвильові моди в неоднорідній плазмі і показано, що існує дві множини істотно різних мод геліконних хвиль. Перша з них включає відомі (напр., [4]), майже чисто геліконні моди, які існують в діапазоні поздовжніх хвильових чисел більших за певне критичне значення, що визначається відсутністю в об’ємі плазми поверхні конверсії геліконних хвиль у квазіелектростатичні. Це – об’ємні моди з областю локалізації, яка знаходиться поблизу центра плазми і обмежена поверхнею відсічки геліконів. Друга, значно численніша множина включає змішані моди, які утворені геліконними і квазіелектростатичними хвилями і існують у діапазоні хвильових чисел менших за критичне, коли в плазмі присутня поверхня конверсії. Ці моди локалізовані ближче до периферії плазми, в області між поверхнями конверсії та відсічки геліконів. Показано, що наслідок присутності квазіелектростатичної складової змішаним модам притаманні сильні електричні поля, здатні генерувати інтенсивні стаціонарні електронні струми за рахунок пондеромоторних сил. Обговорюється можливість використання цього механізму для прискорення плазми.

1. C. Charles, R.W. Boswell, W. Cox, R. Laine and P. MacLellan. *Appl. Phys. Lett.* **93**, 201501 (2008).
2. V.F. Virko, Yu.V. Virko, V.M. Slobodyan and K.P. Shamrai. *Plasma Sources Sci. Technol.* **19**, 015004 (2010).
3. R.A. Martinez, W.A. Hoskins, P.Y. Peterson and D. Massey. *31st Int. Electric Propulsion Conf.* (Ann Arbor, USA, Sep 20 – 24, 2009), IEPC-2009-120.
4. F.F. Chen, M.J. Hsieh and M. Light. *Plasma Sources Sci. Technol.* **3**, 49 (1994).

ВЗАЄМОДІЯ ПИЛОВИХ ЧАСТИНОК В ПЛАЗМІ З МАГНІТНИМ ПОЛЕМ

Г.О. Гавриш, О.Ю. Кравченко, Т.С. Лиситченко

Київський університет імені Тараса Шевченка, в. Володимирська, 64, 01601 Київ, Україна

Дослідження зарядки пилових частинок та їх взаємодії в плазмі являється однією з основних задач фізики запыленої плазми. Величина та знак заряду пилових частинок суттєво впливають як на параметри плазми, так і на поведінку самого ансамблю пилинок, зокрема визначають утворення різноманітних пилових структур. Останнім часом з'явився значний інтерес до дослідження пилових структур в замагніченій плазмі [1]. В зв'язку з цим актуальною стає задача визначення заряду пилових частинок та сил, що діють на них в плазмі з магнітним полем. Традиційним підходом, що використовується для описання взаємодії пилинок з плазмою, є наближення обмеженого орбітального руху. Проте в ряді робіт було показано, що такий підхід неправомірний при високих тисках газу, при наявності направленої потоку іонів та при сильній взаємодії між пиловими частинками.

В даній роботі досліджується процес зарядки та екранування пилових частинок в плазмі аргону з магнітним полем за допомогою комп'ютерного моделювання. В моделі розглядаються одна або дві сферичні пилові частинки, розташовані в низькотемпературній плазмі в присутності заданого на границі області моделювання іонного потоку та постійного в об'ємі магнітного поля. Використовується трьох-вимірний метод молекулярної динаміки для найбільш точного описання руху плазмових частинок та їх взаємодії з макроскопічними пиловими частинками. Вважається, що у випадку перетину траєкторії електрона чи іона поверхні пилової частинки їх заряд передається пилінці, а самі вони зникають з розгляду. Для моделювання елементарних процесів у плазмі використовувався метод Монте-Карло. При цьому враховувались пружні зіткнення електронів і іонів з нейтральними атомами, збудження та іонізація атомів, а також процеси перезарядки.

Внаслідок проведених розрахунків одержані просторові розподіли потенціалу самоузгодженого електричного поля, концентрацій електронів і іонів в околі пилових частинок при різних значеннях індукції магнітного поля, тиску нейтрального газу та швидкості іонного потоку. Обрахована також величина сили, що діє на пилінки в плазмі внаслідок бомбардування іонами плазми. Результати розрахунків показали, що при збільшенні швидкості плазмового потоку збільшується глибина потенціальних ям біля пилових частинок, що пов'язано зі збільшенням заряду пилових частинок внаслідок зменшення потоків іонів на пилінки. При наявності плазмового потоку спостерігається фокусування іонів в областях за пиловими частинками, що призводить до утворення іонних згустків та збільшення сили іонного тертя. При збільшенні магнітного поля спостерігається зменшення потенціальних ям біля пилинок внаслідок зменшення потоків електронів на поверхню пилових частинок і, як наслідок, зменшення їх заряду. Показано також, що при збільшенні магнітного поля спостерігається утворення каналу з пониженою концентрацією електронів вздовж напрямку магнітного поля, який виникає внаслідок замагніченості електронів та ефективного їх осідання на пилових частинках

ДОСЛІДЖЕННЯ ОБЕРТАННЯ ПЛАЗМОВИХ ПРОШАРКІВ РІЗНОЇ ГУСТИНИ В СХРЕЩЕНИХ $E \times B$ ПОЛЯХ

Ю.В. Ковтун, А.І. Скибенко, Е.І. Скібенко, В.Б. Юферов

*Національний науковий центр «Харківський фізико-технічний інститут» НАНУ
Академічна, 1, Харків, 61108, Україна
E-mail: Ykovtun@kipt.kharkov.ua*

Плазма в схрещених $E \times B$ представляє інтерес для широкого кола фізичних і прикладних завдань фізики плазми при дослідженні лабораторної, термоядерної і космічної плазми [1]. Особливістю плазми, що знаходиться в схрещених $E \times B$ полях, є її дрейфове обертання яке, у разі багатокомпонентної плазми, приводить до просторового розділення іонної компоненти [2]. Ефективність радіального розділення іонів залежить від швидкості обертання. У зв'язку з вищесказаним визначення швидкості обертання плазми має цілком певний інтерес. З іншого боку експериментальне дослідження швидкості обертання плазми проводилося в основному в плазмі чистих газів або їх сумішей, а також металевій плазмі. Таким чином, метою чинної роботи є дослідження швидкості обертання багатокомпонентної газометалевої плазми в схрещених $E \times B$ полях. Чинна робота є продовженням досліджень, започаткованих раніше, наприклад в [3], багатокомпонентної газометалевої плазми створеною в імпульсному відбивному розряді.

У даній роботі було поставлене завдання провести вимірювання залежностей швидкості обертання газометалевої багатокомпонентної плазми від величини магнітного поля. Газометалева плазма утворювалася в результаті розряду в середовищі робочої речовини, що складається з Ar і розпорошеного матеріалу катодів. Катоди були виконані з монометалічного Ti. Максимальна густина плазми складала $N_p \sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Магнітне поле мало пробкову конфігурацію з максимальною магнітною індукцією $B_0 < 0,6 \text{ Т}$. Розрядна напруга $U_{dis.} = 3,8 \text{ кВ}$, величина розрядного струму до 2 кА. Взаємодія радіальної компоненти щільності електричного струму з поздовжнім магнітним полем приводить до обертання плазми. Для визначення швидкості обертання плазмового прошарку з $N_p = N_{cr}$, використовувалася двочастотна НВЧ флукуаційна рефлектометрія на частоті $f^{1,2} = 37,13$ і $72,88 \text{ ГГц}$, що дозволило одночасно вимірювати швидкість обертання плазмових прошарків різної густини з $N_p = N_{cr}^{1,2}$. Локація плазми проводилася звичайною хвилею (O) поперек плазмового стовпа в одному перетині для обох частот.

Виміряно залежності швидкості обертання від часу та величини магнітного поля. Експериментально спостерігається збільшення швидкості обертання із зростанням початкового магнітного поля. Така залежність, в першому наближенні, якісно описується однорідною МГД моделю плазми. Проте відмінність мас компонентів плазми приводить до відмінності їх швидкостей, врахування цього вимагає подальшого розвитку моделі. Спостерігаються відмінності кутової швидкості обертання $\omega_\phi^1 \neq \omega_\phi^2$ прошарків з різною густиною. Це свідчить про те, що розгляд обертання плазми як єдиного цілого (аналогічно твердому тілу), в даному випадку не може бути застосований. Отримані в експерименті дані були використані для оцінок напруженості радіального електричного поля в плазмі.

1. Lenert V. // Nucl. Fusion. - 1971. - Vol.11, №5. - P. 485-533.

2. Жданов В.М. Процессы переноса в многокомпонентной плазме. –М.: Физматлит, 2009. -280 с.

3. Ковтун Ю.В., Скибенко А.І., Скібенко Є.І. та інш. // УФЖ. - 2010. - Т.55, №12. - С. 1269-1277.

**СИЛЬНОСТРУМОВІ РЕЖИМИ
МАГНЕТРОННОЇ РОЗПИЛЮВАЛЬНОЇ СИСТЕМИ
З ЗАПОБІГАННЯМ ДУГОУТВОРЕННЯ**

О.А. Бізюков, О.І. Гірка, К.М. Серeda, І.К. Тарасов, А.Г. Чунадра

Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна

Досліджено сильнострумівий імпульсний магнетронний розряд у планарній магнетронно-розпилувальній системі (МРС) в підкритичних режимах та особливості переходу МРС з магнетронного до дугового розряду.

Порівняльні експерименти показали, що сильнострумівий імпульсний магнетронний розряд, за імпульсної електричної потужності в 100 разів більший за стаціонарний розряд, стійко розвивається при тиску робочого газу на порядок нижче. При цьому перехід імпульсного магнетронного розряду в дуговий відбувається за значень струму, що перевищують значення граничного струму утворення катодних плям. Значення граничного струму зміни типу розряду в імпульсній МРС прямо пропорційне значенню напруженості поперечного магнітного поля та зворотно пропорційна тиску газу. Чисельне моделювання зміни топографії магнітного поля МРС при збільшенні розрядного струму показує, що зміна розряду обумовлена деформацією зовнішнього магнітного поля МРС власним магнітним полем дрейфового струму. Результати розрахунків вказують на те, що за великих значень струмів конфігурація магнітного поля втрачає свої утримуючі властивості та розряд переходить з розряду з поперечним полем до розряду з повздовжнім магнітним полем.

На теперішній час проблема дугогасіння вирішується за рахунок застосування імпульсних та ВЧ джерел живлення. В даній роботі досліджено альтернативний метод збільшення граничного струму магнетронного розряду за рахунок збільшення опору розрядного проміжку за допомогою додаткового прианодного поперечного магнітного поля та переривання струму дуги за рахунок використання секціонування струмоприймаючої поверхні анода.

Досліджено керування режимами роботи планарної магнетронної розпилувальної системи додатковим прианодним магнітним полем. Показано, що додаткове прианодне магнітне поле істотно впливає на балансування планарної МРС та дозволяє регулювати інтенсивність електронних потоків на поверхню, що обробляється.

Технологічні дослідження показали, що швидкості осадження покриттів в МРС в імпульсних режимах вище в 1,5-2 рази в порівнянні зі стаціонарними. Істотне збільшення швидкості нанесення покриттів в імпульсному режимі в порівнянні з стаціонарним режимом за однакової середньої потужності вказує на збільшення швидкості перенесення маси речовини, певно, в результаті переходу від іон-атомарного розпилення поверхні мішені в режим випаровування матеріалу поверхні.

Теоретичні дослідження просторово-часового розподілу температури у приповерхневому шарі мішені МРС за імпульсного впливу плазмового потоку на мішень показали, що імпульсна температура може істотно перевищувати температуру об'єму, сягаючи температури плавлення та випаровування матеріалу на мікронерівностях поверхні мішені.

ПЛАЗМОХІМІЧНИЙ СИНТЕЗ ТА ФІЗИЧНІ ДОСЛІДЖЕННЯ НАНОРОЗМІРНИХ АЛМАЗОПОДІБНИХ ПЛІВОК

Є.Г. Костін¹, Б.П. Полозов¹, О.А. Федорович¹, І.Є. Матяш², Б.К. Сердега², Г.К. Савенков³, В.В. Бурдін⁴

1. Інститут ядерних досліджень НАНУ, Київ, oafedorovich@kinr.kiev.ua,

2. Інститут фізики напівпровідників НАНУ, bserdega@isp.kiev.ua,

3. НТЦ «Криптон», Київ, krypton.ua@ukr.net,

4. Інститут проблем матеріалознавства НАНУ, Київ

В зв'язку з перспективністю використання алмазних і алмазоподібних плівок (АПП) в промисловості, розробкою нових зразків фотоелектричних перетворювачів в ультрафіолетовій області спектру і іншими їх можливим використаннями, пов'язаними з унікальними фізико-хімічними властивостями штучних алмазів, виросла зацікавленість до їх синтезу та дослідженню.

В Інституті ядерних досліджень була розроблена, виготовлена і випробувана установка для одержання АПП з газової фази. Основою установки є діодний високочастотний розряд (13,56 МГц) в керованому, схрещеному (поперечному) магнітному полі. Розряд збуджувався в сумішах $H_2 + (2-10)\% CH_4$ або $CH_4 + H_2 + Ar$ в різних пропорціях. Робочі тиски в камері складали $10^{-1} - 10^{-2}$ тор. Струм розряду регулювався від 4 до 8 А. Напряга зміщення за допомогою сторонніх джерел напруги змінювалась від -200 В до + 400 В. Діаметр робочого столика 110 мм. З допомогою молібденової спіралі і спеціального джерела живлення підкладкоутримувач нагрівався до температури 700 – 1000 С. Температура підкладкоутримувача без плазми вимірювалась з допомогою термопарі або оптичного пірометра. Додатковий нагрів плазмою підкладкоутримувача при включенні розряду жодним з двох методів виміряти не вдалося із-за інтенсивного свічення плазми і дуже потужних електромагнітних наводок на термопару та можливого додаткового нагріву самої термопарі при дії ВЧ полів. Підкладки використовувались з різних матеріалів: монокремній з різною орієнтацією осей кристалів, травлений кремній, кварцові пластинки, нікель, молібден, Al_2O_3 і інші. Час експозиції в зв'язку з низькими швидкостями синтезу змінювався від кількох годин до 30 – 40 годин. Після одержання плівок проводились їх дослідження з допомогою оптичної мікроскопії, мікроінтерферометрії, методом модуляційної поляризації електромагнітного випромінювання, рентгенівського аналізу, на атомно-силовому мікроскопі, а також електропровідність при однакових параметрах розрядів.

Дослідження на оптичному мікроскопі «Біолом – М» з цифровою камерою для мікроскопа DCM 510 та мікроінтерферометрі Лінника МП-4 дали можливість дослідити лінійні розміри та висоти окремих кристалів, які спостерігались на підкладках та висоти суцільних на вигляд плівок. Лінійні розміри окремих кристалів досягали 50 мкм, а товщини плівок і висоти кристалів змінювались в залежності від часу експозиції від 0,2 мкм до 50 мкм. Колір кристаликів змінювався від червоного до фіолетового, але більшість кристалів мали білий або чорний колір. Великі кристали склалися з великої кількості малих, які зросталися з часом експозиції.

Модуляційна поляриметрия електромагнітного випромінювання дала можливість одержати спектральні характеристики відбивання АПП в діапазоні довжин хвиль 420 – 100 нм. Частково результати таких досліджень описані в [1]. Встановлено резонансний характер взаємодії випромінювання з електронною системою плівок. Виявлено кластерну структуру плівок. Показана добра відтворюваність результатів на плівках одержаних при тих же умовах в розряді.

Дослідження на атомно-силовому мікроскопі показали, що суцільна АПП складається з нано розмірних кристалів з лінійними розмірами 0,06 - 0,1 мкм, і різницею в висотах $\sim 5-8$ нм (експозиція ~ 6 годин, нанесення АПП на кварцову пластинку без особливої підготовки). Рентгенівський аналіз АПП показав наявність піків алмазу характерних для алмазних плівок, а також матеріалу підкладки.

1. Л.С.Максименко, І.Є. Матяш, С.П.Руденко, Б.К.Сердега, Є.Г. Костін, Б.П. Полозов, О.А.Федорович, Г.К.Савинков. Модуляционная поляриметрия поверхностного плазменного резонанса в наноразмерных алмазоподобных пленках. Труды XII Международной научно-практической конференции «Современные информационные и электронные технологии», Украина, Одесса, 2011, с. 274.

РОЗВИТОК РОБІТ В ННЦ ХФТІ ПО ПРИСКОРЕННЮ ЗАРЯДЖЕНИХ ЧАСТИНОК ХВИЛЯМИ ЩІЛЬНОСТІ ЗАРЯДУ В ПЛАЗМІ

І.М. Онищенко

ННЦ Харківський фізико-технічний інститут

вул. Академічна 1, Харків 61108, Україна

E-mail: onish@kipt.kharkov.ua

Представлені теоретичні та експериментальні дослідження концепції колективного методу прискорення заряджених частинок хвилями щільності заряду в плазмі і в некомпенсованих електронних пучках, запропонованого Я.Б. Файнбергом в ХФТІ. На першому етапі в ХФТІ проведені дослідження з трансформації електромагнітної хвилі клістронного підсилувача в плазмовому хвилеводі в плазмову хвилю з поздовжнім електричним полем, яке використовувалось для прискорення електронів та іонів плазми, та зі збудження повільних хвиль в потужнострумівих релятивістських електронних пучках для прискорення іонів. На другому етапі після пропозиції Дж. Даусона прискорювати заряджені частинки кільватерними полями, збуджуваними в плазмі згустком з великим зарядом або потужним лазерним імпульсом, яка по суті є модифікацією методу прискорення хвилями щільності заряду, в ННЦ ХФТІ виконуються теоретичні та експериментальні дослідження збудження кільватерного поля в плазмі та в діелектрику довгою резонансною і нерезонансною послідовністю коротких релятивістських електронних згустків, отримуваних на лінійних резонансних прискорювачах електронів.

ПОТІК УТЕКЛИХ ЕЛЕКТРОНІВ В ТОРСАТРОНІ УРАГАН-3М

Д.А. Ситников, М.І. Тарасов, І.К.Тарасов, А.С. Славний, А.Є. Кулага, Р.О. Павличенко, В.Л. Бережний, І.Г. Гончаров, А.В. Прокопенко, А.М. Шаповал, В.Г. Коновалов, Є.Д. Волков, А.В. Лозін, С.А. Цибенко, В.К. Пашнєв, В.В. Ольшанський, К.М. Степанов

*ННЦ «Харківський фізико-технічний інститут» Інститут Фізики Плазми
61108, Харків, вул. Академічна 1
itarasov@kipt.kharkov.ua*

У даній роботі представлені результати експериментальних досліджень формування потоку утеклих заряджених частинок в торсатроні Ураган-3М (У-3М). У цій установці плазма створюється і нагрівається за рахунок введення ВЧ-потужності (ЩР нагрів) в об'єм утримання. Плазма утримується магнітним полем, яке створюється імпульсом електричного струму, який подається на котушки магнітного поля.

На підставі результатів вимірювань рентгенівської активності і зондових вимірювань можна зробити висновок, що формування і прискорення потоку має місце при швидкій зміні напруженості магнітного поля (на фронтах імпульсу магнітного поля). Таким чином, можна припустити, що причиною іонізації робочого газу та прискорення заряджених частинок служить формування в об'ємі утримання тороїдального електричного поля, обумовленого варіацією магнітного поля в камері.

Експериментальні результати, отримані додатковими діагностичними методами (ЕЦЕ, оптична діагностика) показали, що потік, який формується, корелює в часі з активними іонізаційними процесами. Динаміка рівня сигналу в каналі ЕЦЕ дозволяє зробити висновок, що заряджені частинки, що народжуються на передньому фронті імпульсу магнітного поля частково зберігаються і утримуються в системі протягом всього імпульсу магнітного поля.

Результати зондових вимірювань показали, що потік частинок містить як електронну, так і іонну компоненти.

Особлива увага приділялася взаємодії потоку утеклих частинок і ВЧ-розряду плазми. Показано, що потік частинок взаємодіє з параметричною нестійкістю [1, 2] плазми, яка спостерігається в області ЩР гармонік.

Література:

1. В.В. Ольшанський, К.М. Степанов, М.І. Тарасов, Д.А. Ситников // Фізика плазми, 2010, вип.36, №10, с.916-925.
2. В.В. Ольшанський // Доповіді Національної Академії Наук України. 1999, № 2. - с.95-102.

ГВИНТОВІ КОЛИВАННЯ ЦИЛІНДРИЧНОГО ПІНЧА З ВРАХУВАННЯМ ЕФЕКТА ХОЛЛА Й ОБЕРТАННЯ ПЛАЗМИ

А.А.Гурин

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Сучасна теорія гвинтових коливань плазми тороїдальних розрядів ґрунтується на формалізмі, розвиненому ще на початку термоядерних досліджень для дифузійних пінчів, стабілізованих магнітним полем, на основі ідеальної “однорідинної” МГД теорії в циліндричному наближенні. В цих термінах спектральна МГД задача зводиться до аналізу диференційного рівняння другого порядку [1]. Останніми роками стала актуальною проблема впливу обертання плазми на спектри коливань. Але навіть з врахуванням тороїдальності й обертання плазми спектральна задача зберігає просту структуру другого порядку (в циліндричній плазмі проблему строгого врахування довільного обертання плазми розв’язано алгебраїчно [2]). Ситуація ускладнюється при спробах опису коливань плазми пінчів за межами класичної МГД моделі, зокрема в рамках “холлівської” МГД теорії. Вплив ефекта Холла, який завжди присутній в плазмі, створенній й підтримуваній струмом, визначається параметром Брагінського $P=(\omega_{ci}/\omega_A)^2$, де ω_{ci} та ω_A – характерні іонна циклотронна та альфвенівська частоти. В даній роботі проблема врахування ефекта Холла досліджується на прикладі пінчів з сильним струмом й малим запасом стійкості, $q \ll 1$, – сучасних пінчів з оберненим полем (RFP). Для них характерні значення $P \approx 40-50$, і, відповідно, холлівські складові, які мають вигляд $\omega/P^{1/2}$, виявляються такого ж порядку, як і тороїдальні. Згідно з сучасними даними конфігурвція RFP визначається квазі-одномодовим (QSM) режимом гвинтових кінків, уповільнених в альфвенівському масштабі частот, з числами $m=1$, $n \approx 10$, тороїдальність яких непомітна. Тому саме холлівський ефект становить тут головний інтерес. В представленій роботі показано, що врахування ефекта Холла в циліндричній плазмі з довільним обертанням та скінченним тиском веде до розширення диференційної спектральної проблеми до 4-го порядку. Наведено комплексні частоти, обчислені методом “стрільби” для нестійких кінків в залежності від значень параметрів β і P для різних моделей рівноваги RFP без обертання. Показано, що, на відміну від ординарної МГД теорії, маргінальним коливанням відповідають ненульові значення реальних частот, нижчих порівняно з ω_A . Кожна фізична модель, однак, потребує визначення рівноважних розподілів швидкостей обертання. Усередненням МГД рівнянь по власних коливаннях одержано квазілінійну ідеальну МГД схему для обчислення рівноважних амплітуд, а також швидкостей обертання, що зумовлюють стабілізацію мод. Тим самим запропоновано бездисипативну модель саморганізації рівноваги пінчів в QSM режимі.

[1] Hain K., Lust R. // Z. Naturforsch. – 1958. – V.13a. – P. 936.

[2] Wang C., Blockland J.W.S., Keppens R., Goedbloed J.P. // J. Plasma Phys. 2004. – V. 70. – P. 651.

МОДЕЛЮВАННЯ ВПЛИВУ ELMS НА ДИВЕРТОР РЕАКТОРУ ІТЕР: ВЗАЄМОДІЇ ПОТУЖНИХ ІМПУЛЬСНИХ І КВАЗІСТАЦІОНАРНИХ ПОТОКІВ ПЛАЗМИ З МАТЕРІАЛАМИ.

В.О. Махлай¹, І.Є. Гаркуша¹, М.М. Аксенов¹, М.С. Ладигіна¹, І. Ландман²,
А. К. Марченко¹, М.Я. Садовський³, Е. Складнік-Садовська³, О.О. Чувило¹,
В.В. Чеботарьов¹.

¹*Інститут фізики плазми, ННЦ ХФТІ, Академічна 1, Харків.*

²*Технологічний інститут Карлсрує, Карлсрує, Німеччина.*

³*Інститут ядерних досліджень ім. А. Солтана, Варшава, Польща*

Особливості взаємодії водневої плазми з матеріалами в екстремальних умовах термоядерного реактору і механізми ерозії поверхневих шарів не можуть бути повною мірою вивчені на діючих термоядерних установках. Використання потужних пучків електронів і іонів для імітаційних досліджень перспективних матеріалів в таких екстремальних умовах обмежено через те, що вони не забезпечують повну сукупність параметрів ударного корпускулярно-енергетичного впливу, а також відсутня комплексність, що властива плазмовому опроміненню. В наслідок чого, моделюються і досліджуються тільки окремі фактори, що обумовлюють ерозію матеріалів.

Експериментальне моделювання перехідних навантажень на елементи дивертору ІТЕР з близькими параметрами (густиною енергії та тривалістю імпульсу), а також корпускулярним навантаженням виконано на квазістаціонарному плазмовому прискорювачі КСПП Х-50, що є найбільшим та найпотужнішим прискорювачем у своєму класі. Плазмовий прискорювач ІПП, магніто-плазмовий компресор та стрижньовий інжектор ІВІС використовували для порівнювальних експериментів по вивченню початкової стадії плазма-поверхневої взаємодії, динаміки випарування домішок, пошкоджень поверхонь, що обумовлені плазмовим впливом з різними параметрами та сортом іонів плазми.

Проведені дослідження плазма-поверхневої взаємодії включали вимірювання енергії, що поглинається поверхнями, вольфраму (W), вуглецю (C) та комбінованих вольфрамово-вуглецевих мішеней. Проведені спектроскопічні дослідження щільної приповерхневої плазми на установках ІФП та ІЯП (Польща) та взаємодії потужних імпульсних і квазістаціонарних потоків плазми з матеріалами. Виконані дослідження розбризкування крапель та розпорошення пилу з поверхонь вольфраму із застосуванням високо-швидкісної камери. Встановлено, що під дією плазми на поверхні графіту утворюються гарячих плями, які можуть бути джерелами збільшеного випаровування і значної кількості пилу. Додаткове екранування поверхонь вольфраму встановлено під час опромінення комбінованих вуглецево-вольфрамових мішеней.

**ІНТЕНСИВНЕ ДЖЕРЕЛО ІОНІВ
ДЛЯ ДОСЛІДЖЕННЯ АНОМАЛЬНОЇ ЕРОЗІЇ
ПОВЕРХНІ ПЕРШОЇ СТІНКИ ТЕРМОЯДЕРНОГО РЕАКТОРА**

О.А.Бізюков, І.О.Бізюков, М.О. Азаренков, К.М. Серета, О.І. Гірка

Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна

У роботі проведено теоретичне та експериментальне дослідження формування пучка іонів різних робочих газів при балістичному і магнітному фокусуванні в джерелі з анодним шаром. Проведено комплекс розрахунків траєкторій іонів на різних етапах руху в джерелі. На основі цих розрахунків було запропоновано, спроектовано та виготовлено магнітну систему для ефективного фокусування пучків легких та важких іонів. Отримано профілі густини струму в площині кросовера пучка для іонів аргону та водню, які вказують на покращені характеристики оптимізованого джерела іонів. Експериментально доведено ефективність фокусування пучка іонів для забезпечення високої густини струму та густини потужності в декілька мегават на метр квадратний в площині кросовера.

Проведено комплекс експериментів з бомбардування іонами водню поверхні референсного вольфраму. За даними експериментів було пораховано коефіцієнт ерозії, який в 50 разів перевищує загальновідомий коефіцієнт розпилення. Експериментально отриманий коефіцієнт ерозії та мікроскопічна морфологія поверхні вольфраму вказує на наявність додаткового механізму ерозії поверхні, пов'язаного з відлущенням та утворенням блістерів.

Отримані результати можуть бути використані при розробці джерел іонів для моделювання процесів взаємодії плазми з першою стінкою в термоядерних установках та виробничих процесів іонної обробки поверхні.

«ЧІРПІНГ» ЧАСТОТИ ПІД ЧАС СПАЛАХОВОЇ МГД АКТИВНОСТІ

В.С. Марченко, С.М. Резник

Інститут ядерних досліджень НАН України, м. Київ

Показано, що чірпінг частоти під час фішбон-активності плазми може бути пов'язаним з реактивним моментом, що діє на плазму під час спалахової нестійкості. Внаслідок цього уповільнюється обертання плазми всередині магнітної поверхні з коефіцієнтом запасу стійкості $q = 1$ і зменшується частота моди в лабораторній системі координат. Оцінки показують, що в сучасних токамаках максимальне значення реактивного моменту може перевищувати момент, який виникає за рахунок нейтральної інжекції. Розвинена в роботі теоретична модель, яка базується на квазілінійній моделі [1], здатна відтворювати основні риси спалахової моди.

[1] Berk H.L., Breizman B.N., Fitzpatrick J. and Wong H.V. 1995 Nucl. Fusion **35** 1661

ОЧИЩЕННЯ ВНУТРІШНІХ ВАКУУМНИХ ПОВЕРХОНЬ УСТАНОВКИ «УРАГАН-3М» ВИСОКОЧАСТОТНИМИ РОЗРЯДАМИ

О.В.Лозін, П.Я.Бурченко, В.Є.Моїсеєнко, Л.І.Грігор`єва, А.Є.Кулага, Ю.К.Міронов,
Р.О.Павліченко, В.С.Романов, В.Я.Чернишенко, В.В.Чечкін,
та команда торсатрону «Ураган-3М»

*Національний науковий центр «Харківський фізико-технічний інститут»
вул. Академічна 1, 61108, Харків, Україна*

Одною з основних перешкод для отримання щільної плазми з високою температурою є наявність в плазмі легких і важких домішок. Основними каналами надходження домішок в розряд є десорбція атомів або молекул домішок зі стінок вакуумних камер і ерозія стінок та інших конструкційних елементів при взаємодії плазмою. В розряд в основному надходять легкі домішки (вуглець, кисень, тощо), і менше важкі (в основному складові матеріалу стінок).

На торсатроні «Ураган-3М» для очищення внутрішніх вакуумних поверхонь установки використовувалася низькотемпературна плазма височастотного (ВЧ) розряду щільністю $n_e \sim 10^{12} \text{cm}^{-3}$. Розряд здійснюється при збудженні швидкої магнітозвукової хвилі на робочій частоті $f_0 \sim 8 \div 9$ МГц. ВЧ плазма створювалася в магнітних полях $B_0 \sim 200 \div 300$ Гс і при тиску водню $p_{\text{H}_2} \sim 10^{-4}$ Тор. Тривалість ВЧ-імпульсу дорівнювала 50 мс з частотою посилок 5 імпульсів за хвилину. При цьому ВЧ-потужність, яку підводили до антен, не перевищувала $P_{\text{ВЧ}} = 100$ кВт. В експерименті використовувались рамкова і трьохнапіввиткова антени, під час імпульсу вони майже суміщені за часом.

При вищезгаданих параметрах плазми відбувається інтенсивна дисоціація молекул водню. Атомарний водень має високу хімічну активність. Нейтралі водню, що утворилися, інтенсивно бомбардують вакуумні поверхні, які покриті шарами окислів матеріалів стінки і різними вуглецевмісними плівками, створюючи з ними летючі сполуки, які згодом відкачуються вакуумними насосами.

Після проведення циклу (від 20000 імпульсів) очищення вакуумних поверхонь низькотемпературною плазмою ВЧ розряда:

- а) залишковий тиск в камері знижено приблизно на порядок,
- б) інтенсивність випромінювання оптичних ліній домішок (вуглець, кисень) знизилась в 3-4 рази,
- в) в робочих розрядах досягнутий квазістаціонарний режим тривалістю до 50мс з плазмою густиною $n_e \approx 10^{12} \text{cm}^{-3}$ та електронною температурою до $T_e < 1 \text{KeV}$,
- г) спостерігалось значне зменшення залишкових тисків парів домішок в установці (дані, отримані за допомогою вимірювача парціальних тисків «омеготрон» (ПДО-1) на початку чистки порівнювалися з наступними результатами).

МІКРОХВИЛЬОВА ІНТЕРФЕРОМЕТРІЯ ПЛАЗМИ В СТЕЛАРАТОРАХ У-2М, У-3М.

Філіппов В.В., Бережний В.Л., Лозін. О.В.

Інститут фізики плазми. Національний науковий центр «Харківський Фізико-Технічний інститут»

При дослідженні плазми широко використовується метод визначення електронної густини плазми $n(x, t)$ по аналізу прохідних НВЧ хвиль. Для звичайної хвилі фазовий зсув $\varphi(t)$ зв'язаний з густиною плазми [1]

$$\varphi(t) = \frac{\omega}{c} \int_0^L \sqrt{1 - \frac{n(x,t)}{n_c}} - 1 dx \xrightarrow{n(x,t) \ll n_c} \bar{n}(t) = \frac{cn_c}{L\omega} \varphi(t), \quad (1)$$

де ω – частота зонduючого сигналу, L – розмір плазми по x , x – напрямок розповсюдження хвилі, $\bar{n}(t)$ – усереднена густина, n_c – критична густина.

Ними виготовлені гомодинні інтерферометри (мал. 1) для вимірювання $\bar{n}(t)$ на стелараторах Ураган-2М і Ураган-3М. Ці інтерферометри дешевші та конструктивно простіші гетеродинних не поступаючись їм по якості відновлення $\bar{n}(t)$.

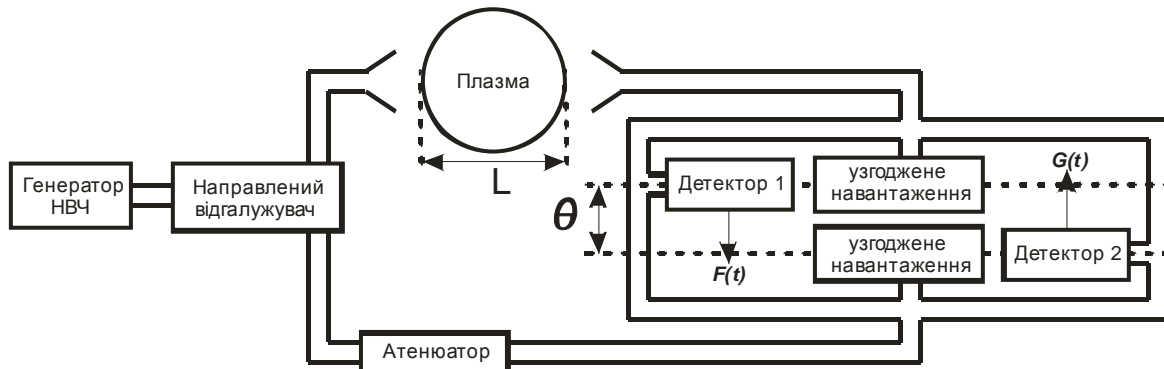


Рис.1 Принципова схема інтерферометрів що використовується на У-2М та У-3М.

Вихідні сигнали $F(t)$ і $G(t)$ є результатом інтерференції опорної і зонduючої хвиль:

$$F(t) = \sin(\varphi(t) + \theta), \quad G(t) = \sin \varphi(t), \quad (2)$$

де θ – різниця фаз між сигналами $F(t)$ і $G(t)$.

Розрахунок фазового зсуву $\varphi(t)$ із сигналів $F(t)$ і $G(t)$ проводиться в автоматизованому режимі по методиці запропонованій нами у попередньому докладі [2]. Підводячи підсумки на мал. 2,3 приведені інтерферограми $F(t)$ і $G(t)$ і розрахована по формулі (1) густина електронів $\bar{n}(t)$ одержані на стелараторі У-2М.

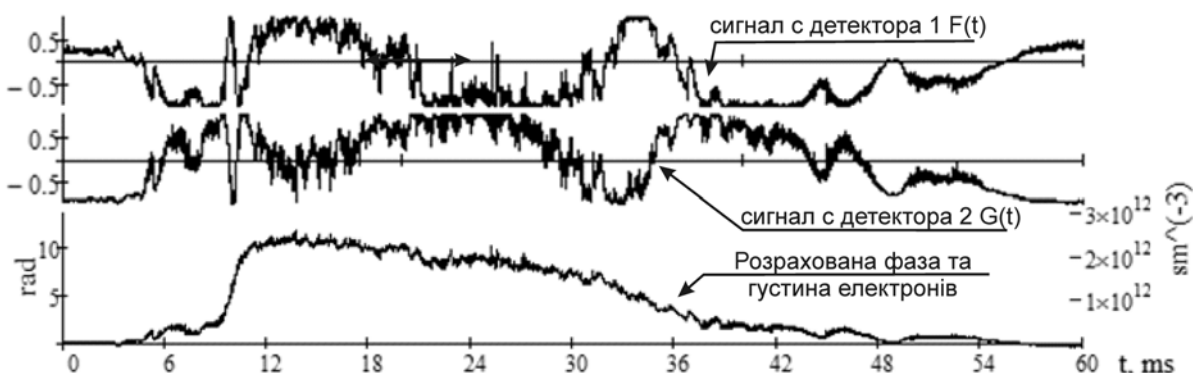


Рис. 2 Інтерферограми $F(t)$ і $G(t)$ та розрахована фаза і густина електронів.

Розряд №0037 від 21.04.2011

[1] В.Е. Голант, Сверхвысокочастотные методы исследования плазмы, 1968.

[2] Філіппов В.В., Бережний В.Л. Новий метод вимірювання фазового зсуву зонduючих сигналів.

ПОПЕРЕЧНА ДІЕЛЕКТРИЧНА ПРОНИКНІСТЬ ДЛЯ ЦИКЛОТРОННИХ ХВИЛЬ В ТОРОЇДАЛЬНІЙ ПЛАЗМІ З ЕЛІПТИЧНИМ ПЕРЕРІЗОМ МАГНІТНИХ ПОВЕРХОНЬ

М.І. Гришанов^{1,2}, М.О. Азаренков¹

¹Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна, Харків

²Українська державна академія залізничного транспорту, Харків

Для моделей осесиметричних токамаків з еліптичним перерізом магнітних поверхонь та малим аспектним відношенням [1] в нульовому наближенні за параметром замагніченості розв'язано лінеаризоване рівняння Власова для функцій розподілу пролітних і запертих частинок, нехтуючи дрейфовими ефектами і скінченою шириною бананових траєкторій. Розв'язок кінетичних рівнянь проведено для пролітних і всіх можливих груп запертих частинок, як задачі з граничними умовами, використовуючи періодичність функції розподілу пролітних частинок при обході тору по малому азимуту і неперервність функцій розподілу запертих частинок в точках віддзеркалення (точках зупинки, де їх паралельна швидкість дорівнює нулю, $v_{\parallel} = 0$). Для розв'язку рівнянь Власова використані змінні, які асоціюються з законами збереження при руху заряджених частинок вздовж магнітного поля: кінетична енергія, магнітний момент та рівняння магнітних поверхонь. Нові часоподібні змінні (замість полоїдального кута) слід використовувати для опису баунс-періодичного руху пролітних і запертих частинок. Істотною особливістю еліптичних токамаків є можливість існування додаткових груп запертих частинок на тих магнітних поверхнях, де модуль рівноважного магнітного поля має два локальних мінімуми в залежності від полоїдального кута. В еліптичному токамаку критерій існування двічі запертих (d -запертих) частинок визначається як $b/a > \sqrt{1 + \varepsilon + q_t^2(1 - \varepsilon^2)}/\varepsilon$, зв'язуючи еліптичність b/a , обернене аспектне відношення $\varepsilon = r/R_0$ та запас стійкості токамаку

$q_t = \frac{\varepsilon \cdot h_{\phi}}{h_{\theta} \sqrt{1 - \varepsilon^2}}$ на заданій (через радіус r) магнітній поверхні, де a і R_0 - малий і

великий радіуси токамаку, h_{ϕ} і h_{θ} - тороїдальна і полоїдальна проєкції одиничного вектору вздовж магнітного поля. Вирази елементів поперечної діелектричної проникності (що необхідні для аналізу циклотронного нагріву плазми еліптичних токамаків) отримані у системі координат з «прямими» силовими лініями утримуючого магнітного поля. Показано, що весь спектр електричного поля дає внесок в m -ту полоїдальну гармоніку густини струму. Внесок пролітних, звичайних t - і d -запертих частинок в поперечні компоненти діелектричного тензора отримано через суми баунс-резонансних членів, які містять подвійне інтегрування у просторі швидкостей, резонансні знаменники, фазові коефіцієнти, еліптичні і квазіеліптичні інтеграли та функції. Результати розрахунків при $\varepsilon \ll 1$ відповідають аналогічним результатам [2] для еліптичних токамаків з великим аспектним відношенням.

- 1) N.I. Grishanov, G.O. Ludwig, C.A. de Azevedo., J.P. Neto. Wave dissipation by electron Landau damping in low aspect ratio tokamaks with elliptic magnetic surfaces, *Phys. Plasmas*, 2002, V.9, № 9, p. 4089-4092.
- 2) F.M. Nekrasov, A.G. Elfimov, C.A. de Azevedo, A.S. de Assis. The perpendicular permittivity of magnetized toroidal plasmas with elliptic magnetic surfaces, *Czech. J. Phys.*, 1997, V.47, № 8, p. 801-819.

ПРО ПАРАМЕТРИ РЕАКТОРА СТЕЛАРАТОРА В УМОВАХ АМБІПОЛЯРНОСТІ НЕОКЛАСИЧНИХ ТРАНСПОРТНИХ ПОТОКІВ

В.А.Рудаков
Інститут фізики плазми ННЦ ХФТІ,
rudakov@kipt.kharkiv.ua

З використанням одновимірного просторово-часового чисельного коду розраховані параметри реакторів-стелараторів в умовах амбіполярності неокласичних транспортних потоків. У розрахунках прийнята модель перенесення, в якій коефіцієнти перенесення іонного компонента пропорційні кореню з частоти зіткнень, а електронного - задовольняють залежності $1/\nu$. Начальні розподіли параметрів дейтерієво-тритієвої плазми вибиралися такими, щоб дисипація народжуваних в реакції синтезу α -частинок забезпечувала можливість горіння, що самопідтримується. Радіальне електричне поле і потоки обчислювалися в припущенні реалізації лівого (іонного) кореня рівняння для рівності іонного і електронного потоків. Отримані стійкі режими термоядерної реакції, що самопідтримується, в умовах пеллет-інжекції DT палива. Розглянуто кілька варіантів магнітної системи – з малими і великими гвинтовими гофрами.

Розрахунки показали, що оптимальною, з точки зору утримуючих властивостей, є інжекція палива в центр плазмового шнура. В цьому випадку утворюються загосрені розподіли щільності плазми із значним спадом її величини на периферії, що сприяє зменшенню теплових і дифузійних втрат унаслідок того, що потоки іонного компонента пропорційні $N^{3/2}$, де N щільність плазми.

Технічні параметри реакторів представляються здійсними (малий радіус плазми – 2 метри, утримуюче магнітне поле – 5Тл) і мають теплову потужність, порівнянну з потужністю ядерних реакторів, що вже діють.

ДОСЛІДЖЕННЯ ПРОЦЕСІВ НАКОПИЧЕННЯ ТА ВИДІЛЕННЯ ДЕЙТЕРІЮ ТА ГЕЛІЮ З КОМПОЗИЦІЙНИХ СТРУКТУР ІЗ ВОЛЬФРАМОВИМ ПОКРИТТЯМ

В.В. Бобков, Р.І. Старовойтов, Л.П. Тищенко, Ю.І. Ковтуненко, Ю.Є. Логачов

Харківський національний університет ім. В.Н. Каразіна, Харків, Україна.

Вольфрамове покриття є перспективним матеріалом пристроїв, які контактують з плазмою, в установках КТС. Можливість його використання у таких пристроях залежить також і від характеру накопичення та утримання ізотопів водню та гелію, які утворюються внаслідок дії плазмових пучків. Ця проблема актуальна, тому інтенсивно вивчається останнім часом. У роботі методами термодесорбційної спектроскопії, рентгенодифрактометрії та електронної мікроскопії вивчено процеси захоплення і термічної десорбції іонно-імплантованих дейтерію та гелію із композиційних структур з вольфрамовим покриттям, показано вплив накопичення цих газів на структуру покриття [1–3].

Покриття з вольфраму одержано за допомогою методу магнетронного розпилення W мішені в атмосфері Ag та осадження на підкладки із неіржавіючої сталі з напиленим шаром Cu і без нього. Зразки опромінювалися іонами D_2^+ та He^+ з енергіями 10 – 20 кеВ до доз в інтервалі $(0,02 - 5,2) \cdot 10^{18} \text{см}^{-2}$ при температурах мішені 290 – 500 К.

Досліджено спектри термічної десорбції дейтерію та гелію $S=f(T)$ із зразків у вакуумі, визначено коефіцієнти захоплення η цих газів вольфрамовим покриттям. Виявлено вплив типу підкладки, дози опромінення та температури мішені при бомбардуванні на значення величини η та характер залежностей $S=f(T)$. Досліджено зміни мікроструктури та макронапруження вольфрамового покриття, а також морфології його поверхні внаслідок опромінення іонами D_2^+ і He^+ та подальшого нагріву. Встановлено, що гелій порівняно з дейтерієм накопичується у вольфрамовому покритті у більших концентраціях. Коефіцієнт захоплення його приблизно на порядок вищий, ніж для дейтерія. Зроблено припущення щодо механізмів накопичення імплантованих газів. Дейтерій, видимо, захоплюється дефектами вакансійного типу. Із збільшенням температури нагріву опромінених зразків можливо утворення бульбашкових скупчень дейтерію. Гелій у вольфрамовому покритті, очевидно, накопичується у гелій-вакансійні комплекси та бульбашки з подальшим утворенням блістерів. Показано утворення в опроміненому вольфрамовому покритті комплексів власних міжвузлових атомів, які перетворюються на дислокаційні петлі проникнення із збільшенням дози опромінення.

1. Л.П. Тищенко, Т.И. Перегон, Ю.И. Ковтуненко, В.В. Бобков, А.В. Онищенко, Р.И. Старовойтов, Изв. РАН. Сер. физ. 70 (2006) 1197.
2. V.V. Bobkov, A.V. Onishchenko, O.V. Sobol, R.I. Starovoitov, Yu.I. Kovtunenکو, Yu.E. Logachev, L.P. Tishchenko, J. Surface Investigation. X-ray, Synchrotron and Neutron Techniques 4 (2010) 852.
3. В.В. Бобков, Л.П. Тищенко, А.В. Онищенко, Е.Н. Зубарев, Р.И. Старовойтов, Ю.И. Ковтуненко, Ю.Е. Логачев, Тр. XIX Междунар. конф. ВІП-2009. Москва: 2009. Т. 2. С. 57.

ДІЯ ІОНІВ ДЕЙТЕРІЄВОЇ ПЛАЗМИ НА ПЛІВКОВІ *Al* І *Ag* ДЗЕРКАЛА ІЗ ПРОЗОРИМ ЗАХИСНИМ ШАРОМ

В.М. Бондаренко¹, В.С. Войценья¹, В.Г. Коновалов¹, Є.Є. Мухін², О.Г. Раздобарін²,
І.В. Рижков¹, О.О. Скорик¹, С.І. Солодовченко¹

¹Інститут фізики плазми, ННЦ ХФТІ, вул. Академічна, 1, Харків, 61108, Україна;
e-mail: voitseny@ipp.kharkov.ua

²Фізико-технічний інститут ім. Іоффе, Санкт-Петербург,
вул. Політехнічна, 26, 194021, РФ

Спектральний коефіцієнт відбиття (КВ) внутрішньокамерних металевих перших дзеркал, які будуть застосовуватися в оптичних діагностиках плазми в реакторі ІТЕР, може деградувати через ряд факторів. Найбільш важливі з них: 1) фізичне розпилення дзеркал, близько розташованих до плазми, атомами перезарядження із плазми; 2) осадження плівок з матеріалу, еродованого під впливом плазми із внутрішньокамерних компонентів, – для дзеркал, розташованих вдалині від плазми. Другий з факторів створює досить серйозну проблему для діагностик. Як показали розрахунки, через осадження гідрогенізованих вуглецевих плівок (а-С:Н), прозорих у видимому й ІЧ діапазонах, з товщиною ~50–100 нм на низьковідбиваючих дзеркалах з Мо, захищених прозорою діелектричною плівкою, відносне падіння КВ дзеркал може досягати ~70 % в інтервалі $\lambda=600\text{--}1000$ нм. З розрахунків [1] випливає, що в діагностиці диверторної плазми токамака ІТЕР методом томсоновського розсіювання, буде доцільно використовувати високовідбиваючі дзеркала з Cu, Ag, Au або Al, захищені прозорою діелектричною плівкою, стійкою до впливу низькотемпературної плазми. Для з'ясування перспектив використання в ІТЕР подібних дзеркал була проведена широка програма досліджень. Al і Ag плівки наносилися на підкладки з Si та покривалися при різних температурах діелектричним шаром Al₂O₃ або ZrO₂ товщиною 200 нм. Згідно з розрахунками, відносне падіння КВ таких дзеркал у видимому й близькому ІЧ діапазонах при осадженні на них а-С:Н плівок – суттєво нижче: ~20 % для Al і ~5 % для Ag.

Можливо, за допомогою плазмового ВЧ розряду поблизу дзеркала, безпосередньо усередині ІТЕР буде можливе очищення дзеркал від а-С:Н плівок, що утворилися. З метою моделювання очищення в наших експериментах поверхня зразків дзеркал з Al або Ag із захисним шаром з Al₂O₃ або ZrO₂ експонувалася в стенді ДСМ-2 ($n_e \sim 10^{10}$ см⁻³, $T_e \leq 5$ еВ) у потоці іонів D плазми. Для відновлення КВ дзеркал, забруднених а-С:Н плівкою, можливе використання іонів D плазми з енергією нижче порога розпилення захисного діелектричного шару (~50 еВ).

Після експозиції із флюенсом $\sim 2 \cdot 10^{20}$ іонів/см² і енергією іонів $E_i \sim 40\text{--}50$ еВ на поверхні дзеркал, покритих шаром Al₂O₃, виникли блістери. Дзеркала, покриті плівкою ZrO₂, не зазнали помітних змін ні в морфології поверхні, ні в поведінці КВ навіть після більшого на порядок флюенса іонів. Швидкість розпилення шару ZrO₂ склала ~0.004 нм/год при $E_i \sim 60$ еВ і щільності струму іонів ~ 1 мА/см². Згідно з оцінкою, шар розпилиться на ~10% в ІТЕР після ~5400 год режиму очищення.

Таким чином, було показано, що шар ZrO₂ товщиною ~200 нм може бути надійним захистом плівкових Al і Ag дзеркал. Отримано залежність швидкості ерозії плівки ZrO₂ під дією іонів дейтерієвої плазми від енергій іонів в діапазоні 60–150 еВ.

1. E.E. Mukhin, G.T. Razdobarin, V.V. Semenov *et al.* Perspectives of use of diagnostic mirrors with transparent protection layer in burning plasma experiments // Burning plasma diagnostics : International conference, Varenna (Italy), Sept. 24-28, 2007 : proceedings. – 2008. – Vol. 988. – P. 365-369.

ТРАНСФОРМАЦІЯ МОДОВИХ НОМЕРІВ КІНЕТИЧНИХ АЛЬФВЕНОВИХ ХВИЛЬ У ТОРОЇДАЛЬНІЙ ПЛАЗМІ

М.Г. Тищенко, Ю.В. Яковенко

Інститут ядерних досліджень НАН України, Проспект Науки 47, Київ 03680

Робота присвячена дослідженню властивостей кінетичних альфвенових хвиль (КАХ) у тороїдальних термоядерних пристроях – токамаках та стелараторах. КАХ часто спостерігаються в космічній та лабораторній плазмі. Вони виникають у токамаках та стелараторах унаслідок континуумного та випромінюваного гамування альфвенових нестійкостей. Метою роботи було показати, що відхилення від циліндричної симетрії (зокрема, тороїдальність) приводять до трансформації однієї КАХ в іншу КАХ, яка відрізняється модовим номером.

Ефект, що аналізується в роботі, ґрунтується на “явищі уникнення перетинів” у спектрах (avoided-crossing phenomenon). Якщо гілки дисперсії хвилі, що відповідають різним модовим номерам, перетинаються на фазовій площині, то порушення симетрії, яке зачеплює між собою ці гілки, знищує перетин. Тоді в основному порядку наближення геометричної оптики хвиля повинна переходити з одної гілки на іншу, тобто трансформуватися, при проходженні знищеного перетину. Проте трансформації може завдати тунелювання хвилі через щілину між гілками, що утворилася на місці знищеного перетину. Тому була поставлена задача проаналізувати це тунелювання і знайти відносні амплітуди трансформованої та нетрансформованої хвиль.

Перетворенням Фур'є систему рівнянь восьмого порядку, що описує дві зачеплені гармоніки КАХ, було зведено до системи двох рівнянь першого порядку. Останню, в свою чергу, було зведено до двох рівнянь Шредінгера, до яких було застосовано добре розроблений метод ВКБ. Таким чином було знайдено безрозмірну комбінацію параметрів, у залежності від якої переважає трансформація хвилі або тунелювання

Отримано аналітичні вирази для амплітуди трансформованої і нетрансформованої хвиль та знайдено залежність коефіцієнта трансформації від ширини щілини. Показано, що трансформація може бути сильною в реальних умовах термоядерних пристроїв (NSTX, ITER). Трансформація підсилюється зі зменшенням аспектного відношення та зі збільшенням відношення радіуса плазми до ларморового радіуса (зокрема, при збільшенні магнітного поля і зниженні температури плазми).

Знайдений ефект може мати практично важливі наслідки, оскільки може вплинути на модовий склад нестійкості, реєстрований зовнішніми магнітними зондами, та на інтенсивність поглинання хвилі плазмою.

Роботу виконано в рамках Проекту УНТЦ № 4588.

Дрейфово-альфвенові та дрейфово-звукові власні моди у тороїдальній плазмі

*Я. І. Колесниченко, Б. С. Лепякко, В.В. Луценко, Ю. В. Яковенко
Інститут ядерних досліджень, Київ, Україна.*

Нещодавно теоретично було передбачено існування дрейфово-звукових власних мод (DSE – drift-sound eigenmodes), а також нового типу дрейфово-альфвенових власних мод (DAE – drift-Alfvén eigenmodes) – власних коливань, для яких виконується умова $\omega \sim \omega_{*i,e}$ (де ω – частота моди, ω_{*i} – йонна/електронна діаманітна дрейфова частота) [1]. Моделювання окремих розрядів стеларатору Wendelstein 7-AS підтверджує існування цих мод [1]. Проте рівняння для DSE та DAE-мод, наведені у згаданій роботі, строго кажучи, є справедливими лише у випадку, коли $\omega_G > \omega_{*i,e}$ (ω_G – частота геодезичної акустичної моди). Однак ця умова може порушуватися в реальних експериментах. Крім того, у згаданій роботі неоднорідністю температура плазми було знехтувано. Тому рівняння для DSE-мод та DAE-мод з [1] було узагальнено для довільного співвідношення $\omega_G / \omega_{*i,e}$ з врахуванням неоднорідності температури плазми. Виведені рівняння є придатними для опису DSE-мод і DAE-мод як у токамаках, так і в стелараторах. Вони можуть бути використані також для опису низькочастотних хвильових явищ з $\omega \sim \omega_*$, для яких неоднорідність магнітного поля є істотною, у інших лабораторних пристроях і у космічній плазмі. В цій роботі виведені рівняння використовуються для дослідження низькочастотних нестійкостей в стелараторах Wendelstein 7-AS [2] та HSX [3].

[1] Ya. I. Kolesnichenko, V. V. Lutsenko, A. Weller, H. Thomsen, Yu. V. Yakovenko, J. Geiger, and A. Werner, *Europhys. Lett.* **85**, 25004 (2009)

[2] A. Weller et al., *Physics of Plasmas* **8** (2001)

[3] C.B. Deng et al., *Phys. Rev. Lett.* **103**, 025003 (2009)

ВПЛИВ ДОМІШОК МЕТАЛІВ НА ВЛАСТИВОСТІ ПЛАЗМИ ІМПУЛЬСНИХ РОЗРЯДІВ У ВОДІ

П.В.Порицький, П.Д.Старчик
Інститут ядерних досліджень НАН України

В реальних умовах в плазму імпульсних розрядів у воді (ІРВ) неодмінно потрапляють домішки матеріалу електродів та провідників, які застосовуються для ініціювання розрядів із-за високих ізоляційних властивостей води. Атоми металів можуть суттєво вплинути на властивості плазми таких розрядів і викликати зміни у розподілі струму та енерговиділенні у розрядних каналах.

Проведені розрахунки термодинамічних та транспортних властивостей багатокомпонентної плазми розрядів (теплоємності, в'язкості, теплопровідності, електропровідності, тощо) показали що навіть незначний (<0,1%) вміст металів у воді спричиняє сильні зміни згаданих вище властивостей порівняно з плазмою без домішок. Плазма розрядних каналів ІРВ знаходиться у стані часткової іонізації при притаманних їм тисках до 10^3 МПа та температурах 1-40 кК. В таких умовах наявність навіть невеликої кількості атомів металів може кардинально вплинути на концентрацію заряджених частинок у плазмі, завдяки великій різниці між потенціалами іонізації металів та водню і кисню, утворювати зони підвищеної провідності в каналах. Через зміну в'язкості відбувається також вплив надходження металевих домішок на розвиток гідродинамічних нестійкостей у розрядних каналах ІРВ.

Експериментально надходження домішок матеріалів електродів досліджено шляхом спостереження за динамікою змін розподілів спектрів випромінювання вздовж і поперек розрядних каналів. Повна непрозорість плазових каналів ІРВ на початкових стадіях розрядів не дозволила детально прослідкувати за процесом надходження металу у плазму в цей час, але спостереження при цьому реабсорбованих ліній Cu у випромінюванні ІРВ дозволяє зробити однозначний висновок про інтенсивне надходження матеріалу мідних електродів у канал і наявність його не тільки у внутрішніх, а і у зовнішніх областях каналів. Звертає на себе увагу те, що через певний час матеріал електродів розповсюджується до найбільше віддаленої від електродів центральної частини каналів навіть при максимально досліджених розмірах розрядних проміжків. Спостереження за розвитком розрядів у більш пізні періоди, коли плазма стає прозорою, дозволяє з'ясувати механізм прискореного надходження матеріалу електродів у плазму. В випадку розглянутих в цій роботі розрядів (коливальний розряд накопичувальної ємності на водяний проміжок при напругах 2-40 кV і струмах 10÷200 кA) спостерігались факельного типу викиди випареної з електродів речовини вздовж осі розрядних каналів.

Викладені вище результати характерні при використанні для ініціювання розрядів «тонких» провідників діаметром до 20 мкм. Тільки в цьому випадку до надходження у зону спостереження пари матеріалу електродів найбільш яскравими лініями у спектрі плазми є лінії водню. При збільшенні діаметра провідників до 70 мкм у спектрі випромінювання в області лінії H_{β} домінуючими стають лінії матеріала провідника.

В умовах часткової іонізації, добавка невеликої кількості домішки металу може змінити провідність плазми на декілька порядків величини, а теплопровідність і в'язкість – у декілька разів, що неодмінно відбивається на характеристиках і властивостях ІРВ в цілому. Надходження в плазму ІРВ матеріалу електродів та провідників застосованих для ініціювання розрядів суттєво впливають на склад, властивості плазми і структуру розрядних каналів.

ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ РЕЗУЛЬТАТИ ДОСЛІДЖЕННЯ КОЕФІЦІЄНТІВ РОЗПАДУ НЕІДЕАЛЬНОЇ ПЛАЗМИ ІМПУЛЬСНИХ РОЗРЯДІВ У ВОДІ (ІРВ) ТА ЇХ ПОРІВНЯННЯ З ТЕОРЕТИЧНИМИ РОЗРАХУНКАМИ

О.А. Федорович, Л.М. Войтенко
Інститут ядерних досліджень НАНУ, Київ, oaefedorovich@kinr.kiev.ua

Процеси рекомбінації неідеальної плазми вивчені недостатньо. В [1-3] приводяться теоретичні розрахунки швидкостей рекомбінації як звичайної, так і неідеальної плазми (НІП). Частина результатів експериментальних досліджень по визначенню коефіцієнтів розпаду опубліковані [4-5]. В більшості теоретичних робіт проводяться розрахунки тільки коефіцієнтів рекомбінації, і тільки в роботі [6] враховуються і ефекти іонізації водневої густої плазми непрозорої в лініях випромінювання серії Лаймана. При експериментальних дослідженнях безпосередньо можна одержати тільки коефіцієнти розпаду плазми [7]. Це пов'язано з тим, що при імпульсних розрядах у воді (ІРВ) в плазмовому каналі виникають тиски $10^2 - 10^4$ бар і температури $5 - 45 \cdot 10^3$ К. При цих умовах проходить інтенсивна іонізація і її, безумовно, потрібно враховувати при розрахунках коефіцієнтів рекомбінації.

З принципу детальної рівноваги $\frac{dN_e}{dt \cdot N_e^2} = \frac{N_a}{N_e} b - \alpha \cdot N_i$ де N_e – концентрація електронів, b – коефіцієнт іонізації, N_i – концентрація іонів, α – коефіцієнт рекомбінації. Експериментально коефіцієнт розпаду визначається за формулою $K = \frac{dN_e}{dt \cdot N_e^2}$.

Розрахувавши хід концентрації електронів у часі одержують K , при умові, що немає додаткового вкладу енергії в плазмовий канал, а концентрація електронів зменшується з часом. За експериментальними залежностями ходу коефіцієнту розпаду від концентрації електронів в діапазоні $10^{15} \text{ см}^{-3} \leq N_e \leq 10^{22} \text{ см}^{-3}$ була одержана емпірична формула для $K = f(N_e)$, яка має наступний вигляд

$K = \frac{dN_e}{dt \cdot N_e^2} = 4,9 \cdot 10^8 N_e^{-1.2}$ де $[K] - \text{см}^3/\text{с}$, $[N_e] - \text{см}^{-3}$. Ця формула справедлива в діапазоні концентрацій $N_e = 10^{15} - 10^{22} \text{ см}^{-3}$ при

зміні температури від $7 \cdot 10^3$ К до $64 \cdot 10^3$ К. Для одержання цієї формули були використані результати досліджень розрядів у водні [7], воді [4, 5], вибухах вольфрамових провідників у воді. Коефіцієнт розпаду при цьому змінюється від $10^{-10} \text{ см}^3/\text{с}$ при $N_e = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ до $10^{-18} \text{ см}^3/\text{с}$ при $N_e = 10^{22} \text{ см}^{-3}$ і практично не залежить від температури. Однозначної залежності коефіцієнту розпаду від температури в діапазоні $7 \cdot 10^3 - 64 \cdot 10^3$ К не виявлено. При порівнянні експериментальних значень коефіцієнту розпаду K з теоретичними по різних моделях спостерігається велика різниця, яка збільшується зі збільшенням концентрації електронів. І тільки при $N_e \leq 10^{17} \text{ см}^{-3}$ теоретичні і експериментальні значення K зближуються. При $N_e \approx 10^{21} \text{ см}^{-3}$ при порівнянні з роботами [1, 2, 6] розходження складає 5 – 6 порядків.

Одержано експериментальну залежність K від ступеню не ідеальності плазми при $\Gamma = 0,2 - 4,5$. Спочатку значення K різко зменшуються при збільшенні Γ від 0,1 до 0,3 на три порядки, потім починають збільшуватись майже на порядок, проходять максимум і при збільшенні Γ від 2 до 4,5 спостерігається повільне зменшення коефіцієнту розпаду на порядок. Якісно ці результати співпадають з теоретичними по результатах роботи [3]. Але кількісно є розходження. При $\Gamma < 1$ експериментальні значення K на 2 порядки нижчі, ніж теоретичні, а при $\Gamma = 4$ вони співпадають. Далі збільшення Γ приводить до того, що теоретичні значення швидкості рекомбінації стають меншими, ніж експериментальні.

Знаючи коефіцієнт розпаду можна отримати середній час життя електрона в плазмі [8] $\tau_{ж} \approx \frac{1}{(\alpha \cdot N_e) \cdot N_e}$. Експериментальні значення часів життя при зміні N_e від 10^{15} до 10^{22} см^{-3} майже не змінюються і лежать в області 10^{-5} с (точніше в проміжку $3 \cdot 10^{-5} - 3 \cdot 10^{-6}$ с). Теоретичні значення середнього часу життя за роботою [6] зменшуються від 10^{-5} с до 10^{-15} с.

На думку авторів таке сильне розходження пов'язане з тим, що в теоретичних розрахунках не враховувались ефекти «нереалізації» рівнів атомів в сильних мікрополях НІП, і, відповідно, немає рівнів на які можлива рекомбінація електронів.

1. Биберман Л.М., Воробьев В.С., Якубов И.Т. Кинетика неравновесной НТ плазмы. – М.: Атомиздат, 1982, 378 с.
2. Биберман Л.М., Воробьев В.С., Якубов И.Т. Коэффициент рекомбинации в НІП, //ДАН, 1987. Т.296. №33, с. 576-578.
3. Lankin A., Norman G. Density and nonideality effects in plasmas // Contribution to Plasma Physics, 49, №10, p. 723-731. 2009.
4. Федорович О.А., Войтенко Л.М. Експериментальні дослідження коефіцієнта розпаду НІП ІРВ //УФЖ, №5, 53 (2008), с. 451-457.
5. Федорович О.А., Войтенко Л.М. О коэффициентах распада НІП при ВП из вольфрама в воде // ВАНТ, серия «Плазменная электроника и новые методы ускорения», №4, 2010, с. 354-359.
6. Johnson L.C., Hinnov E. Ionization, recombination and populazion of excited levels in hydrogen plasmas. – J. Quant. Spectrosc. And Radiat. Transfer., 1973, vol. 13, p. 333.
7. Малкин О.А. Импульсный ток и релаксация в газе – М.: Атомиздат, 1974, 280 с.
8. Чернетский А.В. Введение в физику плазмы. М.: Атомиздат, 1969, 304 с.

ПРО ВПЛИВ РОЗПИЛЕННЯ ЕЛЕКТРОДІВ ПХР НА ШВИДКІСТЬ ТРАВЛЕННЯ КРЕМНІЮ

М.П. Кругленко, Б.П. Полозов, О.А. Федорович

Інститут ядерних досліджень НАНУ, Київ, oa.fedorovich@kinr.kiev.ua

Не дивлячись на широке використання плазмохімічного травлення в технологічних процесах виготовлення виробів мікроелектроніки, мікромеханіки, обчислювальної і НВЧ та іншої техніки, процеси, які протікають в плазмохімічних реакторах (ПХР) вивчені недостатньо. Особливо мало вивчено питання про вплив електронної і іонної стимуляції і енергії стимулюючих частинок на швидкість травлення різних матеріалів, зокрема кремнію, який найчастіше використовується в промисловості. Крім цього цей матеріал найбільш доступний для досліджень завдяки порівняно низькій його вартості.

В роботах [1, 2] було показано, що при зміні від'ємної напруги автозміщення при однакових інших умовах розряду швидкість травлення кремнію має оптимум (максимум), після якого при збільшенні напруги автозміщення вище – 200 В швидкість травлення різко зменшується. Згідно роботи [3] середня енергія іонів приблизно відповідає енергії набраній зарядженою частинкою в постійному електричному полі між двома електродами. В даному випадку це напруга автозміщення, або напруга нав'язана з допомогою зовнішнього джерела напруги, яка прикладена між центральним і зовнішнім електродами. Тобто із збільшенням напруги між центральним і зовнішнім електродом збільшується енергія хімічно активних іонів, які бомбардують активний електрод, до якого прикладена від'ємна напруга. При цьому із збільшенням прискорюючої постійної напруги більше -200 В починається помітне розпилення металевих масок на кремнії, або інших матеріалах [4]. Одночасно з цим проходить і розпилення активного електрода, який виготовлений з нержавіючої сталі 12Х18Н10Т. Це припущення було підтверджено при обробці спектрів випромінювання плазми в розряді, характер яких різко змінюється при збільшенні енергії іонів. При напругах автозміщення –(100 – 200) В на спектрах випромінювання спостерігаються тільки лінії і смуги робочих газів, продуктів їх дисоціації і реакцій з підкладкою. При збільшенні напруги автозміщення, відповідно й енергії іонів до 300 – 700 еВ спостерігалися в основному лінії випромінювання металів з яких складається активний електрод: Fe, Ni, Cr, Ti. Лінії фтору і хлору практично зникають з спектрів випромінювання. Це підтверджує те, що при великих напругах автозміщення проходить сильне розпилення активного електрода, на якому розміщується оброблюваний зразок, а також розпилення самого зразка. При цьому проходить і осадження (напилення) розпиленних металів на підкладку. Але ці матеріали не мають летючих сполук з фтором та хлором (крім Ti). Тому швидкість травлення кремнію різко зменшується, незалежно від способу одержання великого від'ємного потенціалу на активному електроді. Додатковим підтвердженням осадження матеріалів електродів на підкладку є результати рентгено-люмінесцентного аналізу поверхні зразків. Вони показали, що зі збільшенням напруги на активному електроді збільшується процентний склад домішок – Fe, Ni, Cr на поверхні оброблених в ПХР зразків кремнію.

Таким чином можна зробити висновок, що основною причиною зменшення швидкості травлення кремнію при збільшенні від'ємної напруги на активному електроді є розпилення і переосадження на поверхню оброблюваної підкладки матеріалів електрода і металевих захисних масок і фоторезистів.

1. О.А.Федорович, М.П. Кругленко, Б.П. Полозов. Про вплив енергії електронів і іонів на швидкість електронно – і іонностимульованного плазмохімічного травлення кремнію. Збірник анотацій Української конференції з фізики плазми і КТС – 2009, Київ, 2009. С.51.
2. О.А. Fedorovich, М.Р. Kruglenko, В.Р. Polozov. About influence of energy of electrons and ions on speed of electron- and ion-stimulated plasmachemical etching of silicon, Problems of atomic science and technology, series Plasma Physics, Issue 16, pp185-187.
3. Е.Г. Шустин, В.Н. Исаев, М.П. Темиряева и др. Пучково-плазменный разряд в слабом магнитном поле как источник плазмы для ПХР. //ВАНТ, 2008, №4, Серия «Плазменная электроника и новые методы ускорения» (6). С. 169 -173.
4. А.Г. Борисенко, Б.П. Полозов, О.А. Федорович и др. Плазмохимическое травление эпитаксиальных структур нитрида галлия.// Технология и конструирование в электронной аппаратуре. №6 (60), 2005. С. 42-46.

НВЧ РЕФЛЕКТОМЕТРІЯ ПЛАЗМИ НЕЗВИЧАЙНОЮ ХВИЛЕЮ З ЧАСТОТОЮ МЕНШОЮ ЕЛЕКТРОННО-ЦИКЛОТРОННОЇ

А.І. Скибенко

Національний науковий центр «Харківський фізико-технічний інститут» НАНУ

Академічна, 1, Харків, 61108, Україна

E-mail: a-skibenko@mail.ru

В роботі приведені порівняльні залежності коефіцієнтів заломлення звичайної μ_0 і незвичайної μ_x хвиль при різних умовах зондування плазми з різними характеристиками. Проаналізовані можливі вигоди від використання для діагностики магнітоактивної плазми незвичайної хвилі з $f < f_{ce}$, де f, f_{ce} – відповідно зондуюча і електронно-циклотронна частота. Можливі вигоди пов'язані з особливостями залежності коефіцієнта заломлення μ_x такої хвилі від густини плазми і напруженості магнітного поля. При $U = f_{ce}/f > 1$ з ростом густини коефіцієнт μ_x стає більшим одиниці, досягає максимуму, а потім зменшується до 1 при $V = N/N_c = 1$; при дальшому зростанні густини ($V > 1$) μ_x зменшується до 0 при $V = 1 + U$, де хвиля відбивається. В роботі приведені числові розрахунки зміни μ_0 і μ_x з врахуванням особливостей просторової залежності густини і магнітного поля торсатроні У-3М. Проаналізована рефракція мікрохвильового потоку при похилому зондуванні плазми в відповідності з рівнянням, в якому кут φ змінюється від φ_0 на границі плазми до 90° в точці повороту, $r_0 \sin\varphi_0 = r_l \sin\varphi_l \mu_{xl} = r_i \sin\varphi_i \mu_{xi}$.

Також враховано вплив на коефіцієнта заломлення кута між віссю тору і напрямком магнітного поля в залежності від радіуса, тобто від полоїдальної складової. При цій умові $\mu_x = [(U^2 \cos^2 \psi - (1-V)^2) / (U^2 \cos^2 \psi - (1-V))]^{1/2}$, ψ – кут між напрямком магнітної силової лінії і тороїдальною віссю торсатрона. Виявленні особливості інтерферометрії, прямої і похилої рефлектметрії при умовах, що обговорюються. Показано, що при невеликих градієнтах магнітного поля (як в У-3М) при вимірюваннях можливе використання середнього вздовж хорди значення μ_x з допустимою похибкою. Враховуючи, що при інтерферометрії фазовий зсув Φ пропорційний величині $1-\mu$, при переході густини точки, де $V = 1$, змінюється знак Φ . При рефлектметрії на вибраній частоті в порівнянні з звичайною хвилею густина в шарі відбиття більша на множник $(1 + f_{ce}/f)$. Якщо в якійсь точці хорди величина f_{ce}/f стає < 1 , хвиля відбивається. Величина частотного Доплерового зсуву частоти при відбитті від рухомого шару плазми значно зростає як $f_d(x-w) = f_d(o-w) (\mu_x/\mu_0)$ порівнюючи з звичайною хвилею. В теперішній час проводяться підготовчі заходи по застосуванню викладених пропозицій в експериментах на плазмових установках.

Розподіли дифузійних втрат швидких іонів на JETi

В. Яворський¹, Ю. Баранов², В. Голобородько¹, В. Кіптілій², А. Москвітін³,
С. Шарапов², К. Шопф⁴

¹Інститут ядерних досліджень НАНУ, Київ, Україна

²Калемський науковий центр, Абінгдон, Англія

³Харківський національний університет ім. В.Н.Каразіна, Харків, Україна

⁴Інститут теоретичної фізики Інсбруцького Університету, Інсбрук, Австрія

Розподіли потоків заряджених продуктів синтезу (ЗПС), що втрачаються із плазми, по просторових та швидкісних координатах забезпечує важливу інформацію про механізми втрат швидких іонів в тороїдальних магнітних пастках [1-3]. Знання таких розподілів важливе для прогнозів теплових навантажень ЗПС на першу стінку в токамаках-реакторах [4]. Мета даної доповіді моделювання полоїдальних та пітч-кутових розподілів іонів високих енергій, що попадають на першу стінку за рахунок дифузійних механізмів втрат. Основна увага приділяється механізму втрат обумовлених пітч-кутовом розсіянням швидких іонів на частинках основної плазми [5]. Очевидно, що дифузійні втрати можуть суттєво підсилюватись за наявності гофрів магнітного поля та МГД збурень [1, 6]. Слід зазначити, що такі втрати можуть спричиняти суттєве теплове навантаження на першу стінку, оскільки вони локалізовані в невеликому околі екваторіальної площини плазми [5,7]. Дане моделювання базується на Монте-Карло моделі дифузійних втрат і враховує ефект пітч-кутового розсіяння та

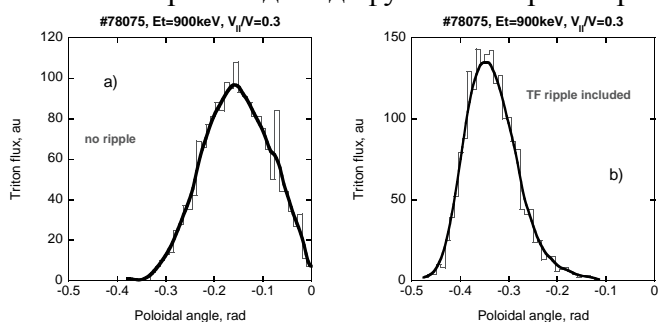


Рис.1 Розрахунки полоїдальних розподілів дифузійних втрат тритонів з енергією 900 кеВ на лімітері JETу (розряд 78075): (а) у відсутність та (б) за наявності стандартних гофрів магнітного поля [7].

горів магнітного поля [7]. На Рис. 1 зображені розраховані полоїдальні профілі потоків тритонів з енергією 900 кеВ та $V_{||}/V=0.3$ на лімітері токамака JET. Приведені криві демонструють значний ефект гофрів на полоїдальний розподіл втрат. В доповіді будуть представлені результати

детального моделювання та аналізу розподілів втрат заряджених DD синтезу на JETi в залежності від амплітуди гофрів магнітного поля, інтенсивності пітч-кутового розсіяння та наявності радіального електричного поля.

- [1] ZWEBEN, S., et al., Nucl. Fusion **40** (2000) 91
- [2] KIPTILY, V., et al., Nucl.Fusion **65** (2009) 065030
- [3] BARANOV, Yu., EPS 2010, paper P1.066
- [4] FASOLI, A., et al., Nucl. Fusion **47** (2007) S264–S284
- [5] YAVORSKIY, V., et al., Nucl. Fusion **43**, 1077 (2003)
- [6] YAVORSKIY, V., et al., Physics of Plasmas **6** (1999) 385
- [7] YAVORSKIY, V., et al., EPS 2011, paper P4.029

ДВОТЕМПЕРАТУРНА МОДЕЛЬ ЕЛЕКТРИЧНОЇ АТМОСФЕРНОЇ ДУГИ МІЖ ПЛАВКИМИ МІДНИМИ ЕЛЕКТРОДАМИ

В.А. Жовтянський¹, Ю.І. Лелюх¹, Ю.А. Гончарук²

¹Інститут газу НАН України, м. Київ

²НТУУ «Київський політехнічний інститут», Фізико-технічний інститут

Донині не вдається адекватно описати властивості деяких видів електричних дуг. Наприклад, дуга в циліндричному однотемпературному наближенні описується рівнянням Еленбааса-Гелера, яке задовільно визначає розподіл температури в області її каналу. Проте така модель не дозволяє описати характерні властивості дуги, пов'язані, наприклад, з існуванням контрагованого та дифузійних режимів. Нині вони описуються переважно на основі наближеного розв'язку рівняння Еленбааса-Гелера [1, 2]. Одними з недоліків такого розв'язку є невідповідність реальним умовам на стінці та довільний вибір значення температури на осі. Проте задача тепловідведення є визначальною щодо властивостей одномірної циліндричної дуги та за своєю складністю не поступається проблемі власне контрагування дуги [3].

У пропонованій роботі досліджується одномірна електрична атмосферна дуга між плавкими мідними електродами в двотемпературній моделі з точки зору визначення її нерівноважних властивостей, маючи на увазі перспективу продовження досліджень на основі методів самоорганізації [4]. Розглядаються рівняння Еленбааса-Геллера:

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(\lambda_a r \frac{dT_a}{dr} \right) + \frac{3}{2} k \delta v n_e (T_e - T_a) = 0,$$
$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(\lambda_e r \frac{dT_e}{dr} \right) + \sigma E^2 - \frac{3}{2} k \delta v n_e (T_e - T_a) = 0.$$

Граничні умови мають вигляд:

$$\left. \frac{dT_a}{dr} \right|_{r=0} = 0; T_a|_{r=R} = T_R,$$
$$\left. \frac{dT_e}{dr} \right|_{r=0} = 0; T_e|_{r=R} = T_R + \frac{\sigma E^2}{\frac{3}{2} k \delta v n_e}.$$

У цих рівняннях: T_e, T_a – температура електронів та атомів, відповідно; λ_e, λ_a – коефіцієнти теплопровідності електронів і важких частинок; δ – коефіцієнт акомодатії; $v = v_e (N_a Q_{ea} + N_i Q_{ei})$ – частота зіткнень; n_e – концентрація електронів; σ – коефіцієнт електропровідності; $E = \frac{I}{2\pi} \int_0^R \sigma(r) r dr$ – напруженість електричного поля; I – сила струму.

При розв'язанні цієї системи рівнянь урахується, що коефіцієнти теплопровідності та електропровідності є нелінійними функціями температури або концентрації електронів [5], які апроксимуються в аналітичному вигляді. Для опису стану плазми використовується рівняння Саха. Розв'язок сформульованої системи рівнянь здійснювався методом продовження розв'язку по параметру.

Робота підтримана НАН України, проект НАНУ-РФФД №44-11.

Література

1. Смирнов Б.М. УФН **179**, 591 (2009).
2. Порицький П.В. УФЖ **49**, 883 (2004).
3. Жовтянский В.А. Физические свойства плотной низкотемпературной неоднородной плазмы: Дис... д-ра физ.-мат. наук: 01.04.08. – К., 1999. – 300 с.
4. Жовтянський В.А. // УФЖ **53**, 488 (2008).
5. Abdelhakim H., Dinguirard J.P., Vacquie S. J. Phys. D. Appl. Phys. **13**, 1427 (1980).

МОДИФІКАЦІЯ МЕТАЛЕВОЇ ПОВЕРХНІ В ДУГОВОМУ РОЗРЯДІ НИЗЬКОГО ТИСКУ ТА ЙОГО МОДЕЛЮВАННЯ

В.А. Жовтянський¹, В.Г. Назаренко¹, В.О. Хомич², Р.П. Сиротюк³, О.Я. Шнит⁴,
М.В. Якимович⁴

¹Інститут газу НАН України, м. Київ

²Інститут фізики НАН України, м. Київ

³НТУУ «Київський політехнічний інститут»

⁴Національний авіаційний університет України

Доволі поширеним нині процесам азотування на основі використання жевріючого розряду [1] властивий ряд недоліків. Вони мають відносно низьку енергетичну ефективність внаслідок високої напруги горіння (400... 1100 В) розряду і функціонують при відносно високих тисках насичуючих газів (10... 1000 Па). Процес супроводжується катодним розпиленням поверхні деталей та порушенням вихідної чистоти поверхні. При наявності гострих країв і задирок на них можливий перехід жевріючого розряду в дуговий, катодні плями якого викликають ерозію поверхні, що значно перевищує шкідливий ефект катодного розпилення. При наявності в деталях отворів проявляється ефект порожнистого катода, що веде до локального перегріву деталей.

Проблему зниження робочого тиску й зменшення напруги горіння розряду вирішує технологія, що ґрунтується на використанні плазми об'ємного дугового розряду. Цей процес відрізняється невисокими робочими напругами ~ 50 В і низькими тисками ≤ 1 Па; в ньому ефективно здійснюється нагрівання й очищення оброблюваних деталей. Азотування в плазмі об'ємного дугового розряду дозволяє в широких межах варіювати енергію й щільність потоку іонів на оброблювану деталь, що забезпечує індивідуальний підхід до обробки виробів з різних інструментальних матеріалів.

Виконані експериментальні дослідження несамостійного об'ємного дугового розряду з плазмовим джерелом електронів на основі порожнистого катода з газомagneтронним розігріванням [2], та процесів азотування та оксидування металевих поверхонь в його атмосфері. Дуговий розряд підтримується у циліндричній вакуумній камері об'ємом близько 100 л в атмосфері азоту або кисню (чи їх суміші з аргоном) при тиску 0,1 – 1,5 Па у діапазоні робочих струмів $5 \div 30$ А. Управління структурою й фазовим складом дифузійного шару здійснювалося від експерименту до експерименту на основі зміни основних робочих параметрів процесу азотування або оксидування (тиску та складу насичуючого середовища, температури зразків, тривалості процесу, електричних характеристик розряду).

Експериментальні дослідження плазми об'ємного дугового розряду проведені спектральними та зондовим методами.

Моделювання процесів у плазмовому об'ємі здійснюється на основі чисельного розв'язку системи диференціальних рівнянь для енергії електронної та атомної компонент з урахуванням ролі дифузійних процесів.

Література

1. И.М. Пастух, *Теория и практика безводородного азотирования в тлеющем разряде* (ННЦ ХФТИ, Харьков, 2006).
2. Карп И.Н., Назаренко В.Г., Дидык Е.Г., Хомич В.А., Жовтянский В.А. Генерация объемной плазмы дуговым разрядом с плазменным источником электронов // *Эко-технологии и ресурсосбережение*. – 2005. – №1. – С. 68 – 72.

ВПЛИВ НЕОДНОРІДНОГО ОБЕРТАННЯ ПЛАЗМИ НА ГЛОБАЛЬНІ АЛЬФВЕНОВІ ВЛАСНІ МОДИ В ТОРОЇДАЛЬНИХ ТЕРМОЯДЕРНИХ ПРИСТРОЯХ

О. П. Фесенюк, В. В. Луценко, Я. І. Колесниченко

Інститут ядерних досліджень, пр. Науки 47, Київ, 03680

Досліджено вплив неоднорідного обертання плазми на глобальні альфвеніві власні моди (ГАВМ) в тороїдальних термоядерних пристроях. Виведено та проаналізовано рівняння Шредингера, яке описує залежність амплітуд локалізованих ГАВМ від радіальної координати. В цьому рівнянні ефективна енергія є квадратом віднормованої частоти хвилі і входить в рівняння нелінійним чином. ГАВМ описуються як зв'язані стани цього рівняння, замкнені між двома максимумами потенціалу (бар'єрами). Виведено умову на шир обертання плазми, при якій існують розв'язки з комплексною ефективною енергією, які відповідають гамуванню/наростанню ГАВМ.

Цю роботу було виконано в межах проекту № 4588 Українського науково-технологічного центру.

ЛОКАЛЬНІ МАГНІТО-ГІДРОДИНАМІЧНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОТОКУ, ЩО ГЕНЕРУЄ МПК

І. Є. Гаркуша, В.В. Чеботарьов, Д.Г. Соляков, Ю.В. Петров,

М. С. Ладигіна, А. К. Марченко, В.В. Стальцов, Д.В. Єлісєєв, Т.Н. Чередниченко

Національний науковий центр «Харківський фізико-технічний інститут»

(ННЦ ХФТІ) Національна академія наук України

Вивчення компресійних самозвужуючих течій густої плазми є важливою задачею як із фундаментальної, так із прикладної точок зору. Такі потоки генеруються магніто-плазмовими компресорами (МПК) [1]. В данній роботі наведені результати експериментів, стосовно просторово розподілених електричних токів, які протікають в плазмовому потоці, що генерує МПК компактної геометрії в режимі роботи на залишку легкого газу, в особливості гелію, і в режимі локальної інжекції ксенона безпосередньо в зону компресії. Проаналізувавши просторове розподілення електромагнітних сил. Виявлено, що плазмовий потік гальмується при наблизненні до зони компресії, а після проходження зони компресії доускорюється. Серед ряду режимів роботи спостерігається витіснення магнітного поля з зони компресії. Встановлено, що в плазмовому потоці утворюються токові віхрі. При величині розрядного току 400 кА в віхрі протікає ток 220-250 кА. Показано вплив ксенона, який інжектуються безпосередньо в зону компресії, на розподіл токів у плазмовому потоці, котрий генерується. В режимах роботи з локальною інжекцією ксенона в область компресії спостерігається випромінення в діапазоні хвиль довжиною 5-80 нм. Встановлено, що випромінення реєструється з області плазмового потоку, де й спостерігається його максимальне гальмування. При цьому максимальна величина потужності випромінення в діапазоні хвиль довжиною 12.2-15.8 нм складає 1.6-1.8 кВ.

1. Chebotarev V.V., Garkusha I.E., Ladygina V.S. et al. // Chechoslovak Journal of Physics. 2006. Vol. 56. Suppl. B(335-341).

ВИМІРЮВАННЯ ПАРАМЕТРІВ ПЛАЗМИ ВИСОКОЧАСТОТНОГО ДЖЕРЕЛА ІОНІВ.

Д.А. Нагорний, С.М. Мордик, А.Г. Нагорний.
м. Суми, Інститут прикладної фізики НАН України

Наведено опис установки для вимірювання параметрів плазми у високочастотному джерелі іонів. Наведено конструкцію скануючого подвійного електричного зонда, а також конструктивні зміни в джерелі, необхідні для проведення описаних вимірів. Отримано залежності плазмених параметрів для різних режимів роботи джерела (потужності, що вводиться, і тиску робочого газу) у районі екстрагуючого електрода. Отримані дані зіставлені з результатами, отриманими за допомогою НВЧ інтерферометрії. Дано опис НВЧ інтерферометра, наведені схеми його реалізації. Проведено оцінку стабільності різних схем реалізації НВЧ інтерферометра. За допомогою описаної установки визначений характер радіального й поздовжнього розподілів щільності плазми для заданих режимів роботи в районі між антеною та екстрагуючим електродом. Також, визначені залежності середньої щільності плазми в районі екстрагуючого електрода залежно від положення зовнішньої магнітної системи. Об'єктом для дослідження обране джерело іонів, що зараз використовується як інжектор ядерного мікрозонду ІПФ НАН України. Всі наведені результати отримані для водневої, гелієвої та аргонної плазми.

Утворення потоків заряджених частинок у фоновій плазмі на початковій стадії розвитку плазмово-пучкової нестійкості

Танигіна Д.М., Анісімов І.О. Левитський С.М.

Київський національний університет імені Тараса Шевченка, радіофізичний факультет

Взаємодія електронних пучків із плазмою належить до найцікавіших задач фізики плазми [1]. Однак на сьогодні кінетичні ефекти, що мають місце при розвитку плазмово-пучкової нестійкості на її початковій стадії, є недостатньо вивченими.

Дана робота присвячена дослідженню деяких кінетичних ефектів у плазмово-пучковій системі, а саме - утворення потоків заряджених частинок фонові плазми (як електронів, так і іонів) на початковій стадії розвитку плазмово-пучкової нестійкості методом комп'ютерного моделювання.

В роботі розглядалась одновимірна модель, де плазма розміщувалась між провідними стінками. В початковий момент часу з лівого боку починалась інжекція моноенергетичного електронного пучка у плазму. Електрони пучка поглинались правою стінкою (колектором). Для моделювання використовувався електростатичний код PDP1 [2].

В роботі показано, що на початкових стадіях розвитку плазмово-пучкової нестійкості електрони плазми прискорюються переважно в бік інжектора. Цей потік електронів локалізований в області, де високочастотне електричне поле, що виникло в результаті розвитку нестійкості, досягає свого максимального значення. В той же час іони плазми прискорюються як у бік інжектора, так і в бік колектора. Область, в якій іони рухаються в бік інжектора, розташована ближче до інжектора, а область протилежно спрямованого потоку іонів – ближче до колектора. Така поведінка компонентів плазми зумовлена просторовим розподілом квазістаціонарного поля, що збуджується електронним пучком у плазмі. Даний розподіл електричного поля можна попередньо пов'язати із порушенням електронейтральності плазми внаслідок витискання електронів із області найбільшої інтенсивності високочастотного електричного поля (пондеромоторна сила) [3]. Даний механізм являє собою перший етап розвитку стрікційної нелінійності фонові плазми під дією збудженого пучком неоднорідного високочастотного поля.

Список використаних джерел

- [1] А.Н.Кондратенко, В.М.Куклин. Основы плазменной электроники. Москва, Энергоатомиздат, 1988.
- [2] I.O.Anisimov, D.V.Sasyuk, T.V.Siversky. Modified package PDP1 for beam-plasma systems' simulation // Dynamical System Modelling and Stability Investigation. Thesis of Conf. Reports. Kyiv, 2003. p.257.
- [3] И.Р.Геккер. Взаимодействие сильных электромагнитных полей с плазмой. М., Атомиздат, 1978.

ДВОВИМІРНІ НЕЛІНІЙНІ ЛОКАЛІЗОВАНІ СТРУКТУРИ – АЗИМУТОНИ

В.М. Лашкін¹, О.А. Островська², А.С. Десятніков², Ю.А. Ківшар²

¹*Інститут ядерних досліджень, Київ, Україна*

²*Австралійський національний університет, Канберра, Австралія*

Знайдено нові двовимірні та тривимірні солітонні структури з нетривіальною топологією – азимутони з кількома піками та одночасною складною просторовою модуляцією фази. Вони є проміжними між мультисолітонами, що не обертаються та аксиально симетричними вихорями, які несуть ненульовий кутовий момент. Установлено, що кожна азимутонна структура характеризується чотирма незалежними параметрами – нелінійним зсувом частоти (або амплітудою), кількістю піків, топологічним зарядом та частотою обертання. Показано існування азимутонів в моделі нелінійного рівняння Шредінгера з зовнішнім параболічним потенціалом та для двох зв'язаних нелінійних рівнянь Шредінгера, які описують розповсюдження пучка електромагнітного поля з двома ортогонально поляризованими компонентами, або двох полів з різними частотами та однаковою поляризацією. Продемонстровано генерацію азимутонів методом фазового імпрінтингу.

КВАЗІЛІНІЙНА ТЕОРІЯ СТОХАСТИЧНОГО НАГРІВАННЯ ЕЛЕКТРОНІВ В ЦИЛІНДРИЧНОМУ РОЗРЯДІ НА ПОВЕРХНЕВИХ ХВИЛЯХ

Азаренков М.О., Гапон О.В., Денисенко І.Б.

*Харківський національний університет ім. В.Н.Каразіна, Харків 61108,
пр. Курчатова, 31.
Email: gapon@bk.ru*

Теоретично розглянуто газовий розряд низького тиску, що міститься в циліндричній розрядній камері та підтримується поверхневою хвилею (ПХ). Вважається, що довжина вільного пробігу електронів значно більша за поперечний розмір камери. За цієї умови основним механізмом нагрівання є стохастичний, що пов'язаний з резонансом між змінним полем хвилі та електронами, що рухаються в потенційній ямі амбіполярного потенціалу. Одним з способів вивчення цього механізму є квазілінійна теорія [1]. В доповіді представлені результати застосування квазілінійної теорії до циліндричного розряду на ПХ. Отримана та обчислена залежність потужності, що вводиться до розряду, від частоти хвилі та радіусу камери. Проаналізовано взаємозв'язок між потужністю, функцією розподілу електронів, збуренням густини електронів, профілем електричного поля поверхневої хвилі.

Робота виконувалась за рахунок бюджетних коштів, наданих як грант Президента України.

Література:

[1] Yu.M.Aliev, I.D.Kaganovich, H.Schluter. Phys.Plasmas **4**(7), 2413, 1997

INTENSIVE H⁻ ION SOURCE BASED ON THE BASED OF TUBULAR DISCHARGE FOR HIGH ENERGY ACCELERATORS

V.A. Baturin, P.A. Litvinov, S.A. Pustovoitov, A.Yu. Karpenko

*Institute of Applied Physics, National Academy of Sciences of Ukraine,
58 Petropavlovskaya St. Sumy, 40030 Ukraine, baturin49@gmail.com*

At the IAP NASU the plasma dual-chamber source of hydrogen ions having a rapid starting, reliable and long-time operation and also simplicity in service was designed for the injector of a high energy accelerator. It is a non-caesium ion source working on the basis of tubular discharge. For plasma generation the inverse gas magnetron is used.

The source produces 60 mA of H⁻ ions at an extraction voltage of 24 kV. The value of density of H⁻ emission current - 600 mA/cm² is obtained. In plasma volume of non-caesium H⁻ ion source the conditions for obtaining of increased density of H⁻ ions in the field of adjoining to the emission aperture were realized.

Three-chambered discharge system with cold cathode, which generates stationary cold plasma at low pressure in the output chamber was created and investigated. This construction can be used in cw non-caesium H⁻ ion source.

It should be noted that the design of the ion source allows transforming it into a source of positive ions by making minor design changes. The power system of the source remains unchanged. This allows using this source in accelerator systems where both H⁻ and H⁺ ions are accelerated.

The H⁻ source presented here can be used as an injector for SNS and the ADS accelerator complexes, as well as facilities for boron neutron capture therapy and therapy with fast neutrons. Earlier version of non-caesium source worked in the structure of RFQ accelerator for a long time.

АВТОКОМПЕНСАЦІЯ ПРОСТОРОВОГО ЗАРЯДУ СФОКУСОВАНОГО ІОННОГО ПУЧКА

О.А. Бізюков, О.І. Гірка, К.М. Серета, О.В. Ромашенко*

Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна

**Східноукраїнський національний університет імені Володимира Даля*

В роботі проведено теоретичне та експериментальне дослідження величини та просторового розподілу електричного потенціалу в сфокусованому пучку іонів, сформованого холівським джерелом іонів з балістичним та магнітним фокусуванням пучка в просторі дрейфу.

В інтенсивному іонному пучку, що проходить крізь вільний від зовнішніх полів простір, електричні поля виникають за рахунок власного об'ємного заряду та можуть бути причиною розширення, уповільнення та навіть блокування іонного пучка у випадку утворення віртуального аноду. Для усунення цих негативних явищ необхідна компенсація додатного просторового заряду іонного пучка в просторі транспортування електронами. За відсутності зовнішнього джерела поява електронів в пучку може бути пов'язана з вторинною іон-електронною емісією електронів зі стінок вакуумної камери та колектора пучка, а також іонізаційними процесами в просторі транспортування пучка.

У роботі показано, що поблизу області кросовера сфокусованого пучка іонів формується електрична потенціальна яма для компенсуючих електронів, що дозволило пояснити аномальну яскравість та розподіл світіння газу, а також відхилення траєкторій іонів від балістичних. Отримані результати можуть бути враховані при розробці джерел іонів з сильно сфокусованими пучками та транспортуванні сильнострумівих пучків.

ТЕОРЕТИЧНЕ ДОСЛІДЖЕННЯ ЕЛЕКТРОМАГНІТНИХ ПОВЕРХНЕВО ЛОКАЛІЗОВАНИХ МОД У ВІЛЬНОМУ ПРОСТОРИ

*А.П.Ковтун, В.Є.Моїсеєнко**

*Інститут Фізики Плазми, Національний Науковий Центр "Харківський Фізико-
Технічний Інститут", 61108 Харків, Україна*

**E-mail: moiseenk@ipp.kharkov.ua*

Поверхнево локалізованою є хвиля, амплітуда якої швидко спадає разом з відстанню від певної поверхні локалізації. Такі хвилі існують поблизу межі двох середовищ з різними хвильовими властивостями. Локалізовані хвилі можуть також існувати в безперервному неоднорідному середовищі. Такі локалізовані повільні плазмові хвилі описані в роботі [V.E. Moiseenko. Problems of Atomic Science and Technology. - 2005. - № 1. Series: Plasma Physics (10). - P. 54-56]. В ній вивчено локалізовані хвилі в радіально неоднорідному плазмовому циліндрі. Окрім хвиль, у яких перетини поверхні локалізації є кільцевими траєкторіями, знайдено хвилі з траєкторіями у вигляді еліпсів.

Причиною локалізації хвилі є існування зони розповсюдження хвилі поміж двох близьких поверхонь відсічки. Для випадку радіально неоднорідного плазмового циліндра одна з них (та, що далі від осі) виникає внаслідок спадання густини плазми з радіусом і зумовленого цим пониження коефіцієнту заломлення хвилі, а інша є наслідком кривизни поверхні локалізації. Поверхнево локалізовані електромагнітні хвилі можуть існувати і в вільному просторі [V.E. Moiseenko, A.P. Kovtun. Problems of Atomic Science and Technology. - 2011. - № 1. Series: Plasma Physics (17). - P. 50-52]. В цьому випадку обидві поверхні відсічки виникають завдяки двовимірній кривизні поверхні локалізації. В цій роботі азимутальний компонент хвильового вектора покладалася рівним нулю. Як показали розрахунки, в цьому випадку локалізація полів на поверхні є маргінально низькою.

У даній роботі було проведено аналіз сімейства поверхнево локалізованих мод з азимутально симетричною поверхнею локалізації у вільному просторі, зі скінченим азимутальним компонентом хвильового вектора. Для знаходження наближеного розв'язку використано комбінацію методу ВКБ та експоненційно-поліноміального розкладання в геометрії, що прив'язана до поверхні локалізації хвилі. Визначено, що поверхнею локалізації поля хвилі є гіперболоїд ротації. Розраховано локалізацію хвиль. Вона є вищою, ніж у випадку нульового азимутального компонента хвильового вектора.

ПРОЦЕСИ ТРАНСФОРМАЦІЇ В ЗАМАГНІЧЕНІЙ ПЛАЗМІ З НИЖНЬОГІБРИДНОЮ НАКАЧКОЮ

В.М.Павленко, В.Г.Панченко

Інститут ядерних досліджень НАНУ, пр.Науки,47, 03680, Київ, Україна

Відомо, що при поширенні хвилі в плазмі певна частина електромагнітного випромінювання трансформується чи розсіюється [1,2]. Аналізуючи таке випромінювання можна отримати інформацію про властивості плазми.

На основі кінетичної теорії флуктуацій для плазми з накачкою, розробленої в роботах [3,4], нами вивчена трансформація повздовжньої ленгмюрівської хвилі у поперечні електромагнітні коливання в замагніченій однорідній і неоднорідній параметрично нестійкій плазмі. Отримано коефіцієнт трансформації, коли дрейфові хвилі збуджуються нижньогібридною накачкою. Чисельні оцінки для типових параметрів гарячої плазми показують, що основний внесок в коефіцієнт трансформації дає член, залежний від поля накачки.

Відзначимо, що трансформацію повздовжньої хвилі у поперечну можна розглядати як можливий механізм випромінювання електромагнітної енергії із плазми. Дійсно, в плазмі завжди існують ленгмюрівські хвилі, амплітуда яких визначається електронною температурою. Взаємодіючи з турбулентними дрейфовими осциляціями, ці хвилі можуть трансформуватися в поперечні і потім залишити плазму. Обчислена інтенсивність випромінювання поперечних хвиль із турбулентної плазми і показано, що величина цієї інтенсивності суттєво залежить від амплітуди хвилі накачки і градієнта густини плазми.

Вивчено також трансформацію поперечної електромагнітної хвилі у повздовжню ленгмюрівську. Одержано вираз для коефіцієнта трансформації у випадку розпаду хвилі накачки на нижньогібридну та іонно-звукову хвилі.

Оцінена конкурентність процесів розсіяння і трансформації хвиль.

Література

1. Ахиезер А.И., Ахиезер И.А., Половин Р.В. и др. Электродинамика плазмы, М.: Наука, 1974.
2. Ситенко А.Г., Кирочкин И.А. Усп.физ.наук **89**, 227 (1966).
3. Павленко В.Н., Панченко В.Г., Ревенчук С.М. ЖЭТФ **64**, 50 (1986).
4. Wilhelmsson H, Pavlenko V.N., Panchenko V.G. Phys.Scripta **43**, 323 (1991).

ВПЛИВ ВЕРХНЬОГІБРИДНОЇ НАКАЧКИ НА ПРОЦЕСИ РЕЛАКСАЦІЇ ТЕМПЕРАТУР В ПЛАЗМІ

В.М.Павленко, В.Г.Панченко

Інститут ядерних досліджень НАНУ, пр. Науки, 47, 03680, Київ, Україна

Дослідження процесів релаксації температур між електронною та іонною компонентами плазми є важливим для плазмової діагностики, вимірювання ефективності дисипації високочастотної енергії, нагріву плазми.

Теорія релаксації була розвинута в роботах [1,2] для випадків ізотропної і замагніченої плазми, а також для плазми, яка зазнає впливу зовнішньої електромагнітної радіації [3].

На основі кінетичної теорії флуктуацій нами розглянуто процес релаксації температур іонів і електронів в замагніченій однорідній плазмі з верхньогібридною накачкою. Вивчено випадок, коли верхньогібридна хвиля накачки розпадається на дочірню та іонно-звукову хвилі. Також проаналізована ситуація, коли верхньогібридна накачка параметрично збуджує модифіковані конвективні комірки. Обчислено обернений час релаксації в режимі турбулентних флуктуацій для цих випадків та знайдена його залежність від параметри плазми і хвилі накачки. Відзначимо, що значення оберненого часу релаксації для плазми з накачкою значно перевищує відповідну величину для спокійної плазми (у відсутності накачки).

Література

1. Ichimaru S., Rosenbluth M.N. Phys.Fluids **13**, 2778 (1970).
2. Павленко В.Н., Панченко В.Г. Физика плазми **12**, 69 (1986).
3. Pavlenko V.N., Panchenko V.G. J.Plasma Phys. **74**, 47 (2008).

ПЕРЕХІДНІ КОЛИВАННЯ ПРИ ФОРМУВАННІ ВЧ ГРАНИЧНИХ ШАРІВ У ЗАМАГНІЧЕНІЙ ПЛАЗМІ

Т.С. Руденко¹⁾, К.П. Шамрай¹⁾, Т. Матсуока²⁾, І. Фунакі²⁾, Ш. Шінохара³⁾

¹⁾ *Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

²⁾ *Агентство аерокосмічних досліджень Японії, Канагава, Японія*

³⁾ *Токійський університет сільського господарства і технологій, Токіо, Японія*

Проблема ефективності проникнення ВЧ електростатичного поля в плазму постає в багатьох фундаментальних і прикладних дослідженнях, зокрема, плазмових джерел ємнісного типу для різних технологій. Вона важлива і для досліджень плазмового двигуна нового типу, так званого Lissajous Helicon Plasma Thruster (LHPT), який може виявитись перспективним для просування космічних апаратів. Для ефективної роботи такого двигуна необхідно використовувати густу плазму, і при цьому забезпечити умови проникнення в її об'єм інтенсивного ВЧ поля. Одночасне задоволення цих умов може бути проблематичним внаслідок існування граничних неквазінейтральних шарів і значного падіння ВЧ потенціалу в їх межах.

В роботі на основі “матричної” моделі досліджено початкову стадію формування граничних шарів в обмеженій замагніченій плазмі під впливом ВЧ потенціалу, який ємнісним чином збуджується ззовні. Показано, що окрім стаціонарних коливань на частоті збудження також виникають перехідні коливання на частоті геометричного верхньогібридного резонансу. Цей ефект веде до значної зміни структури шарів, зокрема, до утворення чисто іонних прошарків біля поверхонь ВЧ електродів, але він слабо впливає на ефективність проникнення поля в об'єм плазми. Установлено, що результати розрахунків на основі матричної моделі добре узгоджуються з даними обчислень на основі РС коду.

НЕЛІНІЙНІ СПІРАЛЬНІ СТРУКТУРИ ЯК ПРОЯВ ВНУТРІШНЬОЇ СИМЕТРІЇ НЕРЕЛЯТИВІСТСЬКОЇ ПЛАЗМИ

В. Б. Таранов

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Нелінійна кінетична теорія нерелятивістської плазми базується на самоузгодженій системі рівнянь Максвелла для електростатичного або електромагнітного поля з урахуванням можливого сталого зовнішнього магнітного поля і рівнянь Власова для функцій розподілу компонентів плазми. Рівняння поля є Пуанкаре – інваріантними, рівняння Власова – нерелятивістські, тому від універсальної групи симетрії Пуанкаре залишаються лише перетворення зсуву у часі та просторі, а також обертання довкола просторових осей. Додатково різні моделі є симетричними відносно певних перетворень розтягнення незалежних змінних і функцій, які визначають критерії подібності, характерні для даної моделі.

Визначення перетворень симетрії для інтегро – диференціальних систем рівнянь кінетичної теорії найзручніше можна виконати шляхом звернення до відповідної скінченної системи рівнянь у частинних похідних холодної плазми [1]. Звернення до цієї найбільш симетричної підмножини розв'язків дозволяє застосувати стандартні програми пакету Мейпл для досить швидкого одержання результатів навіть у просторово тривимірному випадку.

Таким чином одержані групи симетрії для досить широкої сукупності моделей теорії плазми – високочастотних коливань електронної та електронно – позитронної плазми в присутності зовнішнього сталого магнітного поля і без нього, у випадку холодної плазми і наближеного урахування теплового розподілу швидкостей частинок методом водяного мішка, загальної кінетичної теорії.

Одержані симетрії дозволили визначити форму інваріантних розв'язків, які залежать від меншої сукупності змінних, простіші для вивчення, а з фізичної точки зору можуть відповідати певним асимптотичним станам плазми. Наприклад, це спіральні хвилі, в яких обертання навколо певної осі поєднане з поздовжнім рухом у напрямку цієї осі. Треба відмітити також сферично симетричні структури з обертанням навколо певної осі.

У багатьох випадках додаткові результати можуть бути одержані завдяки звуженню або розширенню простору можливих розв'язків шляхом додавання або послаблення відповідних умов [2].

1. Taranov V.B., Symmetries of the 3D collision less plasma oscillations, 6th Int. Conf. "Electronics and Applied Physics", 2010, Kyiv, pp. 160-161.
2. Taranov V.B. Symmetry extensions and their physical reasons in the kinetic and hydrodynamic plasma models, // SIGMA. – 2008 –, V. 4. – 006, – 7 p. <http://www.emis.de/journals/SIGMA/2008/006/>

СТОХАСТИЧНЕ ПРИСКОРЕННЯ ЕЛЕКТРОНІВ ПЛАЗМИ В НЕОДНОРІДНИХ ПОЗДОВЖНЬОМУ ТА ПОПЕРЕЧНОМУ ЕЛЕКТРИЧНИХ ПОЛЯХ

А. І. Кобза¹ та К. П. Шамрай²

¹ *Київський національний університет ім. Т. Шевченка*

² *Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

Коллективний механізм безіткненого (стохастичного) нагрівання електронів грає важливу роль в індукційних та геліконних джерелах плазми, які застосовуються для багатьох технологій. В плазмі індукційного джерела без магнітного поля нагрівання відбувається в неоднорідному (скінуючому) поперечному електромагнітному полі, яке збуджується ВЧ струмом зовнішньої антени, розташованої за діелектричним вікном. У плазмі геліконного джерела електрони прискорюються у поздовжньому ВЧ електричному полі геліконних хвиль, яке зростає поблизу провідних поверхонь, нормальних до силових ліній магнітного поля. Метою роботи було порівняти ефективності нагрівання в цих двох випадках.

Розглядалась модель напівобмеженої плазми, в якій електрони з об'єму плазми поступають на приграничний шар неоднорідного поля (поперечного чи поздовжнього), взаємодіють з цим полем і відбиваються назад полем чи стінкою. Числовими методами знайдено функції розподілу електронів по швидкостях в широкому діапазоні параметрів. Виходячи з цих розподілів, розраховано і порівняно ефективності нагріву електронів в електричних полях обох типів, а також внесок цього процесу в підвищення іонізації робочого газу в розряді. Оцінено характеристики нестійкостей пучкового та вейбелевого типів, які мають збуджуватись завдяки нерівноважності розподілів нагрітих електронів.

ДИФУЗИЯ У ЗАМОРОЖЕНОМУ ВИПАДКОВОМУ ПОЛІ ШВИДКОСТЕЙ

В.І. Засенко, А.Г. Загородній, О.М. Черняк

Інститут теоретичної фізики ім. М.М. Боголюбова

Запропоновано модель ізотропної турбулентності. Проведено числове моделювання та отримано дифузію частинок у замороженому ізотропному двовимірному випадковому полі швидкостей. Результати моделювання порівнюються з передбаченнями простої моделі, яка враховує захоплення частинок і нескінченно довгі часові кореляції.

ПЛАЗМОВЕ ТЕХНОЛОГІЧНЕ ОБЛАДНАННЯ

ПЕТРОВ С.В, РУБЕЦЬ Д.И.

Інститут газу НАН України

Основні етапи в удосконаленні апаратури головним чином пов'язані з розробкою та реалізацією нових підходів, а в останні роки з їх оснащенням вимірювальними та керуючими цифровими пристроями. На базі вищенаведеної ідеології розроблений та освоєний випуск низки нових типів наукомісткої плазмової апаратури, реалізовані нові технології. Апаратура призначена для нанесення високоякісних захисних покриттів з високою щільністю (практично нульовою поруватістю) із металевих, керамічних та композиційних матеріалів. Шафа керування вміщує промисловий контролер. Розроблений ряд надзвукових плазмотронів і апаратурних комплектів для плазмового нанесення захисних покриттів в плазмі продуктів паління вуглеводневих газів з повітрям потужністю 10-40-80-180 кВт. В цих плазмотронах реалізований новий підхід для формування недорозширеної надзвукової плазмової струмини. Понижене розсіювання енергії в струмині забезпечується за рахунок зниження турбулентності в граничному шарі. Це досягається завдяки використанню тонких ефектів плазмової динаміки. Основні особливості поведінки плазми молекулярного газу в нерівноважних умовах пов'язані з коливально поступовою нерівно важністю, яка може досягати декількох тисяч градусів. В такому разі можливі умови, коли ефект другої в'язкості обертається (друга чи об'ємна в'язкість стає відмінною). Це призводить не до затухання звуку, що генерується власною турбулентністю, а до зростання його потужності. Ефективність підсилення звуку при обертанні другої в'язкості має місце на частотах 10 – 100 кГц. Інтенсивні звукові хвилі, які виникають та підсилюються на одній ділянці потоку, а поглинаються на іншій нижче по течії, спроможні значно впливати на гідродинамічні характеристики потоку і властивості електричного розряду. Надзвукова плазмова струмина при цьому характеризується більшою (на ~ 30 %) розгінною та граючою спроможністю. Проплавлення всіх тугоплавких матеріалів здійснюється при швидкості часток 600-1000 м/с. Установки плазмового напилення потужністю 10, 40 кВт комплектуються плазмотронами в ручному та машинному виконанні, а 80-180 кВт в машинному виконанні. Вони призначені для напилення захисних покриттів на внутрішні та зовнішні поверхні. Можуть використовувати порошкові та дротяні матеріали. Плазмотрони виконані з поодиноким електродом вставкою і рекуперативним охолодженням. На базі програмного комплексу COSMOSFloWorks створена модель та розраховуються теплові і газодинамічні процеси при вдуванні порошку в плазмову струмину. В цьому програмному комплексі теплові та динамічні процеси моделюються рівняннями Нав'є-Стокса, що описує в нестационарній постановці закони збереження маси, імпульсу та енергії текучого середовища, а також моделюється передача тепла в твердих тілах з урахуванням композиційної структури з різними тепловими опорами. В результаті чисельного рішення математичних рівнянь, які описують фізичні процеси в двофазній плазмовій струмині та обмежувачих поверхнях елементів конструкції з водяним охолодженням отримані розподілення температурних та швидкісних полів.

ПЛАЗМОВИЙ ПРОЦЕС ОТРИМАННЯ СИНТЕТИЧНОГО ГАЗУ З ОРГАНІЧНИХ ВІДХОДІВ

ПЕТРОВ С.В. РУБЕЦЬ Д.И.

Інститут газу НАН України

Має оригінальне рішення проблема перетворення рідких органічних відходів в енергію з використанням плазмової технології. Ця технологія передбачає утилізацію рідких органічних відходів в певному співвідношенні з водою. В якості води успішно використовуються стічні води промислових та господарських споруджень. Утилізація здійснюється електричною дугою, що горить між двома електродами, які занурені у реакційну суміш. Можливість застосування стічних вод пояснюється стерилізуючою дією високотемпературної електричної дуги, сильного електричного струму, магнітного поля і інтенсивного ультрафіолетового випромінювання. В даній роботі розглядається технологічна схема процесу переробки рідких органічних відходів. Технологічна установка для плазмово-дугової переробки рідких відходів складається з наступних основних вузлів: реакційний вузол, джерело електроживлення дуги, система підготовки та подачі водо-органічної суміші, система охолодження та збору синтез газу, що відходить. Вивчені режими функціонування технологічної схеми і обладнання та на основі отриманих даних розроблена система управління. Одержаний синтез-газ складається із суміші горючих газів, до складу яких входить водень – 40-50%, чадний газ – 30-50% та залишки інших газів. Теплота згоряння є показником практичної цінності палива. Тому другим етапом було визначення реальної теплоти згоряння отриманого синтетичного газу. Досліди проводились згідно з ГОСТ 10061-76. Також теплота згоряння синтез-газу була розрахована в пакеті прикладних програм MathCAD за аналітичною формулою Менделєєва. Теплота згоряння синтетичного газу становить $Q_{ст} = 16,38 \text{ МДж/м}^3$ Окрім розробки системи управління також вирішувалось питання проектування мнемосхеми SCADA-системи. В якості інтегрованого середовища розробки було обрано середовище Trace Mode 6, що є універсальним засобом розробки додатків для автоматизованих систем управління технологічними процесами. На основі обраної математичної моделі проведений розрахунок процесу теплообміну для забезпечення необхідного режиму роботи установки. Розроблено програмний модуль для автоматизованого розрахунок параметрів процесу теплообміну. Визначені параметри електричної дуги та отримані графічні залежності, що дозволяють оцінити поведінку процесу в широкому діапазоні параметрів

ПОБУДОВА ПЛАЗМОВИХ СИСТЕМ ДЛЯ УСТАНОВОК ПЕРЕРОБКИ ВІДХОДІВ

ПЕТРОВ С.В. РУБЕЦЬ Д.И.

Інститут газу НАН України

На сьогоднішній день доведені основні переваги та можливості промислової реалізації великотоннажного процесу плазмової переробки відходів, в тому числі небезпечних та шкідливих. З їх перетворенням в енергію. Успішному просуненню плазмово-дугових технологій в великотоннажне виробництво сприяють приклади довгострокової роботи обладнання в промислових умовах в різних країнах світу – їх кількість з кожним роком зростає. Гальмом є відсутність нормативів та дозволів, а також громадська настороженість. Вона обумовлена необхідністю використання складного плазмового високотехнологічного обладнання в непрестижній галузі з низько кваліфікованим обслуговуючим персоналом. Однак ситуація в силу об'єктивних причин змінюється. В великих містах починаються справжні «смітєві війни». Велика вірогідність перетворення міст в смітник. В Україні, як і в інших державах світу, зростає громадський протест проти будівництва сметтєспалювальних заводів. Це пов'язано з тим, що при їх роботі утворюються вторинні занадто токсичні речовини, які виділяються разом з важкими металами в навколишнє середовище з димовими газами, стічними водами та шлаком. Сьогодні традиційні технології спалювання вичерпали свої технологічні та екологічні можливості, а орієнтування на них веде в глухий кут. На зміну спалюванню приходять технології піролізу та газифікації. Найбільш складною та відповідальною в установці переробки відходів є плазмова система, яка складається з плазмотрону, джерела живлення та блоку управління. Їх оптимальній побудові присвячена дана робота. Всі відомі плазмові системи базуються на близькій ідеологічній основі – використовуються потужні повітряні плазмотрони сотні кіловат, мегавати) з добавкою водяної пари. Якісний стрибок в процесі переробки відходів очікується при переході на чисту водяну плазму. Автор розвиває даний напрямок, заснований на піролізі (високотемпературній газифікації) відходів з використанням так званої «парової» плазми, а саме плазми з використанням в якості плазмо утворюючого середовища водяної пари. На сьогоднішній день в світі відсутні стандартні плазмові системи підвищеної потужності для генерування парової плазми. Задача ускладнюється тим, що в плазмохімічних установках для переробки відходів плазмотрон повинен однаково ефективно працювати на чистому повітрі, суміші повітря з паром та водяній парі. Плюс загальні вимоги до такого роду плазмотронів - великий ресурс роботи, простота обслуговування, надійність та відтворюваність всіх параметрів. Серед великої кількості схемних рішень плазмотронів найбільш придатним для даної технології є плазмотрон лінійної схеми з вихоровою стабілізацією дуги та мідними електродами. Зростання потужності здійснюється за рахунок видовження електричної дуги при обмеженому струмі. Для зменшення ерозії електродів використовується магнітне сканування приелектродних плям дуги по великій поверхні з заданою швидкістю. При певних умовах система плазмотрон – джерело живлення входять в електро газодинамічний резонанс. Виявлені режими генерування гармонічних затухаючих високочастотних коливань. Механізм цього явища потребує більш глибокого вивчення, однак він має значний якісний внесок в процеси теплообміну та плазмохімічні перетворення в реакційній зоні.

ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ ДОСЛІДЖЕННЯ МІКРОРОЗРЯДІВ У ПОВІТРІ

В.Я. Черняк¹, Ок.В. Соломенко¹, І.В. Присяжневич¹, В.А. Зражевський¹,
С.В. Ольшевський¹, Е.В. Мартиш¹, Н.В. Беленок²

¹ КНУ імені Тараса Шевченка, Радіофізичний факультет, кафедра фіз. електроніки

² Національний технічний університет України "Київський політехнічний інститут"

Дослідження мікророзрядів з порожнистими електродами (МПЕ) стали актуальними завдяки їх захоплюючим можливостям, таким як, висока щільність плазми, ефективній генерації високоенергетичних електронів, а також різних хімічних продуктів. Це, в свою чергу, дозволяє застосовувати мікророзряди в біомедицині, для обробки поверхні, і як джерело ультрафіолету [1].

Для дослідження характеристик мікророзрядів було використано оптична діагностика і чисельне моделювання [1, 2]. З вольт-амперних характеристик виявлено дві характерні області: одна з крутим схилом при малих струмах, а інша з меншим нахилом при більших струмах. Найбільш специфічною характеристикою МПЕ є так званий ефект порожнистого катода [3], тобто значне підвищення густини струму та інтенсивності випромінювання плазми, що спостерігається, коли добуток відстаней між електродами та тиском в робочій камері такий, що перед катодом з'являється область негативного світіння (НС). В основному ці властивості пов'язані з ефективним використанням швидких електронів та іонів у МПЕ [4]. Велика частина іонів з аноду та з оточуючих стінок, які зазвичай зникають в області негативного світіння (НС) у разі плоского катода, можуть досягати поверхні катода і звільнити більшу кількість електронів. Також значно знижуються втрати швидких електронів: швидкі електрони можуть коливатися між протилежними поверхнями електродів ("ефект маятника") [5], використовуючи таким чином всю свою енергію на збудження і іонізацію атомів газу. Деякі з таких електронів можуть проникати в темний простір протилежного катода і викликати там іонізацію зіткнень. Таким чином ці електрони будуть прискорені у темному катодному просторі (ТКП) та генеруватимуть нові електрони, що, в свою чергу, призводить до збільшення швидкості іонізації в ТКП, а також в НС.

References

1. K. H. Becker, K. H. Schoenbach, and J. G. Eden, "Microplasmas and applications," *J. Phys. D, Appl. Phys.*, vol. 39, no. 3, pp. R55–R70, Feb. 2006.
2. M. J. Kushner, "Modeling of microdischarge devices: Pyramidal structures," *J. Appl. Phys.*, vol. 95, no. 3, pp. 846–859, Feb. 2004.
3. J. P. Boeuf, L. C. Pitchford, and K. H. Schoenbach, "Predicated properties of microhollow cathode discharges in xenon," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 86, no. 7, p. 071 501, Feb. 2005.
4. V. I. Kolobov and L. D. Tsendin, "Analytic model of the hollow cathode effect," *Plasma Sources Sci. Technol.*, vol. 4, no. 4, pp. 551–560, Nov. 1995.
5. Gon Jun Kim and Jae Koo Lee, "Pendulum electrons in micro hollow cathode discharges", *IEEE Trans. on Plasma Scsi.*, VOL. 36, NO. 4, pp. 0093-3813, Aug. 2008.

ПЛАЗМОВЕ РЕФОРМУВАННЯ ВУГЛЕВОДНІВ В ПЛАЗМОВО-РІДИННИЙ СИСТЕМІ ТИПУ ТОРНАДО З ДОДАВАННЯМ CO_2

Соломенко Ол.В., Черняк В.Я., Недибалюк О.А.

КНУ імені Тараса Шевченка, Радіофізичний факультет, кафедра фіз. електроніки

Технології з використанням сингазу на сьогоднішній день є дуже актуальними. Синтез-газ (сингаз) це суміш H_2 та CO . Сингаз є важливою сировиною для синтезу різних матеріалів і синтетичних палив, таких, як: аміак, метанол, оцтова кислота, метиловий форміат, диметиловий ефір, синтетичний бензин, дизельне паливо, наноструктури і т.д. Також відомо, що при додаванні сингазу до палива поліпшується ефективність його горіння: менший час підпалу, швидке поширення хвилі горіння, стабілізація горіння, більш повне згорання суміші і зменшується кількість небезпечних викидів (NO_x).

На сьогоднішній день найбільш перспективним є отримання сингазу з відновлюваних вуглеводневих джерел. Відомо, що для синтезу або каталізу різних продуктів потрібно різне співвідношення H_2/CO в сингазі (сінгазне співвідношення). Саме тому важливим завданням, крім створення самого сингазу є вміння контролювати співвідношенням H_2 до CO у вихідній суміші. Стандартним підходом для зміни і керування сінгазним співвідношенням при реформуванні є додавання CO_2 у реформу ячу систему.

У даній роботі досліджувалось плазмове реформування дистилляту та етанолу в плазмово-рідинній системі зі зворотно вихровим потоком типу торнадо з додаванні вуглекислого газу при реформуванні. Досліджені емісійні спектри плазми між розрядного проміжку та вольт амперні характеристики вищевказаної системи. Визначені температури заселення електронних T_e^* коливальних T_v^* та обертальних T_r^* рівнів компонент плазми. Виміряна температура електронів T_e .

ЕФЕКТИВНЕ ФОКУСУВАННЯ АКУСТИЧНИХ ХВИЛЬ В ІМПУЛЬСНИХ ПЛАЗМОВО–РІДИННИХ СИСТЕМАХ ЦИЛІНДРИЧНОЇ ГЕОМЕТРІЇ

С.М. Сидорук, В.Я. Черняк, С.В. Ольшевський, В.В. Юхименко

кафедра фізичної електроніки, радіофізичний факультет, Київський Національний університет імені Тараса Шевченка, просп. ак. Глушкова 4Г, Київ 03122, Україна; ад. ел. пошти:mstquevshoke@ukr.net

Використання в плазмОВО–рідинних системах імпульсної генерації плазми для технологічних потреб призводить до появи супутніх факторів: потужного ультрафіолетового випромінювання та акустичних ударних хвиль. Використання цих супутніх явищ імпульсного розряду в рідині при плазмохімічних застосуваннях вважається перспективним. Найбільша ефективність використання звукових хвиль в імпульсних плазмОВО–рідинних системах передбачає фокусування в конкретну область, проте існуючі системи фокусування акустичних хвиль використовують периферійну багато–джерельну систему електричних розрядів з подальшим адитивним фокусуванням за допомогою сферичних або параболічних відбивачів.

Створена імпульсна плазмОВО–рідинна система ідеальної циліндричної геометрії з осьовим одиничним розрядом вважається позбавленої вище згаданих недоліків.

Досліджено можливість ефективного фокусування збіжної акустичної хвилі, що утворена осьовим одиничним розрядом, після її відбиття від ідеальної твердої поверхні плазмохімічного реактору циліндричної геометрії.

Особливості параметрів плазми вільно існуючої у повітрі електричної дуги між електродами на основі срібла

Р.В. Семенишин, А.В. Лебедь, І.Л. Бабіч, В.Ф. Борецький, А.М. Веклич
ripka.ua@gmail.com

*Київський національний університет імені Тараса Шевченка,
радіофізичний факультет*

Методами оптичної емісійної спектроскопії досліджували параметри електродугової плазми у повітрі між композитними електродами на основі срібла.

Електрична дуга з плавкими електродами має різноманітне технологічне застосування. Найбільш характерною особливістю таких дуг є вплив парів електродного походження на властивості дугової плазми. У випадку розрядів, що горять у повітрі, навіть при незначних домішках парів металів електронна концентрація, яка встановлюється в розряді, визначається, в основному, іонізацією металів, які мають суттєво нижчий потенціал іонізації у порівнянні із складовими повітря. У свою чергу зазнають змін випромінювальна здатність та процеси переносу у плазмі. Тобто, основні властивості плазми електричної дуги з плавкими електродами визначаються домішками парів металів. Перемикачі електричних кіл є конкретним прикладом пристроїв, у яких вказані процеси є суттєвими.

Дуга ініціювалася між не охолоджуваними електродами $\text{Ag} - \text{SnO}_2 - \text{ZnO}$ при атмосферному тиску. Діаметр електродів та міжелектродний проміжок складали 6 та 8 мм відповідно. Дослідження проводили при силі струму 3,5 та 30 А. Реєстрацію радіальних розподілів інтенсивності спектральних ліній здійснювали за допомогою ПЗЗ лінійки, розташованої за вихідною щілиною монохроматора МДР-12. Керування вимірюваннями, збір та обробку даних здійснювали за допомогою персонального комп'ютера. Для реєстрації просторового розподілу контурів спектральних ліній випромінювання плазми в оптичній схемі використовували інтерферометр Фабрі-Перо в режимі еталона.

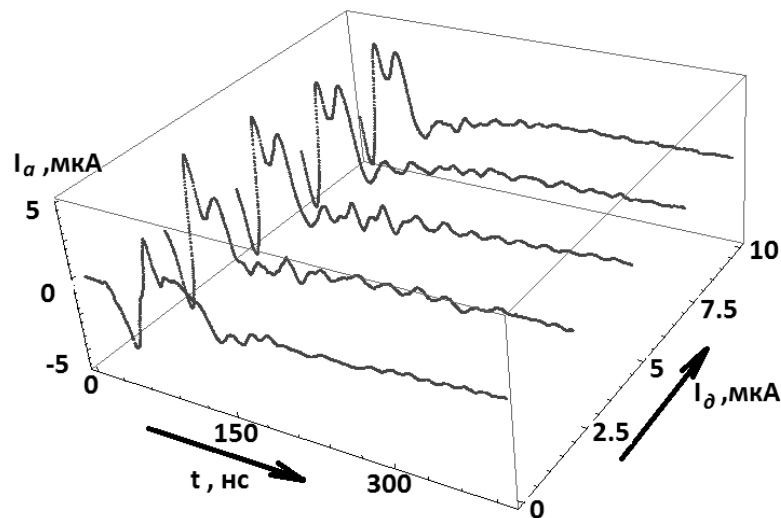
Радіальні профілі температур плазми в середньому перерізі міжелектродного проміжку розраховували методами відносних інтенсивностей та діаграм Больцмана із залученням спектральних ліній срібла та цинку. Попередньо вирішувалася проблема селекції спектроскопічних констант атомів срібла та цинку. Радіальні профілі електронної концентрації в плазмі визначали з контурів спектральної лінії срібла 466,8 нм, розширеної внаслідок квадратичного ефекту Штарка. На основі отриманих температур та електронних концентрацій у припущенні наявності локальної термодинамічної рівноваги (ЛТР) розраховували компонентний склад плазми. Результати розрахунків показали, що плазма при силі струму 30 А знаходиться в стані ЛТР лише в приосьовій зоні розряду. Система рівнянь, що описує поведінку плазми, при використанні експериментально отриманих значень температури і електронної концентрації на відстані більше 2 мм від осі розряду не дає фізичних розв'язків.

КОЛИВАННЯ РОЗРЯДНОГО СТРУМУ НА АДРЕСНИЙ ЕЛЕКТРОД ДЛЯ МІКРОПЛАЗМОВОГО РОЗРЯДУ В ДІЕЛЕКТРИЧНІЙ КОМІРЦІ ЗА НАЯВНОСТІ ДОДАТКОВОГО ДЖЕРЕЛА ЕЛЕКТРОНІВ

О.В.Самчук, О.І.Кельник

Київський національний університет імені Тараса Шевченка,
радіофізичний факультет, oles@univ.kiev.ua

Плазмові дисплеї (PDP, [1]) на сьогодні є одним з найбільш поширених типів пристроїв відображення інформації. Відомо, що енергетична ефективність таких дисплеїв досить низька, тому актуальною є задача її підвищення. Можливим способом такого підвищення є створення всередині розрядної комірки додаткового джерела електронів. У даній роботі проводилося комп'ютерне моделювання мікроплазмового розряду у стандартній триелектродній діелектричній комірці PDP [1] за наявності додаткового джерела струму поблизу негативного копланарного електроду. Використовувався розроблений авторами електростатичний код для моделювання розряду в суміші неону та ксенону [2]. Досліджувався вплив на такий розряд відносно невеликих (до 10% від максимального розрядного струму) струмів додаткового джерела. Виявлено, що струм на адресний електрод I_a зазнає пульсацій (див. рис), період яких практично не залежить від величини додаткового електронного струму I_d .



Дані пульсації, очевидно, пов'язані з коливаннями просторового заряду, які виникають поблизу адресного електроду після того, як до нього доходить хвиля іонізації на початковому етапі розвитку розряду. Такі коливання також приводять до появи поблизу адресного електроду просторової періодичності густини заряду [3].

Наявність додаткового джерела електронного струму полегшує розвиток розряду та підвищує його енергетичну ефективність на величину до 10%.

Перелік посилань

1. J.P.Boeuf, J. Phys. D: Appl. Phys. 2003, **36**, pp.R53-R79
2. O.V.Samchuk, O.I.Kelnyk, I.O.Anisimov. Prob. Atom. Sci.&Tech. Plasma Phys. 2007, **13**, pp. 148-150
3. O.V.Samchuk, O.I.Kelnyk, Prob. Atom. Sci.&Tech. Plasma Phys. 2010, **16**, pp. 165-167

РЕФОРМУВАННЯ ВУГЛЕВОДНЕВИХ ПАЛИВ В ДИНАМІЧНІЙ ПЛАЗМОВО-РІДИННІЙ СИСТЕМІ „ТОРНАДО-РЕ”

Недибалюк О.А.¹, Черняк В.Я.¹, Ольшевський С.В.¹, Лиситченко Т.Є.¹,
Мартиш Є.В.¹, Голуб Г.А.², Дубровін В.О.², Драгнев С.В.²

¹Київський національний університет імені Тараса Шевченка

²Національний університет біоресурсів і природокористування України

У наш час однією із найважливіших проблем залишається пошук альтернативних джерел енергії, що дало б частково відмовитись від традиційних палив, запаси яких обмежені: нафти та газу. До того ж існує проблема забруднення навколишнього середовища. Одним із шляхів вирішення даної проблеми є використання відновлювальних екологічно чистих синтетичних вуглеводневих палив рослинного походження (біостанол, біодизель, біокеросин, парафіни). Окрім самих палив, необхідно, щоб і сам процес їх виготовлення був екологічним. Одним з найбільших споживачів пального є автомобілі і літаки.

Недоліком використання таких палив в якості моторного є низька швидкість поширення хвилі згорання. Відомо, що додавання у вуглеводневе паливо молекулярного водню збільшує швидкість спалювання перших, оскільки H_2 легко спалахує і має досить велику швидкість поширення полум'я. Однак постають проблеми у зберіганні та транспортуванні водню. Вирішенням цієї проблеми може бути використання тих же вуглеводнів в якості джерела H_2 .

Одним із найбільш перспективних методів виробництва водню є використання різних плазмохімічних технологій. Однак на сьогоднішній день в плазмохімії існує дві основні проблеми пов'язані із витратами матеріалів металевих електродів та селективність напрацьованих речовин. Витрати матеріалів електродів призводять як до забруднення навколишнього середовища, так і зменшують ресурс роботи плазмових систем. Для зменшення витрат металевих електродів пропонується замінити один з металевих електродів рідиною. Проблема селективності частково вирішується за допомогою використання нерівноважної плазми.

Тому було розроблено та досліджено плазмово-рідинну систему (ПРС) із зворотно вихровим потоком типу „торнадо” (ЗВПТТ) з рідким електродом (ТОРНАДО-РЕ). Виміряно вольт-амперні характеристики розряду. Досліджено емісійні спектри плазми в різних сумішах повітря + C_2H_5OH/H_2O , повітря + біогліцерол. Виміряно аксіальний розподіл температур заселення T_e^* , T_v^* , T_r^* в розрядному проміжку та факелі. Виміряно температуру електронів T_e . Визначено характер нерівноважності плазми в ПРС „ТОРНАДО-РЕ”. Проведено реформування біогліцеролу в синтез-газ.

ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНЕ ДОСЛІДЖЕННЯ СТРАТИФІКАЦІЇ РОЗРЯДУ ПОСТІЙНОГО СТРУМУ В АЗОТІ

В.О. Лісовський^{1,2}, К.П. Артюшенко¹, В.О. Коваль^{1,2}

¹ Харківський національний університет, 61077, Харків, пл. Свободи 4, Україна

² Науковий фізико-технологічний центр МОНМС та НАН України, Харків, 61022, пл.

Свободи, 6, Україна

e-mail: lisovski@yahoо.com

Тліючий розряд постійного струму широко використовується в газорозрядних стабілізаторах напруги (стабілітронах), випрямлячах з тліючим розрядом, а також газорозрядних лазерах. Стратифікація позитивного стовпа тліючого розряду знижує ефективність роботи газорозрядного лазера, тому дослідження умов існування і характеристик страт становлять значний інтерес. Метою даної роботи було дослідження запалювання і згасання розряду постійного струму в азоті, області існування стоячих страт, а також довжини окремих страт із зміною тиску газу та струму.

Для дослідження умов існування і характеристик страт в позитивному стовпі тліючого розряду постійного струму використовувалися дві розрядні камери. У першому випадку кварцова розрядна трубка мала Т-подібну форму. Розряд запалювався в горизонтальній частині «Т», на кінцях якої розташовувалися катод і анод. Внутрішній діаметр розрядної трубки був 56 мм. Діаметр катода і анода дорівнював 55 мм. Відстань між електродами було 395 мм. Експерименти проводилися при тисках азоту $p = 0,02 - 10$ Торр в діапазоні постійної напруги $U_{dc} \leq 3000$ В. У другому випадку кварцова трубка мала внутрішній діаметр 8 мм. Експерименти проводилися в геометрично подібних розрядних трубках. Оскільки діаметр другої трубки був в 7 разів менше діаметра першої, то відстань між електродами в другій трубці дорівнювала 57,5 мм.

Страти спостерігаються в обмеженому діапазоні тиску газу, в замкнутих областях по струму і прикладеній напрузі. Показано, що перша (з катодного кінця позитивного стовпа) страта має найбільшу довжину і найкраще виражена. Збільшення розрядного струму слабо впливає на товщину страт. Підвищення тиску газу призводить до зменшення товщини страт. Чим більший порядковий номер страти (від катодного краю позитивного стовпа), тим менше її товщина.

Отримано, що стратифікація позитивного стовпа добре підкоряється законам подібності. Криві згасання і області існування страт, виміряні для обох розрядних трубок і побудовані в масштабі $U_{ext}(pL)$, практично збігаються. Наведені товщини страт d/R (відношення товщини страт d до радіуса трубки R), виміряні в різних трубках, добре узгоджуються одна з одною при побудові їх залежно від добутку тиску газу і радіуса трубки pR .

Показано, що приведені товщини страт добре описуються законом Гольдштейна-Венера $d/R = C/(pR)^m$, при цьому в діапазоні низьких значень $pR \leq 1$ Товщина страт повільно зменшується з ростом тиску газу і $C = 1,17$, $m = 0,17$, а при більш високих pR константи стають рівними $C = 1$ і $m = 1,7$, а збільшення тиску газу призводить до різкого звуження і розпливання страт.

ТЕМПЕРАТУРА ПЛАЗМИ ЕЛЕКТРОДУГОВОГО РОЗРЯДУ МІЖ КОМПОЗИТНИМИ Cu – Mo ЕЛЕКТРОДАМИ У ПОТОЦІ АРГОНУ

Борецький В.Ф., Веклич А.М., Лебідь А.В., Сорока П.В.

tgctg@yandex.ru

*Київський національний університет імені Тараса Шевченка,
радіофізичний факультет*

Композитні матеріали на основі міді набули широкого застосування в якості матеріалів для електродів та контактів комутуючих приладів електротехнічного призначення (реле, комутатори, розмикачі тощо). Ефективність роботи таких пристроїв визначається інтенсивністю процесів переносу маси матеріалу електродів у розрядному проміжку. Вміст парів електродного походження в розряді залежить, як від структури та складу електродів, так і від параметрів плазми, що виникає при процесах комутації [1]. Саме тому дослідження параметрів плазми представляє інтерес з точки зору оптимізації складу та технології виготовлення композитних матеріалів.

Дана робота присвячена дослідженню плазми електродугового розряду між композитними електродами Cu – Mo при силі струму 30 А із залученням методів оптичної емісійної спектроскопії.

Електрична дуга запалювалась між неохолоджуваними електродами у потоці аргону 6,33 л/хв. Міжелектродний проміжок складав 8 мм, імпульси струму 30 А накладалися на "черговий" струм 3,5 А. В якості електродів використовували стержні, виготовлені за технологією твердофазного спікання, діаметр яких складав 6 мм, а також, пластини, отримані за технологією електронно-променевого випаровування з наступною конденсацією у вакуумі, товщиною 1 мм.

Радіальні розподіли температури плазми визначали методом діаграм Больцмана з використанням спектральних ліній атома міді CuI 510,5, 515,3, 521,8, 570,02, 578,2, 793,3 та 809,2 нм. Радіальні розподіли інтенсивності випромінювання плазми реєстрували за допомогою монохроматора МДР-12, на виході якого встановлено ПЗЗ-лінійку Sony ILX526A (B/W). Спостережувані розподіли інтенсивності спектральних ліній перераховували у локальні за допомогою перетворень Абеля, використовуючи методику Бокастена [2]. Для керування процесом збору та обробки експериментальних даних використовували спеціально розроблений програмний інтерфейс [3]. Додатково для дослідження контурів спектральних ліній використовували інтерферометр Фабрі-Перо.

Слід зазначити, що спектроскопічні дослідження плазми електродугового розряду, яка містить пари кількох хімічних елементів, потребують обачного вибору спектральних ліній для діагностики. У випадку композитного матеріалу мідь – молібден дослідження контурів спектральних ліній показали що, лінії CuI 427,5 та 465,1 нм перекриваються з лініями молібдену MoI 427,6 та 465,2 нм. Саме тому, дані лінії міді не можуть бути використані для діагностики плазми.

1. Бабич И.Л. и др. Электрические контакты и электроды. Киев. Ин-т проблем материаловедения НАНУ (2010) 82-115.
2. Bockasten K. Transformation of observed radiances into radial distribution of the emission of a plasma // J. of the Optical Society of America. — 1961. — 51, No. 9. — P. 943—947.
3. Веклич А.М., Осідач В.Є. Вісник Київського університету імені Тараса Шевченка. Радіофізика та електроніка, 5 (2003) 12-14 (укр.)

ДОСЛІДЖЕННЯ ПЛАЗМОВИХ МЕХАНІЗМІВ ПРОБОЇВ В ПРискорюючому КОМПЛЕКСІ CLIC(CERN).

С. М. Мордик, О. В. Алексенко, О. М. Бугай, А. Б. Крамченков,
О. М. Куріло, В. І. Мирошніченко, В. Ю. Сторіжко
г. Суми Інститут прикладної фізики НАН України

Проведено обробку експериментальних даних оптичної діагностики плазми установки DC-sparc групи CLIC. Проведена ідентифікація спектру розряду. Встановлено, що крім плазми міді в спектрі свічення плазми присутні оптичні лінії водню. За експериментальними даними проведено розрахунки температури та щільності плазми розряду.

Проведено моделювання еволюції потоків мікроплазмових утворень при електричному пробої між мідними катодом та анодом.. з використанням методів опису плазми на основі рівнянь двохелементної рідини, систем рівнянь Власова - Больцмана та рівнянь Максвелла. Для цього були використані чисельні методи як PIC (Particle-in-Cell) так і метод кінцевих різниць. При моделюванні процесів пробою використані експериментальні дані з установки тестування пробоїв групи CLIC (ЦЕРН, Женева, Швейцарія).

ВПЛИВ КОНФІГУРАЦІЙНИХ ФАКТОРІВ НА РОЗВИТОК ТА ХАРАКТЕРИСТИКИ ІНТЕНСИВНОЇ НИЗЬКОЧАСТОТНОЇ НЕСТІЙКОСТІ В ПЛАЗМІ ГЕЛІКОННОГО ДЖЕРЕЛА З ПЛАНАРНОЮ АНТЕНОЮ

В.М. Слободян, Л.І. Романюк, В.Ф. Вірко, К.П. Шамрай

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Геліконні джерела з планарною антеною здатні ефективно генерувати низькотемпературну плазму і є перспективними для технологій обробки матеріалів, розробки космічних рушіїв та інших практичних застосувань. В залежності від призначення, вони функціонують за різних розрядних умов, мають різні геометричні розміри та форму елементів конструкції джерела. Низькочастотні (НЧ) нестійкості дрейфового типу, які властиві для таких джерел за певних умов, суттєвим чином впливають на характеристики геліконної плазми. У роботі досліджено вплив на розвиток та характеристики інтенсивної низькочастотної нестійкості таких факторів, як форма та розміри збуджувальної планарної антени, довжина розрядної камери джерела тощо.

Експериментальний пристрій являє собою циліндричну металеву розрядну камеру діаметром 20 см, з одного торця обмежену металевим технологічним столиком діаметром 15 см, а з іншого – кварцовим вікном. Із зовнішнього боку вікна розміщена плоска збуджувальна антена, яка живиться від ВЧ генератора частотою 13,56 МГц з потужністю до 2 кВт. Чотири групи обмоток, які живляться струмами від незалежно керованих джерел, забезпечують створення магнітного поля різної конфігурації з напруженістю до 200 Гс. Як робочий газ використовується Ag в діапазоні тисків від 1 до 5 мТорр. У базовому варіанті довжина розрядної камери складає 30 см, діаметр одновиткової антени становить 17,5 см.

Режими роботи джерела базової конфігурації при полях вищих за ~ 100 Гс характеризуються радіальними розподілами густини плазми з провалом на осі системи. При перевищенні магнітним полем величини ~ 150 Гс збуджуються дуже інтенсивні коливання з частотою до 10 кГц. Модуляція густини плазми коливаннями може досягати 30÷40% від її стаціонарного значення, а рівень коливань плаваючого потенціалу – величини температури електронів (4÷6 еВ). Коливання характеризуються азимутальним рухом збурень густини та потенціалу плазми, номер азимутальної моди яких дорівнює 1.

Встановлено, що за інших рівних умов при використанні антен меншого розміру (двовиткової з діаметром 11,5 см та чотиривиткової з діаметром 6.5 см) подібна нестійкість не розвивається, незважаючи на існування провалу густини плазми на осі. Для базової антени $\varnothing 17,5$ см критичне магнітне поле виникнення нестійкості знижується при зменшенні довжини розрядної камери.

Отримані результати можуть бути використані при конструюванні та обранні режимів роботи джерел досліджуваного типу з метою запобігання розвитку значних збурень плазми при її технологічному застосуванні.

ВИСОКОЧАСТОТНІ ЕЛЕКТРИЧНІ ПОЛЯ В ГЕЛІКОННОМУ РОЗРЯДІ

В.Ф. Вірко, В.М. Слободян, Ю.В. Вірко, К.П. Шамрай

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Одним з найбільш ефективних безелектродних джерел низькотемпературної плазми є геліконний розряд, який експериментально досліджувався у багатьох роботах. Але для більш повної фізичної картини цього розряду необхідні дані про ВЧ поля хвиль, які в ньому збуджуються. Подібні виміри є взагалі нетривіальними, і для даного типу розряду вони досі не проводились. Інформацію про електричні поля звичайно отримують з вимірів ВЧ магнітного поля та їх інтерпретації на основі закону Фарадея. У цій роботі розроблено методику і проведено безпосередні виміри ВЧ електричних полів у геліконному розряді.

Експерименти проводились в аргоні при тиску 5 мТор у кварцовій розрядній камері діаметром 14 см, вміщеній у зовнішнє магнітне поле. Двовиткова азимутально-симетрична індукційна антена, розташована зовні камери, живилась від генератора частотою 13,56 МГц і потужністю 1 кВт. Електричні поля вимірювались за допомогою симетричних дипольних антен з гілками довжиною 10 мм, ізольованими від плазми керамічними капілярами діаметром 1 мм.

Вимірювання проводились у зовнішньому магнітному полі порядку 100 Гс у двох режимах – з однорідним полем та неоднорідним, зростаючим з віддаленням від антени. Густина плазми при цьому складала, відповідно, 3×10^{11} та $1 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$. Виміряні профілі усіх компонент ВЧ електричного поля співставлялись з радіальним профілем поздовжнього ВЧ магнітного поля, виміряного магнітним зондом. Виявлено, що в однорідному магнітному полі радіальні профілі радіальної та азимутальної компонент електричного поля є плавними і мають мінімум на осі, а на периферії плазми досягають приблизно однакової величини в 10–15 В. В неоднорідному магнітному полі структура електричного поля ускладнюється: на фоні плавного профіля з'являються радіально короткомасштабні пічки. Поперечне електричне поле на осі дорівнює нулю, а в позаосьових максимумах досягає величин 4,5–6 та 5–9 В/см для радіальної та азимутальної компонент, відповідно. Амплітуда поздовжнього електричного поля в обох випадках мала і не перевищує 1,5–2 В/см. Результати вимірів порівняно з теоретичними розрахунками.

ДОСЛІДЖЕННЯ ПРОСТОРОВОГО РОЗПОДІЛУ ЕЛЕКТРИЧНИХ ПОЛІВ В ПЛАЗМІ РОЗРЯДУ ПОСТІЙНОГО СТРУМУ З ПОРОЖНИСТИМ КАТОДОМ В КИСНІ ТА АРГОНІ

Ціолко В.В., Мацевич С. В., Піун В.М.
Інститут фізики НАН України

Розряд з порожнистим катодом застосовується в різноманітних технологічних процесах – для чистки та травлення підкладок [1], для нанесення якісних нанорозмірних металевих, оксидних та оксинітридних покриттів [2], тощо. Особливістю такого типу розряду є те, що основну роль в іонізації газу та нагріві електронів плазми відіграє потік швидких електронів (з енергією $\sim 400 - 800$ eV), що вилітають з прикатодної області (електричне поле в центральній частині розряду не перевищує ≈ 0.1 В/см і тому практично не впливає на вигляд функції розподілу електронів по енергіях - ФРЕЕ). В той же час, на периферії розряду електричне поле досягає значно більших величин, а його радіальний розподіл суттєво залежить від параметрів розряду [3]. Це може впливати на вигляд ФРЕЕ і, відповідно, приводити до радіальної залежності концентрацій часток, що генеруються в плазмі розряду.

Експерименти по вимірюванню електричних полів проводились в циліндричній розрядній камері діаметром 38 см та довжиною 42 см (яка одночасно виступала катодом розряду); анод діаметром 30 см розміщувався в одному із торців камери. Тиск кисню та аргону змінювався в межах $2 \div 12$ Па, а струм та напруга розряду - $100 \div 500$ mA та $400 \div 800$ В відповідно.

Встановлено, що подовжня складова електричного поля E_z слабо залежить від параметрів розряду та радіуса системи r і не перевищує $\approx 10^{-2}$ В/см. В той же час радіальний розподіл складової E_r залежить від роду газу, його тиску та напруги/потужності розряду. При використанні кисню радіальна залежність E_r демонструє суттєво немонотонний характер у всьому діапазоні змін тиску та розрядної напруги. Зі збільшенням радіуса E_r спочатку зростає, досягаючи максимуму при певному r , потім починає спадати і, перейшовши мінімум, різко зростає. При збільшенні тиску кисню напруженість поля зменшується, а положення максимуму та мінімуму значень E_r зміщуються в сторону більших r . Максимальні значення E_r в центральній частині розряду становлять близько $0.1 \div 0.15$ В/см, а поблизу границі плазми – $20 \div 40$ В/см. Поведінка $E_r(r)$ у випадку аргонної плазми дещо інша. Якщо при низьких тисках Ar поле майже монотонно зростає зі збільшенням r при всіх напругах/потужностях розряду, то при тиску 12 Па та потужності 100 Вт поле E_r в діапазоні від 0 до ≈ 10 см має зворотній напрям ($E_r \approx -0.05$ В/см при $r \approx 5$ см), а потім зростає до ≈ 5 В/см на границі плазми. Розглянуто можливі механізми, що формують одержаний просторовий розподіл електричного поля в плазмі.

Література:

- [1] A. V. Rogov and A. A. Lozovan. Application of a Grid Hollow Cathode for Substrate Cleaning before Vacuum Deposition of Coatings. 2008. *J. Surf. Investig - X-RA*, v.2, No. 3, pp. 409–413.
- [2] P. C. Balan, R. Apetrei, D. Luca, C. Ionita, R. Schrittwieser, G. Popa. Electrical and optical diagnosis of a cavity hollow-cathode post-discharge used as a sputtering source. 2005. *IET Optoelectron*. v. 7, No. 5, pp. 2459 – 2464.
- [3] V. Yu. Bazhenov, A. V. Ryabtsev, I. A., Soloshenko, A. G. Terent'eva, V. A. Khomich, V. V. Tsiolko, and A. I. Shchedrin. Investigation of the Electron Energy Distribution Function in Hollow-Cathode Glow Discharges in Nitrogen and Oxygen. 2001. *Plasma Phys. Rep.* v. 27, No. 9, pp. 813 -818.

РОЛЬ АНОДНИХ ПРОЦЕСІВ У ПІДТРИМАННІ ЖЕВРІЮЧОГО РОЗРЯДУ

В.А. Жовтянський¹, В.Г.Назаренко¹, О.В.Анісімова², Р.П.Сиротюк², О.Я.Шнит³,
М.В.Якимович³

¹*Інститут газу НАН України, м. Київ*

²*НТУУ «Київський політехнічний інститут»*

³*Національний авіаційний університет України*

На важливу роль прианодних процесів в оптимізації процесів у короткому діоді – моделі термоемісійного перетворювача теплової енергії в електричну – вказував ще в 1972 р. Н.Д. Моргуліс [1]. Дійсно, величина та знак прианодного скачка потенціалу може змінювати вихідну напругу перетворювача, а відтак – ефективність його роботи.

Ця проблема знову привертає увагу [2] у зв'язку з деталізацією дослідження процесів у жевріючих розрядах стосовно їх сучасних практичних застосувань, зокрема – в технологіях модифікації поверхні, причому для досліджень виокремлюється плазма короткого (без позитивного стовпа) плоского жевріючого розряду. У згаданих вище технологічних установках деталі, поверхня яких підлягає модифікації, перебувають у доволі великих розмірів розрядній камері, що дозволяє моделювати жевріючий розряд як сферичний [3]. Ще Л.Льоб відмітив, що в сферичному розряді відсутній позитивний стовп (оскільки відсутній вплив бокових стінок, як це має місце в жевріючому розряді в трубці) [4]. Таким чином, сферичний розряд є зручним об'єктом для дослідження ефектів, пов'язаних з утворенням прианодного скачка потенціалу.

Аналізується роль прианодних процесів у формуванні самоорганізованої структури жевріючого розряду між двома концентричними сферами, внутрішня з яких є катодом, а зовнішня – анодом. Дослідження виконане методом чисельного експерименту, результати якого порівнюються з вимірюваннями розподілу потенціалу вздовж радіуса діода методом плаваючого зонда; вони не фіксують помітного електричного поля в області за межами катодного скачка потенціалу. Радіус анода $r_a = 33$ см є набагато більшим, ніж радіус катода $r_k = 2$ см, і в такому сенсі він є довгим, проте тут відсутні поперечні ефекти, які визначають структуру позитивного стовпа жевріючого розряду в довгій трубці. Для уточнення ролі прианодних процесів при моделюванні жевріючого розряду на цьому етапі ми скористались методом чисельного експерименту з урахуванням, фактично, принципу мінімуму потужності для газового розряду [5]. Постановка чисельного експерименту стала можливою завдяки ефективності обчислювального процесу для математичної моделі жевріючого розряду, запропонованого в роботі [6].

Показано, що граничні умови на аноді повинні формулюватися з урахуванням можливості формування позитивного скачка потенціалу в прианодній області. Його урахування значно зменшує розрахункове падіння потенціалу уздовж позитивного стовпа потенціалу. Фізичною причиною цього ефекту є генерування заряджених частинок у прианодному шарі при невеликих затратах електричної енергії. «Впорскування» іонів з цього шару в область позитивного стовпа істотно поліпшує умови протікання розрядного струму. В сферичній геометрії цей ефект підсилюється кумулятивним характером процесу поширення іонів.

Література

1. Н.Д. Моргуліс, А.И.Кравченко, В.Я. Черняк, ЖТФ **27**, 2385 (1972).
2. А.А.Кудрявцев, С.У.Нисимов, Е.И.Прохорова, А.Г.Слышов. ЖТФ **37**, 104 (2011).
3. В.А. Жовтянський. УФЖ **53**, 488 (2008).
4. Л.Льоб. Основные процессы электрических разрядов в газах. М.-Л.: ГИТТЛ, 1950.
5. Ю.П. Райзер, *Физика газового разряда* (Наука, Москва, 1987).
6. В.А. Жовтянский, Ю.И. Лелюх, Письма в ЖТФ **35**, 81 (2009).

КОМПЛЕКСНЕ ДОСЛІДЖЕННЯ ПЛАЗМИ ЖЕВРІЮЧОГО РОЗРЯДУ В ТЕХНОЛОГІЧНОМУ ПРОЦЕСІ АЗОТУВАННЯ ПОВЕРХНІ МЕТАЛІВ

В.А. Жовтянський¹, В.Г. Назаренко¹, В.О. Хомич², Ю.І. Лелюх¹, Я.В. Ткаченко¹,
О.В. Анісімова³, Р.П. Сиротюк³, О.Я. Шнит⁴, М.В. Якимович⁴

¹Інститут газу НАН України, м. Київ

²Інститут фізики НАН України, м. Київ

³НТУУ «Київський політехнічний інститут»

⁴Національний авіаційний університет України

Кінцевою метою цієї роботи є оптимізація процесу азотування поверхні конструкційних виробів в умовах жевріючого розряду (ЖР). Протягом тривалого часу не було єдиної точки зору щодо фізики дифузійного насичення поверхні металу азотом. В останні роки основну роль в цих процесах відводять атомарному азоту – зокрема, в метастабільному стані [1]. Саме тому значні переваги мають плазми утворюючі суміші на основі азоту з домішкою аргону, в яких атомарний азот може ефективно генеруватися [2]. Це дозволяє визначити ефективність технології азотування в цілому з точки зору найбільш оптимального генерування в розряді атомарної компоненти.

Нині активно розвивається також теорія ЖР і особливо її напрямки, пов'язаний з урахуванням так званих нелокальних ефектів у прикатодній області розряду (див., наприклад, [3]). Так чи інакше, плазма ЖР є різко нерівноважною і строгий аналіз процесів продукування атомарного азоту є складним завданням. У свою чергу, методи безпосереднього експериментального визначення концентрації цієї компоненти у плазмі є важко доступними, оскільки вимагають застосування техніки вакуумної спектроскопії [1]. Тому важливим є розвиток методів моделювання таких процесів.

Дослідження ефективності процесу азотування виконані у вакуумній камері об'ємом $\sim 0,1$ м³, в центрі якої розташований молибденовий предметний столик діаметром 40 мм; на нього встановлюються оброблювані зразки – в цілому вони є катодом. Живлення ЖР здійснюється випрямленою напругою U до 1500 В. Азотування проводиться в суміші аргон-азот того чи іншого складу при тиску 150 Па. При цьому температура предметного столика зі зразками підтримувалася в інтервалі 810-820 К внаслідок енерговиділення розряду на рівні $UI \sim 60$ Вт ($I \leq 120$ мА – розрядний струм).

Гідродинамічне моделювання ЖР дозволяє визначити взаємозв'язок параметрів розряду і генерованої ним плазми. Воно дає задовільні результати з точки зору енергетики процесу, оскільки у формуванні нелокальних ефектів в ЖР бере участь відносно невелика кількість швидких електронів, які, зрештою, не настільки важливі при визначенні вольт-амперної характеристики розряду [3]. Адекватність визначення параметрів ЖР істотно залежить від правильного вибору граничних умов на аноді.

Визначався вміст атомарного азоту як активної компоненти, що визначає ефективність модифікації поверхні металів [4]. Вплив складу суміші на швидкісну константу дисоціації молекулярного азоту, відповідальної за продукування атомарного азоту, визначено розрахунковим шляхом, а параметри плазми – експериментально, на основі вимірів подвійними зондами. Функція розподілу електронів за енергіями знаходилася шляхом чисельного інтегрування рівняння Больцмана, записаного в двочленному наближенні для суміші молекулярного азоту і аргону.

Література

1. Kitajima T., Nakano T., Samukawa S., **Plasma Sources Sci. Technol.**, **17**, 1 (2008).
2. Словецкий Д.И., **Химия плазмы**. – М.: Атомиздат, 1974. Вып. 1, с. 156.
3. Кудрявцев А.А., Морин А.В., Цендин Л.Д., **ЖТФ**, **78**, вып. 8, 71 (2008).
4. Хомич В.А., Рябцев А.В., Дидык Е.Г. и др., **Письма в ЖТФ**, **36**, вып. 19, 91 (2010).

НЕРІВНОВАЖНІСТЬ ПЛАЗМИ ЦИЛІНДРИЧНОЇ АТМОСФЕРНОЇ ДУГИ В ПАРАХ МІДІ, ОБУМОВЛЕНА ЇЇ РЕЗОНАНСНИМ ВИПРОМІНЮВАННЯМ

В.А. Жовтянський, Ю.І.Лелюх, Я.В. Ткаченко

Інститут газу НАН України, м. Київ

Ефект перенесення випромінювання в дузі може мати важливе практичне значення, пов'язане з «просвітленням» каналу дуги з точки зору можливості пропускати електричний струм. Роль цього ефекту ми оцінювали раніше на основі простої моделі дуги, в якій резонансний рівень у всій області її існування заселений з температурою T_0 , властивою осьовій області, а заселеність всіх вищих рівнів відповідає місцевим значенням температури $T(r)$ [1].

У цій роботі розв'язок такої задачі знаходиться на основі строгого урахування процесів перенесення випромінювання для всіх п'яти резонансних спектральних ліній атома міді, випромінюваних з резонансних рівнів $E_k = 3,79$ і $3,82$ еВ, по відношенню до яких вивчається роль ефектів перенесення випромінювання:

Лінія, нм	E_k , еВ	g_k	E_i , еВ	g_i	$\Delta\lambda_s^*$, нм (для $n_e = 10^{17}$ см ⁻³)	f
324,7	3,82	4	0	2		0,430
510,5	3,82	4	1,39	6	0,021	0,0051
570,0	3,82	4	1,64	4	0,026	0,0011
327,3	3,79	2	0	2		0,220
578,2	3,79	2	1,64	4	0,027	0,0042

Частина цих ліній в якості нижнього рівня спектрального переходу має основний рівень, частина – метастабільні рівні $E_i = 1,39$ і $1,64$ еВ. У таблиці представлені також статистичні ваги рівнів g (індекси k та i позначають верхній і нижній рівні переходу, відповідно), сили осцилятора f (які пропорційні ймовірностям переходу) згідно з [2], а також параметри розширення Штарка $\Delta\lambda_s^*$ (які відповідають концентрації заряджених частинок $n_i = n_e = 10^{17}$ см⁻³) [3]. Вони необхідні для адекватного врахування ефектів випромінювання спектральних ліній та їх поглинання [4]. Розширення ліній 324,7 і 327,3 нм визначається ефектом Доплера. Враховувалися також природне і зіткнувальне розширення спектральних ліній, а результуюче розширення представляється контуром Фойгта [5].

Розглядається система чотирьох рівнянь для заселеності кожного із збуджених рівнів [6], яка доповнюється рівняннями Дальтона та Саха-Больцмана для концентрації електронів. Розподіл температури в області дуги визначається з рівняння Еленбааса-Гелера. Розв'язок знаходиться в ітераційному процесі, де як рівноважне наближення використовується розв'язок рівняння Еленбааса-Гелера [4].

Результати розрахунку на прикладі 30-тиамперної електричної дуги свідчать про значне перезаселення резонансних та метастабільних рівнів на периферії дуги, зменшення у зв'язку з цим електричного поля в дузі та електричної потужності на 8 %.

До недоліків моделі відноситься неадекватність параметрів у пристінковій області реальним на периферії вільнопідтримуваної дуги. Для його подолання необхідний розгляд задачі в двомірній постановці.

Робота підтримана НАН України, проект НАНУ-РФФД №44-11.

Література

1. Жовтянський В.А. Патрюк В.Н. IV ISTARC (May 13 – 15, 2005, Ivanovo). – Р. 564.
2. Касабов Г.А., Елисеєв В.В. *Спектроскопические таблицы для низкотемпературной плазмы*. М.: Атомиздат. 1973. 160 с.
3. Konjevic R., Konjevic N. // *Fizika*. 1986, V. 18. P. 327.
4. Жовтянський В.А., Лелюх Ю.І., Ткаченко Я.В. Вплив перенесення випромінювання на відхилення від рівноважного стану щільної електродугової плазми: критеріальний підхід // УФЖ (прийнято до друку).
5. *Спектроскопия газоразрядной плазмы* / Ред. С.Э. Фриш. М.: Наука. 1970. 364 с.
6. Жовтянський В.А. Див. цей збірник.

КРИТЕРІЙ РАДІАЦІЙНОЇ НЕРІВНОВАЖНОСТІ ПЛАЗМИ ЕЛЕКТРИЧНОЇ ДУГИ В ДВОРІВНЕВІЙ МОДЕЛІ АТОМА

Ю.І. Лелюх

Інститут газу НАН України, м. Київ

Стан електродугової плазми розглядають зазвичай у припущенні локальної термодинамічної рівноваги (ЛТР). Це припущення відповідає рівноважному розподілу станів збудження та іонізації в плазмі, не зважаючи на відсутність рівноважного випромінювання відповідно до закону Кірхгофа. Найбільш незбалансованим чинником зменшення заселеності збуджених рівнів є резонансне випромінювання; це дозволяє обмежитись при теоретичному аналізі спрощеною дворівневою моделлю атома «основний стан – резонансний рівень».

Самопоглинання випромінювання, що може мати місце в однорідній плазмі, ефективно знижує роль випромінювального дезбудження енергетичних рівнів, відповідно знижуючи також поріг концентрації електронів, при якому досягається ЛТР в такій оптично щільній плазмі. Проте в неоднорідній плазмі випромінювання, яке надійшло від більш гарячих її областей, може не тільки компенсувати радіаційні втрати енергії, але й привести до зворотного ефекту – перезаселення резонансного рівня [1].

В роботі [2] на основі критерію Бібермана-Холстейна була показана наявність впливу самопоглинання випромінювання на стан електродугової плазми атмосферного тиску в парах міді. Однак, слід зауважити, що відповідно до інтегрального критерію Бібермана-Холстейна на дуговому проміжку приведена концентрація збудженого стану $y_2(r) = n_2(r)/n_2^0(r)$ вважалася такою, що слабо змінюється на шляху випромінювання і виносилась за знак інтегралу. Таке припущення є досить грубим і дає змогу тільки оцінити наявність впливу процесів випромінювання на стан електродугової плазми.

У пропонованій роботі вплив процесів самопоглинання випромінювання досліджується на основі уточненого критерію з урахуванням локальної приведеної концентрації збудженого стану, яка приймалась рівноважно розподіленою відносно заселеності основного стану

$$y_2(r) = \frac{1}{1 + \beta(r)} \int_V \frac{n_1^0(r')}{n_1^0(r)} \exp \left[\frac{h\nu_0}{k} \left(\frac{1}{T(r)} - \frac{1}{T(r')} \right) \right] y_2(r') K(r', r) dV' + \frac{\beta(r)}{1 + \beta(r)},$$

ν_0 – частота, що відповідає центру лінії; h , k – сталі Планка та Больцмана, відповідно,

$$K(r', r) = \frac{1}{4\pi} \int_0^\infty \frac{k_\nu(r') \varepsilon_\nu(r')}{|\vec{r} - \vec{r}'|^2} \exp \left[- \int_{\vec{r}}^{\vec{r}'} k_\nu(\vec{r}'') d\vec{l} \right] d\nu, \beta = \omega_{21} / A_{21}, \omega_{12} - \text{частота збудження та}$$

деактивації атома між його енергетичними рівнями, A_{12} – імовірність спектрального переходу.

Урахування локальної заселеності збудженого рівня дало змогу не тільки оцінити наявність нерівноважності електродугової плазми, пов'язаної з випромінюванням, але й локалізувати область дуги, де вплив процесів його самопоглинання приводить до порушення детальної рівноваги. Дані числового моделювання доводять наявність ефектів порушення рівноважного стану для ліній переходів з резонансного рівня атому міді, що відповідають спектральним лініям 510,5 нм та 327,3 нм.

Робота підтримана НАН України, проект НАНУ-РФФД №44-11.

Література

1. Жовтянський В.А. Патріюк В.Н. IV ISTAPC (May 13 – 15, 2005, Ivanovo). – Р. 564.
2. Жовтянський В.А., Лелюх Ю.І., Ткаченко Я.В. УФЖ (прийнято до друку).

МОДЕЛЮВАННЯ НЕРІВНОВАЖНИХ ВЛАСТИВОСТЕЙ ПЛАЗМИ, ОБУМОВЛЕНИХ ЇЇ ВИПРОМІНЮВАННЯМ, У ДВОВИМІРНІЙ МОДЕЛІ

В.А. Жовтянський, Ю.І.Лелюх, О.К. Чаплигіна

Інститут газу НАН України, м. Київ

В абсолютній більшості публікацій з фізики газового розряду вважається, що плазма електричної дуги при тиску $p \geq 1$ атм перебуває в стані локальної термодинамічної рівноваги (ЛТР). На термінологічному рівні це відповідає її віднесенню до так званої термічної. Припущення ЛТР дозволяє значно спростити математичний апарат для визначення властивостей плазми, оскільки всі вони в цьому випадку є функцією тільки двох термодинамічних параметрів – наприклад, температури та концентрації частинок. Однак у випадку неоднорідної плазми самопоглинання випромінювання може привести до протилежного ефекту, а саме, випромінювання, що надійшло з більш гарячих областей може привести до перезаселення збудженого рівня по відношенню до рівноважного в менш гарячих областях дуги.

Для визначення заселеності рівнів слід знати температурний розподіл у двовимірній області дуги. В роботі [1] розроблений апарат, що дозволяє розв'язувати задачу визначення температурних профілів електричної дуги в ортогональній криволінійній системі координат, пов'язаній з екіпотенціалами та лініями електричного струму. Для опису таких дуг зручно перейти до системи координат, що утворюється системою еліпсоїдів і двополюсних гіперболоїдів обертання. Особливістю цієї системи координат є те, що координатні поверхні збігаються відповідно з екіпотенціалами і поверхнями, утвореними обертанням ліній електричного струму навколо осі симетрії дугового розряду. Вихідними є рівняння енергії, Максвела та закон Ома:

$$\begin{aligned} \Delta S + \vec{j}\vec{E} &= 0, \\ \text{rot}\vec{E} &= 0, \text{div}\vec{j} = 0, \vec{j} = \sigma\vec{E}, \end{aligned} \quad (1)$$

де S – тепловий потенціал, σ – електропровідність.

У роботі [2] на основі такого підходу виконане моделювання властивостей вільно підтримуваної електричної дуги в парах міді. Це дозволяє за знайденими в [2] температурними профілями скористатись для визначення локальної заселеності енергетичних рівнів атомів системою нелінійних алгебраїчних рівнянь балансу з урахуванням самопоглинання випромінювання

$$\frac{dn_k}{dt} = \sum_{m,q} (n_m \omega_{mk}^q - n_k \omega_{km}^q - A_{km}^*), \quad (2)$$

де n_k – заселеність стану k , ω_{kl}^q – частота переходу зі стану k в стан l в результаті зіткнувальних процесів, $A_{km}^* = n_{kl} A_{kl} - \int_{\nu} n_k(r',t) A_{km} K(r,r') dr'$ – інтегральний коефіцієнт, що враховує радіаційну іонізацію і процеси перенесення випромінювання [3].

Робота підтримана НАН України, проект НАНУ-РФФД №44-11.

Література

1. Halder A.K., Whittaker. Brit. J. Appl. Phys. **18**, 427 (1967).
2. Жовтянський В.А., Патріюк В.М. УФЖ **45**, 1059 (2000).
3. Биберман Л.М., Воробьев В.С., Якубов И.Т. *Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы* (Наука, Москва, 1982).