

**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 - 2021**

**Київ, 15-16 грудня 2021 р.**

**Програма  
Збірник анотацій**

**Київ – 2021**

# Зміст

<b>Вступ.....</b>	<b>iii</b>
<b>Програмний та організаційний комітети.....</b>	<b>iv</b>
<b>Розклад конференції</b>	
<b>Загальний.....</b>	<b>v</b>
<b>Середа, 15 грудня.....</b>	<b>vii</b>
<b>Четвер, 16 грудня.....</b>	<b>x</b>
<b>Анотації</b>	
<b>Середа, 15 грудня.....</b>	<b>1</b>
<b>Четвер, 16 грудня.....</b>	<b>27</b>
<b>Скорочення, що використовуються в тексті.....</b>	<b>55</b>

## **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 Інститутом ядерних досліджень НАН України спільно з Інститутом теоретичної фізики ім. М.М. Боголюбова НАН України. Нею буде продовжено серію конференцій, започатковану в Києві в Інституті ядерних досліджень у 1992 р. До програми конференції включено, зокрема, звітні доповіді керівників проєктів, що виконуються в рамках цільової програми НАН України «Фізика плазми і плазмова електроніка: фундаментальні дослідження та застосування».

Програма конференції включає 54 доповіді, в тому числі 11 звітних доповідей та 43 усні доповіді.

## **Програмний та організаційний комітети**

А.Г. Загородній (ІТФ), співголова  
Я.І. Колесниченко (ІЯД), співголова  
В.В. Луценко (ІЯД), науковий секретар  
М.О. Азаренков (ХНУ)  
І.О. Анісімов (КНУ)  
І.Є. Гаркуша (ХФТІ)  
І.О. Гірка (ХНУ)  
О.А. Гончаров (ІФ)  
В.А. Жовтянський (ІГ)  
В.І. Засенко (ІТФ)  
І.В. Кривцун (ІЕ)  
І.М. Онищенко (ХФТІ)  
В.І. Слісенко (ІЯД)  
В.Ю. Сторіжко (ІПФ)  
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/2021.html>

Середа, 15 грудня 2021 р.		Четвер, 16 грудня 2021 р.	
		<i>Головує В.Є. Моїсеєнко</i>	
9:30	Відкриття конференції А.Г. Загородній	9:30	О.Th.1 В.К. Галайдиш (ХНУ)
<i>Головує А.Г. Загородній</i>		9:45	О.Th.2 Ю.В. Ковтун (ХФТІ-ІФП)
9:40	I.We.1 В.Є. Моїсеєнко (ХФТІ-ІФП)	10:00	О.Th.3 П.В. Порицький (ІЯД)
10:00	I.We.2 Я.І. Колесниченко (ІЯД)	10:15	О.Th.4 О.Д. Комаров (ХФТІ-ІФП)
10:20	I.We.3 В.А. Жовтянський (ІГ)	10:30	О.Th.5 Р.О. Павліченко (ХФТІ-ІФП)
10:40	I.We.4 В.О. Махлай (ХФТІ-ІФП)	10:45	О.Th.6 В.О. Лісовський (ХНУ)
11:00	I.We.5 І.М. Оніщенко (ХФТІ-ІФП)	11:00	О.Th.7 В.О. Лісовський (ХНУ)
11:20	ПЕРЕРВА	11:15	О.Th.8 Б.С. Лепявко (ІЯД)
11:40	I.We.6 Д.Г. Соляков (ХФТІ-ІФП)	11:30	О.Th.9 О.К. Винник (КНУ)
12:00	I.We.7 Г.В. Литвиненко (РІ)	11:45	О.Th.28 В.Ф. Вірко (ІЯД)
12:20	I.We.8 А.А. Генерал (ІЕФ)	12:00	ПЕРЕРВА
12:40	I.We.9 О.К. Черемних (ІКД)	12:20	О.Th.10 О.А. Федорович (ІЯД)
13:00	I.We.10 О.А. Гончаров (ІФ)	12:35	О.Th.11 І.І. Федірчик (КНУ)
13:20	I.We.11 В.О. Буц (ХФТІ, РІ)	12:50	О.Th.12 Т.С. Руденко (ІЯД)
13:40	ОБІД	13:05	О.Th.13 О.О. Мурманцев (КНУ)
<i>Головує В.А. Жовтянський</i>		13:20	О.Th.14 А. А. Гурин (ІЯД)
14:30	O.We.1 Я.І. Колесниченко (ІЯД)	13:35	ОБІД
14:45	O.We.2 М.Б. Древаль (ХФТІ-ІФП)	<i>Головує І.О. Гірка</i>	
15:00	O.We.3 В.С. Марченко (ІЯД)	14:30	О.Th.15 І. Б. Денисенко (ХНУ)
15:15	O.We.4 І.К. Тарасов (ХФТІ)	14:45	О.Th.16 В.В. Юхименко (КНУ)
15:30	O.We.5 А.В. Тихий (ІЯД)	15:00	О.Th.17 Ю.І. Лелюх (ІГ)
15:45	O.We.6 А.В. Тихий (ІЯД)	15:15	О.Th.18 Я.В. Ткаченко (ІГ)
16:00	O.We.7 Ю. В. Ковтун (ХФТІ-ІФП)	15:30	О.Th.19 В.А. Жовтянський (ІГ)
16:15	ПЕРЕРВА	15:45	О.Th.20 О.Ю. Кравченко (КНУ)
16:35	O.We.8 Ю.С. Кулик (ХФТІ-ІФП)	16:00	ПЕРЕРВА

16:50	<b>O.We.9</b> <b>О.М. Черняк (ІТФ)</b>	16:15	<b>O.Th.21</b> <b>В.Ю. Бочко (ХНУ)</b>
17:05	<b>O.We.10</b> <b>Ю.В. Яковенко (ІЯД)</b>	16:30	<b>O.Th.22</b> <b>В.В. Луценко (ІЯД)</b>
17:20	<b>O.We.11</b> <b>Ю.М. Єлісеєв (ХФТІ-ІФП)</b>	16:45	<b>O.Th.23</b> <b>Д.В. Вознюк (ХНУ)</b>
17:35	<b>O.We.12</b> <b>О.В. Гапон (ХНУ)</b>	17:00	<b>O.Th.24</b> <b>О.В. Труш (ХНУ)</b>
17:50	<b>O.We.13</b> <b>О.В. Лозін (ХФТІ-ІФП)</b>	17:15	<b>O.Th.25</b> <b>В.М. Лашкін (ІЯД, ІКД)</b>
18:05	<b>O.We.14</b> <b>В.О. Буц (ХФТІ, РІ)</b>	17:30	<b>O.Th.26</b> <b>В.М. Лашкін (ІЯД, ІКД)</b>
18:20	<b>O.We.15</b> <b>В.Я. Голобородько (ІЯД)</b>	17:45	<b>ЗАСІДАННЯ РАДИ З ФІЗИКИ ПЛАЗМИ ТА ПЛАЗМОВОЇ ЕЛЕКТРОНІКИ</b> <b>А.Г. Загородній, голова Наукової ради цільової програми наукових досліджень НАН України «Фізика плазми і плазмова електроніка: фундаментальні дослідження та застосування» на 2020-2022 рр., голова Наукової ради з ФП та ПЕ</b>

## Середа, 15 грудня

Час	Назва	Доповідач	Стор.
9:30-9:40	<b>ВІДКРИТТЯ КОНФЕРЕНЦІЇ</b>	А.Г. Загородній, Президент НАН України	
9:40-13:40	<b>УСНА СЕКЦІЯ - 1</b>	<b>Головує</b> <b>А.Г. Загородній</b>	
9:40 I.We.1	Створення мішеної плазми, дослідження критично важливих нестійкостей плазми та підготовка внутрішніх вакуумних поверхонь установки Ураган-2М за допомогою антени, подібної до антени стеларатора W7-X	В.Є. Моїсеєнко	1
10:00 I.We.2	Нерівноважні процеси в термоядерній плазмі	Я.І. Колесниченко	2
10:20 I.We.3	Ключові задачі фізики щільної плазми	В.А. Жовтянський	3
10:40 I.We.4	Взаємодія потужних плазмових потоків з трьох-вимірними поверхнями в умовах екстремальних енергетичних навантажень термоядерного реактора	В.О. Махлай	4
11:00 I.We.5	Теоретичні та експериментальні дослідження збудження кільватерного поля в плазмово-діелектричній структурі з використанням профільованої послідовності релятивістських електронних згустків. Вимірювання сумарного кільватерного поля	І.М. Онищенко	5
11:20-11:40	<b>ПЕРЕРВА</b>		
11:40 I.We.6	Зондові вимірювання локальних параметрів самостиснених плазмових потоків у зовнішньому магнітному полі	Д.Г. Соляков	6
12:00 I.We.7	Вдосконалення механізмів генерації ДКМ випромінювання Юпітера і стимульованих плазмових неоднорідностей в іоносфері Землі	Г.В. Литвиненко	7
12:20 I.We.8	Спектральні характеристики низькотемпературної плазми на основі парів сірки та селену в бар'єрному розряді	А.А. Генерал	8
12:40 I.We.9	Нова магнітогідродинамічна модель сонячного магнітного циклу	О.К. Черемних	9
13:00 I.We.10	Плазмодинамічні системи з швидкими електронами: Фундаментальні дослідження та перспективні застосування	О.А. Гончаров	10

13:20	I.We.11	Нові резонанси при взаємодії інтенсивних електромагнітних хвиль з зарядженими частинами	В.О. Буц	11
<b>13:40-14:30 ОБІД</b>				
<b>14:30-18:35</b>		<b>УСНА СЕКЦІЯ - 2</b>	<b>Головує</b> <b>В.А. Жовтянський</b>	
14:30	O.We.1	Обертання плазми при збудженні власних коливань і покращення параметрів плазми	Я.І. Колесниченко	12
14:45	O.We.2	Визначення полоїдних хвильових чисел і параметрів МГД мод та їх радіального розташування за допомогою масиву багатоканальних камер які вимірюють м'яке рентгенівське випромінювання W7-X	М.Б. Древаль	13
15:00	O.We.3	«Дірки» в радіальному розподілі домішок при електронному циклотронному нагріванні гвинтового ядра в токамаках	В.С. Марченко	14
15:15	O.We.4	Щодо ролі утікаючих електронів у стимулюванні ВЧ пробою і утворення плазми в стелараторі Ураган-3М	І.К. Тарасов	15
15:30	O.We.5	Стохастична дифузія швидких йонів у стелараторах лінії Wendelstein: числовий експеримент та розширення теорії	А.В. Тихий	16
15:45	O.We.6	Теорія стохастичної дифузії у стелараторах лінії Wendelstein у присутності радіального електричного поля	А.В. Тихий	17
16:00	O.We.7	Перші експерименти зі створення плазми на LHD у діапазоні іонно циклотронних частот	Ю.В. Ковтун	18
<b>16:15-16:35 ПЕРЕРВА</b>				
16:35	O.We.8	Моделювання високочастотного короткоімпульсного розряду в стелараторі	Ю.С. Кулик	19
16:50	O.We.9	Вищі моменти функції розподілу частинок у випадкових полях	О.М. Черняк	20
17:05	O.We.10	Особливості циклотронної взаємодії мода-частинка	Ю.В. Яковенко	21
17:20	O.We.11	Поведінка мод Трайвелпіса-Гулда хвилеводу частково заповненого зарядженою плазмою	Ю.М. Єлісеєв	22
17:35	O.We.12	Ефекти нагрівання нейтрального газу в джерелі ICP	О.В. Гапон	23
17:50	O.We.13	Система створення газових сумішей для стеларатора Ураган-2М	О.В. Лозін	24



<b>18:05</b> O.We.14	Керування процесами взаємодії хвиль у плазмі	В.О. Буц	25
<b>18:20</b> O.We.15	Моделювання збудження альфвенівських мод термоядерними альфа-частинками в експериментах на токамаці-реакторі JET	В.Я. Голобородько	26

## Четвер, 16 грудня

Час	Назва	Доповідач	Стор.
<b>09:30-13:35</b>	<b>УСНА СЕКЦІЯ - 3</b>	<b>Головує В.Є. Моїсеєнко</b>	
9:30 O.Th.1	Швидкі електромагнітні хвилі на межі активного метаматеріалу	В.К. Галайдич	27
9:45 O.Th.2	Конструкція і застосування жевріючого розряду та комбінованого розряду для чистки в стелараторі Ураган-2М	Ю.В. Ковтун	28
10:00 O.Th.3	Про вплив щільності на властивості неідеальної плазми підводних розрядів	П.В. Порицький	29
10:15 O.Th.4	Розвиток зондування плазми пучком важких іонів на стелараторі TJ-II	О.Д. Комаров	30
10:30 O.Th.5	Розподіл 0,2...4,5 кеВ іонів плазми у розрядах стелараторної та гібридної конфігурацій на Урагані-2М	Р.О. Павліченко	31
10:45 O.Th.6	Особливості запалювання розряду постійного струму між плоскими електродами	В.О. Лісовський	32
11:00 O.Th.7	Спектрально-просторовий аналіз плазмохімічних процесів конверсії вуглекислого газу в тліючому розряді	В.О. Лісовський	33
11:15 O.Th.8	Границя виникнення геодезичної акустичної моди в залежності від $\beta$	Б.С. Лепявко	34
11:30 O.Th.9	Розігрів і перерозподіл густини плазми при інжекції послідовності коротких електронних згустків	О.К. Винник	35
11:45 O.Th.27	Особливості збудження геліконних хвиль у плазмі зовнішніми струмами	В.Ф. Вірко	54
<b>12:00-12:20</b>	<b>ПЕРЕРВА</b>		
12:20 O.Th.10	Результати досліджень релаксації довгоживучих плазмових утворень щільної плазми імпульсних розрядів у воді з домішками заліза	О.А. Федорович	36
12:35 O.Th.11	Плазмово-каталітичне реформування етанолу у вихрових потоках за різних температур у реакційній камері	І.І. Федірчик	37
12:50 O.Th.12	Структура швидких магнітозвукових мод з високими частотами	Т.С. Руденко	38
13:05 O.Th.13	Спектроскопія плазми електродугового розряду між асиметричними електродами	О.О. Мурманцев	39
13:20 O.Th.14	Вплив тороїдальності на рівновагу та глобальні кінк-моди пінчів з малим запасом стійкості $q \ll 1$	А.А. Гурин	40
<b>13:35-14:30</b>	<b>ОБІД</b>		

<b>14:30-17:45</b>		<b>УСНА СЕКЦІЯ - 4</b>	<b>Головує</b> <b>І.О. Гірка</b>	
<b>14:30</b>	O.Th.15	Розрядження та рух порошинок у плазмі післясвітіння	І.Б. Денисенко	41
<b>14:45</b>	O.Th.16	Плазмохімічний синтез оптично активних речовин в плазмово-рідинній системі з обертовим ковзним розрядом зануреним у рідину	В.В. Юхименко	42
<b>15:00</b>	O.Th.17	Моделювання електричної дуги в двотемпературному наближенні	Ю.І. Лелюх	43
<b>15:15</b>	O.Th.18	ВАХ електричної дуги у водяній парі між плавкими мідними електродами	Я.В. Ткаченко	44
<b>15:30</b>	O.Th.19	Особливості тричастинкової рекомбінації в щільній плазмі	В.А. Жовтянський	45
<b>15:45</b>	O.Th.20	Розширення плазмових струменів низького тиску з мультидисперсною фазою в розрідженій нейтральний газ	О.Ю. Кравченко	46
<b>16:00-16:15</b>		<b>ПЕРЕРВА</b>		
<b>16:15</b>	O.Th.21	Нелінійна модель для дослідження форми плями синхротронного випромінювання електронів-втікачів	В.Ю. Бочко	47
<b>16:30</b>	O.Th.22	Збільшення добротності D–T реакції завдяки інжекції частинок та ВЧ поля	В.В. Луценко	48
<b>16:45</b>	O.Th.23	Моделювання релаксації немаксвелової плазми за допомогою метода тестових частинок: дискретний оператор зіткнень	Д.В. Вознюк	49
<b>17:00</b>	O.Th.24	Аналітичне та числове моделювання передвісників Зоммерфельда в ізотропній плазмі	О.В. Труш	50
<b>17:15</b>	O.Th.25	Відсутність колапсу та багатовимірні солітони та вихорові солітони в плазмі з флуктуаціями	В.М. Лашкін	51
<b>17:30</b>	O.Th.26	N-солітонні розв'язки для короткохвильових іонно-циклотронних нелінійних хвиль	В.М. Лашкін	52
	O.Th.27	Вплив стаціонарного струму на умови циклотронного резонанса в замагніченій плазмі	М.І. Гришанов	53
<b>17:45</b>	<b>ЗАСІДАННЯ РАДИ З ФІЗИКИ ПЛАЗМИ ТА ПЛАЗМОВОЇ ЕЛЕКТРОНІКИ</b> <b>А.Г. Загородній, голова Наукової ради цільової програми наукових досліджень НАН України «Фізика плазми і плазмова електроніка: фундаментальні дослідження та застосування» на 2020-2022 рр., голова Наукової ради з ФП та ПЕ</b>			

**СТВОРЕННЯ МШЕНОЇ ПЛАЗМИ, ДОСЛІДЖЕННЯ КРИТИЧНО ВАЖЛИВИХ  
НЕСТІЙКОСТЕЙ ПЛАЗМИ ТА ПІДГОТОВКА ВНУТРІШНІХ ВАКУУМНИХ  
ПОВЕРХОНЬ УСТАНОВКИ УРАГАН-2М ЗА ДОПОМОГОЮ АНТЕНИ,  
ПОДІБНОЇ ДО АНТЕНИ СТЕЛАРАТОРА W7-X**

В.Є. Моїсеєнко, М.Б. Древаль, Ю.В. Ковтун, Г.П. Глазунов, Ю.С. Кулик, А.В. Лозін,  
Р.О. Павліченко, А.Н. Шаповал, А.С. Славний, С.М. Мазніченко, В.Б. Коровін,  
Е.Д. Крамський, М.М. Козуля, Н.В. Заманов, Є.В. Сюсько, Д.І. Барон,  
М.М. Бондаренко, А.Л. Конотопський, В.М. Листопад, Ф.І. Ожерельєв, Ю.Н. Марчук,  
І.Є. Гаркуша та команда Урагана-2М

*Інститут фізики плазми Національного наукового центру «Харківський фізико-  
технічний інститут», м. Харків, Україна*

Проведені експерименти по створенню плазми у газовій суміші  $H_2+He$  в умовах фундаментальної іонно-циклотронної гармоніки для водню за допомогою двонапіввиткової антени, подібної до антени W7-X. В експериментах на Урагані-2М (У-2М) була зареєстрована плазма з середньою густиною  $\sim 9 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$  ( $14\%H_2+86\%He$ ), що у  $\sim 2$  рази більша за середню густину плазми, яка взагалі була досягнута раніше в експериментах У-2М.

Встановлено, що в залежності від тиску газової суміші можуть бути реалізовані два режими, які суттєво відрізняються густиною створеної плазми.

З метою дослідження того, як розроблена методика створення плазми працює на стелараторах великого розміру, був підготований і проведений пілотний експеримент на установці LHD (Японія). Плазма успішно утворювалась без передіонізації при досить малих високочастотних потужностях ( $\sim 100 \text{ кВт}$ ), підведених до антен.

Апробована можливість використання багатозондової термодесорбційної системи діагностики для дослідження процесів десорбції залишкових і робочих газів після чищення стінок камери стеларатора У-2М плазмою розрядів у водні, гелії та аргоні. Проведено порівняння роботи термодесорбційних зондів виготовлених з нержавіючої сталі та TiN покриттям в камері У-2М. Представлена діагностика дозволяє проводити дослідження процесів газовиділення з нержавіючої сталі в діапазоні температур  $100-700^\circ\text{C}$  і оцінювати кількість моношарів газу на її поверхні (тобто кількості домішок на стінці камери).

Розроблена числова самоузгоджена модель для стелараторів, яка включає систему рівнянь балансу частинок та енергії для електронів та крайову задачу для рівнянь Максвелла. На основі моделі розроблено одновимірний числовий код. На додаток до ВЧ модулю, числовий код доповнений модулем для ЕЦ нагріву. Було розроблено і включено до коду новий модуль, що обчислює електронний циклотронний нагрів на другій гармоніці у випадку слабого загасання хвилі. За допомогою даної моделі проведено тестове числове моделювання високочастотних розрядів в режимі чистки у стелараторі W7-X.

Для вимірювання струму плазми спроектовано, встановлено і протестовано чутливий пояс Роговського, який дозволяє вимірювати малі струми в розрядах У-2М з малим магнітним полем  $B = 0.01 \text{ Т}$ . Система вимірювання струму плазми на основі пояса Роговського успішно протестована в різних розрядах У-2М. Для вимірювання профілю струму спроектовано, встановлено і протестовано рухомий магнітний зонд.

У розрядах У-2М з малим магнітним полем показано, що магнітна конфігурація визначає тип МГД осциляцій. При зростанні струму плазми, вимірюваного за допомогою пояса Роговського вище граничного значення виникають пилковидні коливання плазми.

### Нерівноважні процеси в термоядерній плазмі. Звіт за 2021 р.

Програмно-цільова фундаментальна науково-дослідна тема « (шифр 15/367, код бюджетної класифікації видатків - 6541030) за Цільовою програмою наукових досліджень НАН України «Фізика плазми і плазмова електроніка: фундаментальні дослідження та застосування» на 2020–2022 рр.»

Я.І. Колесниченко  
Інститут ядерних досліджень, Київ

Показано, що передача імпульсу енергійних йонів радіально відокремленим тепловим йонам та електронам через посередництво збуджених мод, тобто, просторове каналювання (ПК) імпульсу, веде до неоднорідного обертання плазми та генерації радіального електричного поля. Знайдено, що крім ПК імпульсу, збуджені моди можуть безпосередньо впливати на обертання плазми, перерозподіляючи по радіусу плазми резонансні йони -- Mode Induced Redistribution (MIR). Ці явища пригнічують турбулентність плазми, що має покращувати утримання її енергії.

Удосконалено алгоритм відновлення радіального профіля магнітного числа обертів  $q$  (коефіцієнту безпеки) у токамаку зі спостережень за зміною температури електронів під час колапсу пилчастих коливань. Запропоновано інший метод розв'язання задачі: профілі температури до та після колапсу апроксимуються поліномами, після чого профіль  $q$  розшукується також у поліноміальній формі. Такий підхід краще долає дві проблеми, з якими зіткнулася попередня версія алгоритму: шум у даних та сильний вплив теплопровідності на ту частину профіля температури, яка знаходиться поблизу границі зони перемішування плазми.

Продовжено вивчення енергетичного виграшу термоядерної D-T реакції при нагріванні плазми інжекцією нейтральних атомів та ВЧ полем. Показано, що у сценаріях, за яких йонне циклотронне резонансне нагрівання (ЙЦРН) прискорює, головним чином, слабо термалізовані йони пучка,  $\xi \leq \xi_b$ , може суттєво збільшитися добротність реакції струмів-плазма під час інжекції нейтральних атомів. В той же час, наявність дробних енергій ( $\xi_b/2$  та  $\xi_b/3$ ) зменшує добротність реакції плазма-пучок приблизно вдвічі.

За допомогою числового коду ORBIS, вперше візуалізовано рух так званих «перехідних» частинок у стелараторах. Тим самим було доведено стохастизацію руху частинок при перетині сепаратриси між локально захопленими та локально пролітними станами – факт, який не мав математичного обґрунтування. Більше того, продемонстровано можливість уникнення втрати перехідних енергійних йонів за умови формування магнітної конфігурації з сепаратрисою, замкненою в об'ємі утримання плазми. Це вказує на можливість покращення утримання інжекттованих йонів та термоядерних альфа частинок у квази-ізодинамічних стелараторах, зокрема, у Wendelstein 7-X та реакторі HELIAS.

- <sup>1</sup> Ya.I. Kolesnichenko, Hyun-Tae Kim, V.V. Lutsenko, A.V. Tykhyu, R.B. White, Yu.V. Yakovenko and JET contributors, «Обертання плазми при збудженні власних коливань і покращення її параметрів. Доповідь на цій конференції.
- <sup>2</sup> Я. І. Колесниченко<sup>1</sup>, В. В. Луценко<sup>1</sup>, А. В. Тихий. «Стохастична дифузія в стелараторах лінії Wendelstein: числовий експеримент та розширення теорії». Доповідь на цій конференції.
- <sup>3</sup> Я.І. Колесниченко, В.В. Луценко, Ю.В. Яковенко, Збільшення добротності D–T реакції завдяки інжекції частинок та ВЧ-поля. Доповідь на цій конференції.
- <sup>4</sup> A.V. Tykhyu, Ya.I. Kolesnichenko, Plasma Phys. Control. Fusion 63 (2021) 075019.
- <sup>5</sup> Ya.I. Kolesnichenko and V.V. Lutsenko, Phys. Plasmas 28 052508 (2021)

## КЛЮЧОВІ ЗАДАЧІ ФІЗИКИ ЩІЛЬНОЇ ПЛАЗМИ

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

*Інститут газу НАН України, Київ, Україна*

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна*

Модель ЛТР справедлива стосовно реальної плазми обмежених розмірів, якщо вона є настільки щільною, що зіткнювальні процеси заселення збуджених рівнів є переважаючими над випромінювальними як фактором нерівноважності плазми. Незамкнутість реальної плазми зумовлює те, що її стан змінюється від точки до точки, а додатковим фактором нерівноважності стають процеси перенесення частинок і випромінювання. Щільною у цьому циклі робіт вважається плазма, параметри якої у випадку однорідності були б достатніми для підтримання стану ЛТР у центральній її частині в існуючих межах [1].

У ранніх експериментальних дослідженнях автора зі співробітниками була встановлена нерівноважність плазми електричної дуги, яка суперечила поширеній і тоді [2], і зараз [3], точці зору на характер процесів у такій дузі. Воно пояснюється самопоглинанням резонансного випромінювання з осьової, високотемпературної області дуги на периферії, що призводить до перезаселення тут збуджених енергетичних рівнів атомів. Цей ефект важливий як з точки зору адекватності діагностики плазмових процесів, так і в зв'язку з пошуками шляхів підвищення ефективності застосувань дугової плазми.

У подальшому була показана справедливість прийнятого припущення щодо ролі самопоглинання резонансного випромінювання на основі розгляду рівнянь перенесення випромінювання спільно з рівняннями стану плазми, енергії і кінетики заселеності окремих збуджених станів атома міді [4]. Проте ці результати отримані на основі доволі схематичної моделі, яка не включала, зокрема, двотемпературний режим існування плазми та втрати випромінювання за межами плазми. На нинішньому етапі розглянутий цикл задач, які включають у розгляд основні фізичні особливості поведінки електричної дуги в щільній плазмі:

- особливості ВАХ електричної дуги в суміші мідної пари (як продукту ерозії електродів) з повітрям або водою;
- розв'язок рівнянь енергії Еленбааса-Геллера для дуги в осесиметричному одномірному наближенні в двотемпературній моделі;
- особливості кінетики рекомбінаційних процесів у щільній плазмі;
- перенесення та втрати випромінювання в осесиметричному одномірному наближенні в двотемпературній моделі для мідно-повітряної плазми.

Адекватний аналіз фізичних процесів у щільній плазмі важливий, зокрема, для оптимізації технологій перероблення вуглеводневих відходів на основі сучасного принципу «відходи – в енергію», а також для продукування водню в таких технологіях в інтересах водневої енергетики [5].

*Виконання роботи підтримано цільовою програмою наукових досліджень НАН України «Фізика плазми і плазмова електроніка: фундаментальні дослідження та застосування», грант № 7-21.*

1. Жовтянский В.А. Физические свойства плотной низкотемпературной неоднородной плазмы: Дис... д-ра физ.-мат. наук: 01.04.08. – К., 1999. – 300 с.

2. Rahal A.M., Rahhaoui B., Vacquie S. // J. Phys. D: Appl. Phys. – 1984. – V.17, N 9. – P.1807 – 1822.

3. Boretskij V.F., Catsalap K.Yu., Ershov-Pavlov E.A., Stanchitz L.K., Veklich A.N. // ВАНТ. – 2015. – №1. – С. 263 – 266.

4. Жовтянський В.А., Лелюх Ю.І., Ткаченко Я.В. // Укр. фіз. журн. – 2012. – Т. 57, №3. – С. 311 – 321.

5. Петров С.В., Жовтянский В.А. Энергоэффективные пароплазменные технологии переработки отходов. – К.: Наукова думка, 2019. – 559 с.

**ВЗАЄМОДІЯ ПОТУЖНИХ ПЛАЗМОВИХ ПОТОКІВ З ТРЬОХ-ВИМІРНИМИ  
ПОВЕРХНЯМИ В УМОВАХ ЕКСТРЕМАЛЬНИХ ЕНЕРГЕТИЧНИХ  
НАВАНТАЖЕНЬ ТЕРМОЯДЕРНОГО РЕАКТОРА**

В. О. Махлай<sup>1,2</sup>, І. Є. Гаркуша<sup>1,2</sup>, С. С. Геращенко<sup>1,2</sup>, О.В. Бирка<sup>1</sup>, М.М. Аксенов<sup>1</sup>,  
С. В. Малихін<sup>3</sup>, С. В. Суровицький<sup>3</sup>, М. В. Кулик<sup>1</sup>, В. В. Чеботарьов<sup>1</sup>, В. В. Стальцов<sup>1,2</sup>,  
П. Б. Шевчук<sup>1</sup>, С. І. Лебедев<sup>1</sup>,

<sup>1</sup>*ІНЦ Харківський фізико технічний інститут, Інститут фізики плазми,  
Академічна 1, Харків.*

<sup>2</sup>*Харківський національний університет ім. В.Н. Каразіна, Харків.*

<sup>3</sup>*Національний Технічний університет ХПІ, Харків*

Тривимірні вольфрамові моноблоки вважаються одним з кращих конструкційних рішень для компонентів, що контактуватимуть з плазмою в диверторі термоядерного реактора. Поведінка таких компонентів під час розвитку перехідних подій (зривів або /і граничних локалізованих мод (Edge Localized Modes (ELM)) як і раніше є одним з найбільш критичних питань для майбутніх термоядерних пристроїв. Експериментальні дослідження ерозії тривимірних вольфрамових поверхонь виконані з використанням потужного квазістаціонарного плазмового прискорювача КСПП Х-50 в умовах, відповідних до не пом'якшеним ELM типу I у ІТЕР. Енергетичне навантаження на поверхні потоками водневої плазми становило  $0,9 \text{ МДжм}^{-2}$  протягом 0,25 мс, що досить для досягнення вираженого плавлення поверхні вольфрамової мішені.

Дослідження генерації твердих і рідких частинок проводилися при послідовному плазмовому впливі на різні грані тривимірних структур. Визначено, що більшість вольфрамових крапель виплескується з розплавлених поверхонь поблизу передньої частини мішені через розвиток нестійкості Релея-Гейлора, а також розвитку нестійкості Кельвіна-Гельмгольца в інтерфейсі плазма-рідкий метал. Викинуті частинки спостерігалися продовж понад 8 мс після початку взаємодії плазми з поверхнею в разі опромінення гострого переднього краю. Застосування згладженої передньої кромки мішені призводить до зменшення (до 3 разів) кількості викинутих частинок. При цьому утворення твердих частинок пилу в основному пов'язують з розтріскуванням при охолодженні поверхні після імпульсу плазми. Швидкості частинок зазвичай досягають до 20 м/с.

Застиглі краплі, так і частинки пилу були зібрані на спеціальній пластині поблизу опроміненої поверхні. Максимальний розмір зібраних частинок досягав десяти мікрометрів. Такі частинки можуть або відокремлюватися з подальшими плазмовими імпульсами, або змішуватися з матеріалом збиральної пластини в ході повторюваних імпульсів плазми. Тонкі (субмікронні) шари повторно осадженого вольфраму також утворюються на поверхні збиральної пластини.

**ТЕОРЕТИЧНІ ТА ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ ДОСЛІДЖЕННЯ ЗБУДЖЕННЯ КІЛЬВАТЕРНОГО ПОЛЯ В ПЛАЗМОВО-ДІЕЛЕКТРИЧНІЙ СТРУКТУРІ З ВИКОРИСТАННЯМ ПРОФІЛЬОВАНОЇ ПОСЛІДОВНОСТІ РЕЛЯТИВІСТСЬКИХ ЕЛЕКТРОННИХ ЗГУСТКІВ. ВИМІРЮВАННЯ СУМАРНОГО КІЛЬВАТЕРНОГО ПОЛЯ**

**І.М.Оніщенко, К.В.Галайдич, Д.Ю.Залеський, Г.О.Кривонос, А.Ф.Лінник, П.І.Марков, О.Л.Омеласько, В.І. Приступа, Г.В. Сотников, В.С.Ус**

*Інститут плазмової електроніки та нових методів прискорення, ННЦ ХФТІ*

Проведено теоретичні та експериментальні дослідження збудження кільватерного поля у плазмово-діелектричній хвилеводній структурі нерезонансною послідовністю релятивістських електронних згустків. На відміну від попередніх досліджень, параметри структури та послідовності згустків обрані такими, щоб коефіцієнт трансформації збільшувався монотонно з числом згустків при одночасному зростанні сумарного кільватерного поля. Частота проходження згустків, що визначається прискорювачем «Алмаз-2», залишається колишньою  $f_m = 2,805$  ГГц, а геометрія діелектричної структури змінюється таким чином ( $a = 2.93$  см,  $b = 4.19$  см,  $\varepsilon = 2,045$ ), щоб власна довжина хвилі  $\lambda$ , збуджувана згустками, разом з довжиною згустку  $l_b$  дорівнювала відстані між згустками  $L = \lambda + l_b$ . Побудовано аналітичну теорію та проведено чисельне моделювання збудження кільватерного поля у плазмово-діелектричній хвилеводній структурі нерезонансною послідовністю електронних згустків. Експериментально реалізована лінійно профільована за зарядом послідовність електронних згустків. Розрахована та виготовлена діелектрична структура, що задовольняє наведеним вище умовам. В проведеному експерименті виміряно НВЧ-поле збудженої кільватерної хвилі.



## **ЗОНДОВІ ВИМІРЮВАННЯ ЛОКАЛЬНИХ ПАРАМЕТРІВ САМОСТИСНЕНИХ ПЛАЗМОВИХ ПОТОКІВ У ЗОВНІШНЬОМУ МАГНІТНОМУ ПОЛІ**

Ю.Є. Волкова<sup>1,2</sup>, Д.Г. Соляков<sup>1</sup>, І.Є. Гаркуша<sup>1,2</sup>, А.К. Марченко<sup>1</sup>, М.С. Ладигіна<sup>1</sup>,  
В.В. Стальцов<sup>1</sup>, Ю.В. Петров<sup>1</sup>, В.В. Чеботарьов<sup>1</sup>, Т.М. Меренкова<sup>1</sup>, В.О. Махлай<sup>1</sup>,  
Д.В. Єлісєєв<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна, м. Свободи 4, 61022  
Харків, Україна*

<sup>2</sup>*Інститут фізики плазми, ННЦ “Харківський фізико-технічний інститут”  
вул. Академічна 1, 61108 Харків, Україна  
E-mail: yvolkova@kipt.kharkov.ua*

Компресійні плазмові потоки, що генеруються квазістаціонарними прискорювачами, мають багато застосувань: тестування матеріалів в умовах, наближених до термоядерних реакторів, модифікація поверхні та поліпшення властивостей матеріалів, створення джерела екстремального ультрафіолетового випромінювання для літографії [1–2]. Окрім того, лабораторні дослідження астрофізичних явищ, як-от формування струмових шарів, магнітне перез'єднання та МГД-динамо наразі є актуальними та перспективними. Через те, що структура таких самостиснених потоків є досить складною, для їх детального вивчення необхідно застосовувати локальні методи діагностики. Для локального вимірювання електричних струмів та магнітних полів зазвичай використовують магнітні зонди, але локальне вимірювання температури та густини в такій плазмі досі залишається проблемою.

Експерименти було проведено на стенді магнітоплазмовий компресор (МПК) [2]. Для локального вимірювання електронної температури було виготовлено та відкалібровано набір подвійних електричних зондів унікальної конструкції. Проведено вимірювання вольт-амперних характеристик (ВАХ) подвійного електричного зонду поблизу зони стиснення плазмового потоку за різних значень зовнішнього магнітного поля, яке створювалося соленоїдом у прискорювальному каналі. Уперше було продемонстровано можливість застосування подвійних електричних зондів для оцінки локальної електронної температури в потоці самостисненої плазми з досить високою просторовою роздільною здатністю. Встановлено, що електричний зонд працює в дифузійному режимі, а отримані значення електронної температури є заниженими. Уперше виявлено, що за присутності зовнішнього поздовжнього магнітного поля в каналі МПК, ВАХ зонду відповідає подвійній максвелівській функції розподілу електронів, що вказує на наявність двох популяцій електронів із різними температурами поблизу зони стиснення. Високі значення електронної температури, отримані поблизу зони стиснення, добре узгоджуються із результатами попередніх експериментів. Показано, що іонний струм насичення подвійного зонду сягає максимуму там, де спостерігається витіснення ізоліній електричного струму з осі потоку, що вказує на формування зони стиснення. Результати вимірювань, які було проведено за допомогою магнітних та подвійних електричних зондів, узгоджуються між собою.

1. V.M. Astashynski et al., “Choice of operating conditions and plasma parameters of a magnetoplasma compressor”, J. Eng. Phys., vol. 62(3), pp. 386-390, 1992.
2. V.V. Chebotarev, I.E. Garkusha, et al., “Dynamics of nitrogen and xenon plasma streams generated by MPC device”, Probl. Atom. Sci. Techn., vol. 1(13), pp. 104-106, 2007.
3. V.A. Zhovtyansky, E.P. Kolesnikova, et al., “Peculiarities of heat and mass transfer processes in the near-wall region of dense plasma: Studies based on the use of electric probes”, Energy Technologies and Resource Saving, vol. 6, pp. 4-16. (in Russian), 2012.
4. V.I. Demidov, S.V. Ratynskaia, K. Rypdal, “Electric probes for plasmas: The link between theory and instrument”, Rev. Sci. Instr., v. 73(10), pp. 3409-3439, 2002.

## ВДОСКОНАЛЕННЯ МЕХАНІЗМІВ ГЕНЕРАЦІЇ ДКМ ВИПРОМІНЮВАННЯ ЮПІТЕРА І СТИМУЛЬОВАНИХ ПЛАЗМОВИХ НЕОДНОРІДНОСТЕЙ В ІОНОСФЕРІ ЗЕМЛІ

Литвиненко Г.В.

*Радіоастрономічний інститут НАН України*

Дослідження природи електромагнітного випромінювання Юпітера, а також виявлення специфічних деталей в тонких частотне-часових структурах динамічних спектрів цього астрофізичного об'єкта, що дає можливість досліджувати плазмові процеси в магнітосфері і іоносфері Юпітера, є актуальною проблемою сучасної радіоастрономії, оскільки сприяє більш детальному розумінню і розвитку теорії механізмів випромінювання, уточнення існуючих моделей генерації, параметрів магнітосферної плазми Юпітера та характеристик процесів в магнітній трубці Юпітер – супутник Іо. Нетеплове спорадичне декаметрове радіовипромінювання Юпітера (ДКМ емісія) є винятковим явищем, яке відбувається завдяки унікальній комбінації – супутник Іо і виявляється у надзвичайному розмаїтті частотне-часової структури динамічних спектрів. Випромінювання збуджується в магнітоактивної плазмі, в якій з легкістю порушується велика кількість різноманітних плазмових коливань, які пов'язані з неврівноваженістю функцій розподілу частинок за швидкостями. Прецизійні широкосмугові спектральні вимірювання ДКМ сплесків, які виконуються у РІ НАН України за допомогою унікальних радіотелескопів та сучасних приймачів з високою частотне-часовою роздільною здатністю, дозволяють досліджувати різноманітні типи генерацій, у тому числі й досить слабкі.

За період виконання проекту були проведені експериментальні та теоретичні дослідження різних видів сплесків поглинання («гінзових ефектів»), а саме структур пригніченою інтенсивності сигналу до рівня галактичного фону, що виникають на динамічних спектрах ДКМ емісії Юпітера. Був проведений детальний аналіз специфічних спектральних параметрів для різних видів сплесків поглинання, таких як форма сплеску, частотний діапазон, швидкість частотного дрейфу, тривалість сплеску, тривалість на фіксованій частоті. Було розглянуто ті моделі, в рамках яких можна пояснити таке маловивчене явище як ефекти поглинання, а саме: а) механізм виникнення кінетичної нестійкості плазмових хвиль на частотах, близьких до частоти верхнього гібридного резонансу в області аномальної дисперсії в напрямку, ортогональному магнітному полю; б) нелінійний механізм взаємодії пучків електронів, які відповідають за генерацію S- і L-сплесків.

Проведено детальну обробку результатів нагрівної кампанії за НС EISCAT, що проводилась РІ НАНУ в червні 2020 року. Під час активних експериментів неодноразово реалізовувались умови подвійного плазмового резонансу в F області іоносфери Землі. За таких умов показано підсилення резонансної структури зміщених донизу максимумів вимушеного електромагнітного випромінювання плазми. За даними як відбитого сигналу нагріву, так і радару некогерентного розсіювання EISCAT спостерігалась різна реакція при нагріві плазми на частотах нижче і вище критичної частоти. Якщо під час нагріву підсилення іонного звуку відбувалося не в одному висотному шарі, то підсилений іонний звук на більшій висоті був направлений донизу, а на меншій – догори. Розвиток зміщеного донизу максимуму в спектрі у перші секунди після включення нагріву спостерігався лише за умови нагріву нижче критичної частоти іоносфери. Оцінки показують, що цей максимум, скоріш за все, пов'язаний з випромінюванням плазми, а не з розсіянням хвилі накачки.

## СПЕКТРАЛЬНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ НИЗЬКОТЕМПЕРАТУРНОЇ ПЛАЗМИ НА ОСНОВІ ПАРІВ СІРКИ ТА СЕЛЕНУ В БАР'ЄРНОМУ РОЗРЯДІ

Генерал А.А.

*Інститут електронної фізики НАН України*

Останнім часом все більшу увагу в літературних джерелах почали звертати на себе газорозрядні випромінювачі низькотемпературної плазми зокрема на парі сірки, які збуджуються різнотипними електричними розрядами, переважно низького тиску [1]. В якості добавок для створення робочих сумішей на основі парів сірки (випромінює молекула сірки  $S_2$ , електронний перехід  $B \rightarrow X$ ), здебільшого використовуються такі благородні гази як неон, аргон або гелій. В одному ряді із сіркою не менш перспективними можуть бути робочі середовища на основі парів селену. На сьогоднішній день взагалі не створено джерела випромінювання на основі бар'єрного розряду, в якому робочими сумішами є аргон-селен чи гелій-селен.

Саме тому в представленій праці вперше було розроблено та виготовлено газорозрядні конструкції, які створюють низькотемпературну плазму внаслідок збудження бар'єрним розрядом атмосферного тиску робочих сумішей аргон-селен, аргон-сірка, гелій-сірка та гелій-селен.

Детально основні вузли, саму експериментальну установку та методику вимірювань було описано в нашій праці [2]. Вперше було отримано низькотемпературну плазму на основі робочих сумішей аргон-селен, аргон-сірка, гелій-сірка та гелій-селен збуджуваних бар'єрним розрядом атмосферного тиску, при таких параметрах розряду: струм не перевищував 0.5 А, напруга на випрямлячі до 10 кВ, а частота збудження газорозрядної плазми 10 кГц. Було досліджено спектральний склад одержаного випромінювання плазми в області довжин хвиль 200–1000 нм, а також досліджено елементарні процеси, що мають місце у плазмових середовищах на основі парів сірки та селену. Для дослідження елементарних процесів була використана техніка оригінальної експериментальної установки «Плазма», процедури вимірів та обробки даних на якій повністю автоматизовані, у поєднанні з методиками оптичної спектроскопії газового розряду із часовим розділенням.

На основі результатів виконаної роботи встановлено, що основним механізмом утворення збуджених молекул селену є передача енергії від метастабільних атомів інертного газу (аргону чи гелію) молекулам та атомам селену. Отримані експериментальні дані дозволяють створити джерело низькотемпературної плазми на основі парів селену, яке може знайти практичне застосування в фізичній електроніці, медицині та в світлотехніці.

Автор висловлює щире подяку за допомогу при виконанні експериментальної частини даної роботи к. ф.-м. н. Є.А. Світличному та інженеру К.П. Поповичу.

Дана робота виконана за підтримки наукового проєкту «Фізико-хімічні процеси та емісійні властивості низькотемпературної газорозрядної плазми на парі сірки, селену і телуру» (2020–2022 рр.).

1. Heneral A.A., Avtaeva S.V. Plasma Chemistry and Plasma Processing. – 2020. – V. 40. – P. 839-855.
2. Heneral A.A., Avtaeva S.V. J. Phys. D: Appl. Phys. – 2020. – V. 53. – P. 195201.

## NEW HYDRODYNAMIC MODEL OF THE SOLAR MAGNETIC CYCLE

Cheremnykh O. K.<sup>1</sup>, Loginov A. A.<sup>1</sup>, Krivodubskij V. N.<sup>2</sup>, Selivanov Y. A.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> *Space Research Institute of NASU&SSAU, Kyiv, Ukraine*

<sup>2</sup> *Astronomical Observatory, Taras Shevchenko National University of Kyiv*

It is now generally accepted that differential rotation (DR) plays a decisive role in the global magnetism of the Sun, since the action of the DR on a weak relict poloidal field provides the excitation of a strong toroidal field  $\Omega$ -effect). We have established another important role of the DR, namely, *its ability to excite global hydrodynamic flows* in the Solar Convective Zone (SCZ). For this, we investigated the stability of the DR in the SCZ. *We found an area where the DR loses its stability and leads to the generation of a secondary hydrodynamic flow, which outwardly resembles the global flows observed on the Sun (meridional circulation, torsional oscillations and variations of meridional circulation).*

The hydrodynamic model of the magnetic cycle proposed by us is based on the hypothesis of the hydrodynamic nature of the emergence of global flows as a result of the loss of stability of a differentially rotating fluid layer. The model uses a differential rotation spatial profile found from helioseismological data. We believe that differential rotation plays a dominant role both in the generation of the magnetic field and in the excitation of global migrating flows; therefore, we named our model *Hydrodynamic  $\Omega^2$ -model of the solar magnetic cycle*.

The model makes it possible to calculate hydrodynamic global plasma flows without taking into account the effect of a magnetic field on them. The obtained numerical solutions qualitatively describe the behavior of all types of global flows observed on the surface of the Sun: permanent meridional circulation from the equator to the poles, zonal changes in the angular velocity (torsional oscillations), and space-time variations in the meridional flow. Based on the calculations and analysis of processes on the solar surface, we made the assumption that the last two flows are the azimuthal and meridional components of a single 3-dimensional global migratory hydrodynamic flow.

We used the obtained velocities of global migratory flows and the spatial profile of the angular velocity of the internal differential rotation of the SCZ obtained from helioseismic measurements for numerical calculations of time-varying magnetic fields. These fields are generated by the interaction of these flows with a constant dipole magnetic field of the Sun of relic origin.

We compared the results of modeling hydrodynamic flows and time-varying magnetic fields with observational data on the behavior of torsional oscillations and variations in the meridional flow. A good temporal coincidence of the calculated dynamics of global migratory flows and the alternating magnetic fields generated by them with the observed cyclical changes in magnetism and flows on the solar surface is obtained.

*Thus, our studies allow us to conclude that the differential rotation of the SCZ apparently determines all the main parameters of the solar magnetic cycle.*

The question of the influence of the dependence of the plasma density on the depth of the convective zone on the processes under study remained outside the scope of our model. We plan to take this dependence into account in the further development of the model, which takes into account the entire region of the convective zone.

## **ПЛАЗМОДИНАМІЧНИ СИСТЕМИ З ШВИДКИМИ ЕЛЕКТРОНАМИ: ФУНДАМЕНТАЛЬНІ ДОСЛІДЖЕННЯ ТА ПЕРСПЕКТИВНІ ЗАСТОСУВАННЯ**

Гончаров О.А., Баженов В.Ю., Добровольський А.М., Найко І.В, Піун В.М.,  
Проценко І.М., Цюлко В.В., Рябцев А.В.  
*Інститут фізики НАН України*  
*gonchar@iop.kiev.ua*

Робота, що виконується, націлена на вивчення фундаментальних властивостей плазмодинамічних систем середніх енергій з швидкими електронами з основною метою створення наукових підвалів для розробки ефективних пристроїв, що генерують чисту металеву плазму, привабливих для інноваційних новітніх технологічних застосувань.

Конкретною метою проведених у 2021 році експериментальних досліджень була оптимізація електрофізичних та плазмодинамічних параметрів систем на основі імпульсних розрядів з порожнистим катодом та зі схрещеними електричним та магнітним полями.

При проведенні досліджень властивостей плазми розряду з порожнистим катодом використовувались два типи імпульсних (тривалість імпульсів до 10 мс) високовольтних (до 10 кВ) джерел живлення – джерел напруги та струму. За допомогою ємнісних та класичних одиночних зондів Ленгмюра було встановлено часові залежності температури, густини, плаваючого та плазмового потенціалів плазми розряду при різних тисках аргону. Було показано, що використання імпульсних джерел струму забезпечує значно більш стабільне горіння розряду в робочому діапазоні змін тиску аргону ( $2.5 - 10 \cdot 10^{-4}$  Тор). В той же час, температура електронів плазми розряду, який живився джерелом напруги, була дещо більшою.

Одночасно з проведенням експериментів проводилися обчислювальні роботи з метою виявлення фізичних механізмів, які відповідають за випаровування і розвал мікрокрапель Ti та Cu в плазмі досліджуваних розрядів.

При дослідженні системи зі схрещеними полями вивчався вплив різних розподілів потенціалу по електродах на динаміку плазмового потоку, що проходить по вісі системи. Показано, що розподіл потенціалу на електродах системи впливає на електричну міцність системи та динаміку потоку.

Робота була частково виконана в рамках проекту ПЛ-20-22 цільової програми наукових досліджень НАН України «Фізика плазми і плазмова електроніка: фундаментальні дослідження та застосування»

## НОВІ РЕЗОНАНСИ ПРИ ВЗАЄМОДІЇ ІНТЕНСИВНИХ ЕЛЕКТРОМАГНІТНИХ ХВИЛЬ З ЗАРЯДЖЕНИМИ ЧАСТИНАМИ

А.Г.Загородній<sup>1</sup>, В.О.Буц<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Bogolyubov Institute for Theoretical Physics, National Academy of Sciences of Ukraine; Kyiv, Ukraine ; <sup>2</sup>National Scientific Center “Kharkiv Institute of Physics and Technology,” National Academy of Sciences of Ukraine, 61108 Kharkiv, Ukraine and Radio Astronomy Institute, National Academy of Sciences of Ukraine, 61002, Kharkiv, Ukraine

Можна було очікувати, що при збільшенні напруженості полів хвиль, які взаємодіють із зарядженими частинками, можуть виникати нові умови їхньої резонансної взаємодії. Такі умови (резонанси) були виявлені. Вони можуть відігравати істотну роль при лазерному прискоренні заряджених частинок, а також при ВЧ-нагріві плазми в установках термоядерного синтезу.

У доповіді коротко описано умову виникнення цих резонансів, а також описано основні особливості динаміки частинок навколо цих резонансів. Коротко перерахуємо найважливіші:

1. За умов нових резонансів з'являється новий параметр. Цим параметром є напруженість електричного поля хвилі, з якою взаємодіють частинки. Зазначимо, що, наприклад, до умов відомих циклотронних резонансів входить лише напруженість зовнішнього магнітного поля. Наявність цього додаткового параметра значно розширює область появи нових резонансів. Звичайно, в основному, це області з досить великою напругою поля електромагнітної хвилі.

2. Поблизу нових резонансів динаміка заряджених частинок визначається не рівнянням математичного маятника, а рівнянням Адлера, яке широко відоме в теорії синхронізації. Зазначимо, що загалом рівняння Адлера простіше, ніж рівняння математичного маятника. При цьому динаміка частинок у цих умовах загалом є більш простою, ніж поблизу звичайних циклотронних резонансів.

3. Характерною особливістю нових циклотронних резонансів є їх ступінчастий характер. Внаслідок динаміка частинок за умов нових циклотронних резонансів є кусочно-детермінованою. Це означає, що у тих областях, де відбувається синхронізація динаміки частинок (на сходах), ця динаміка виявляється регулярною. Випадковість виникає лише при переході частинок з однієї сходинки в іншу.

4. Було виявлено новий механізм виникнення хаотичної динаміки за умов нових циклотронних резонансів. Найбільш суттєвим є той факт, що режим із динамічним хаосом може виникати навіть у системах з одним ступенем свободи. Це зв'язано з тим, що при переході частинок з однієї сходинки в іншу сходинку, вони проходять область, у якій порушується теорема єдиності. Цей механізм стохастизації нагадує механізм виникнення випадковості при киданні кубика із практично необмеженим числом граней.

5. Виявлено, що при взаємодії заряджених частинок з інтенсивним електромагнітним випромінюванням у вакуумі існують умови (резонанси), за яких відбувається практично необмежене прискорення заряджених частинок. Можна сміливо сказати, що в цих умовах хвиля може захоплювати заряджені частинки в необмежене прискорення. Зазначимо, що ці умови (як показано) аналогічні до виникнення звичайних циклотронних резонансів (не авторезонансу).

## ОБЕРТАННЯ ПЛАЗМИ ПРИ ЗБУДЖЕННІ ВЛАСНИХ КОЛИВАНЬ І ПОКРАЩЕННЯ ПАРАМЕТРІВ ПЛАЗМИ

**Ya.I. Kolesnichenko<sup>1</sup>, Hyun-Tae Kim<sup>2</sup>, V.V. Lutsenko<sup>1</sup>, A.V. Tykhyy<sup>1</sup>, R.B. White<sup>3</sup>, Yu.V. Yakovenko<sup>1</sup> and JET contributors**

<sup>1</sup>*Інститут ядерних досліджень, Київ 03028, Україна*

<sup>2</sup>*United Kingdom Atomic Energy Authority, Culham Science Centre, Abingdon, OX14 3DB, UK*

<sup>3</sup>*Princeton Plasma Physics Laboratory, Princeton, NJ 08543, USA*

Дестабілізовані власні коливання (моди) можуть переносити енергію та імпульс поперек магнітного поля -- це явище Просторового Каналювання (ПК), що виникає внаслідок просторового рознесення дестабілізуючої та стабілізуючої областей моди [1-3]. ПК покращує або погіршує утримання плазми, в залежності від напрямку потоку енергії. Зокрема, доцентрове ПК енергії альфа частинок швидкими магнітозвуковими модами (ШММ) могло сприяти утриманню енергії плазми і нагріванню йонів [4], яке ймовірно мало місце в експериментах на токамаку JET з дейтерій-тритієвою та дейтерієвою плазмою під час DTE1-кампанії [5]. ПК імпульсу могло бути ще одним фактором, який сприяв покращенню характеристик плазми у цих експериментах. Дійсно, перенесення імпульсу веде до неоднорідного (ширового) обертання плазми, що пригнічує турбулентність в області дестабілізованої моди. Зокрема, покращення утримання плазми при її обертанні спостерігалось у JET-ILW розрядах з  $\frac{T_i}{T_e} > 1$  при потужній інжекції нейтральних атомів (NBI) [6]. Кореляція між сильним обертанням та покращеним утриманням плазми також мала місце у токамаку DIII-D, де, більше того, було знайдено, що супер H-mode з  $H_{98,y2} > 1.5$  реалізується саме завдяки сильному обертанню, а не високому п'єдесталу [7].

Названі результати наших попередніх досліджень та експериментальні результати стимулювали виконання цієї роботи.

Проведено аналіз бази експериментальних даних JET DTE1. Виявлено, що найкращі параметри були в Д-Т плазмі з найвищою швидкістю обертання. ТАЕ-активність (нестійкість тороїдальних альфвенових мод) була відсутньою, проте спостерігалась йонна циклотронна емісія (ЙЦЕ), яку пов'язують з ШММ (радіальна структура мод, що вела до ЙЦЕ, не вимірювалася). Цей факт узгоджується з припущенням у роботі [4] про збудження ШММ у розрядах DTE-1. Побудовано теорію обміну імпульсом між енергійними йонами та збудженими ними МГД модами, зокрема, ТАЕ модою. Використовуючи рівняння квазілінійної теорії для функції розподілу енергійних йонів, було отримано вирази для сили, що діють на енергійні йони внаслідок передачі імпульсу модам. Знайдено тороїдальну та полоїдальну компоненти сили, а також силу вздовж магнітного поля. Ці результати узгоджуються з нашими попередніми оцінками [2,3], зробленими з використанням квантово-механічної аналогії. Показано, що наявність магнітного швиру є ключовим фактором, що впливає на тороїдальне обертання плазми внаслідок ПК імпульсу при збудженні шілінних мод. Крім того, виявлено новий механізм впливу збуджених мод на неоднорідне обертання плазми, який діє навіть у відсутності ПК імпульсу. А саме, це радіальний перерозподіл резонансних йонів, обумовлений скінченною шириною моди (Mode-Induced-Redistribution, MIR). Планується застосувати розвинену теорію до реактора ITER (до ITER 15 A baseline scenario), використовуючи прогнози обчислення ТАЕ-нестійкості роботи [8].

### References

- [1] Kolesnichenko Ya.I., Yakovenko Yu.V., Lutsenko V.V. 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 075001.
- [2] Kolesnichenko Ya.I., Yakovenko Yu.V., Lutsenko V.V., Weller A., White R.B. 2010 *Nucl. Fusion* **50** 084011.
- [3] Kolesnichenko Ya.I., Tykhyy A.V., White R.B. 2020 *Nucl. Fusion* **60** 112006.
- [4] Kolesnichenko Ya.I., Lutsenko V.V., Tyshchenko M.H., Weisen H., Yakovenko Yu.V., JET Contributors 2018 *Nucl. Fusion* **58** 076012.
- [5] Thomas P., 28th EPS Conf. on Contr. Fus. and Plasma Phys., Funchal 2001.
- [6] Kim Hyun-Tae et al. 2018 *Nucl. Fusion* **58** 036020.
- [7] Ding S. et al. 2020 *Nucl. Fusion* **60** 034001.
- [8] Pinches S.D. et al. 2015 *Phys. Plasmas* **22** 021807.

**ВИЗНАЧЕННЯ ПОЛОЇДНИХ ХВИЛЬОВИХ ЧИСЕЛ І ПАРАМЕТРІВ МГД МОД  
ТА ЇХ РАДІАЛЬНОГО РОЗТАШУВАННЯ ЗА ДОПОМОГОЮ МАСИВУ  
БАГАТОКАНАЛЬНИХ КАМЕР ЯКІ ВИМІРЮЮТЬ М'ЯКЕ РЕНТГЕНІВСЬКЕ  
ВИПРОМІНЮВАННЯ W7-X.**

М.Б. Древал<sup>1</sup>, С. Brandt<sup>2</sup>, J. Schilling<sup>2</sup>, Н. Thomsen<sup>2</sup>, А. Beletskii<sup>1,3</sup>, А. Könies<sup>2</sup> and the W7-X Team<sup>1,a</sup>.

<sup>1</sup> *Інститут фізики плазми, Національний науковий центр Харківський фізико - технічний інститут, 61108 Харків, Україна*

<sup>2</sup> *Max-Planck-Institut für Plasmaphysik Wendelsteinstr. 1, 17491 Greifswald, Germany*

<sup>3</sup> *Max-Planck-Institut für Mikrostrukturphysik, Weinberg 2, 06120 Halle, Germany*

<sup>a</sup> *See Klinger et al 2019 (<https://doi.org/10.1088/1741-4326/ab03a7>) for the W7-X team*

Розроблена методика прямого моделювання для визначення характерних особливостей МГД мод за інтегральними даними діагностики м'якого рентгенівського випромінювання у стеллараторі Вендельштайн7-X (W7-X). Зокрема, пряме моделювання використовується для оцінки полоїдних хвильових чисел  $m$ , радіального розташування, напрямку полоїдального обертання та балонного характеру МГД мод. Структури мод були змодельовані радіально локалізованими гаусоподібними областями випромінювання (збуреннями), що обертаються вздовж магнітних поверхонь. Моделювалися як випадки з незмінною формою збурень так і випадки із змінною їх формою. Моделюються залежності фазової швидкості збурень від положення на магнітній поверхні. Фазова динаміка лінійно-інтегрованих коливань та розподіл амплітуд коливань отриманих із розрахунків порівнюються з експериментальними інтегральними діагностичними сигналами, які спостерігають плазму під різними кутами огляду у полоїдному перерізі W7-X. Застосування цієї методики дозволяє описати 1-50 кГц моди. Зокрема, у розряді W7X-PID 20180918.045 три ідентифіковані гілки з номерами  $m = 8$ ,  $m = 10$  та  $m = 11$ , локалізованими на  $\rho \approx 0,3$ , обертаються у полоїдальному напрямку за годинниковою стрілкою. Це перше застосування методу прямого моделювання до даних діагностики м'якого рентгенівського випромінювання у W7-X. Високі  $m$ -моди визначене шляхом прямого моделювання у W7-X.

[1] M.B. Dreval *et al* Plasma Phys. Control. Fusion **63** (2021) 065006



**«Дірки» в радіальному розподілі домішок при електронному циклотронному нагріванні гвинтового ядра в токамаках****В.С. Марченко****Інститут ядерних досліджень НАН України**

Довготривала мода внутрішнього «кінка», яка часто спостерігається між зривами пильчастих коливань в токамаках, призводить до формування нового типу орбіти швидкої частинки, а саме тороїдально захопленого «супер-банана» з шириною  $\Delta r_{sb} \sim (\xi_0 r)^{1/2}$ , де  $\xi_0(r)$  - амплітуда зміщення кінка (радіус магнітної поверхні). В просторі швидкостей такі орбіти формуються навколо резонансних пітч-кутів, які відповідають нульовій прецесії ведучого центра банана. Електронне циклотронне нагрівання гвинтового ядра з резонансом в області сильного поля (тобто на внутрішньому обході тора) генерує значну популяцію гарячих електронів з резонансними пітч-кутами, що призводить до сильного радіального потоку електронів, який значно перевищує потік нерезонансних теплових іонів. Амбіполярність відновлюється сильним додатнім радіальним електричним полем, яке знищує потік гарячих електронів. Це поле може бути відповідальним за центральну «дірку» в радіальному розподілі вольфраму, яка спостерігалася між зривами пильчастих коливань на токамаку ASDEX Upgrade [M. Sertoli *et al.*, Nucl. Fusion **55**, 113029 (2015)].

## **ЩОДО РОЛІ УТІКАЮЧИХ ЕЛЕКТРОНІВ У СТИМУЛЮВАННІ ВЧ ПРОБОЮ І УТВОРЕННЯ ПЛАЗМИ В СТЕЛАРАТОРІ УРАГАН-3М.**

І.К. Тарасов, М.І. Тарасов, Д.А. Ситников, В.К. Пашнєв, Е.Л. Сороковий,  
А.М. Шаповал, М.М. Махов, Ю.К. Миронов, В.С. Романов, Р.О. Павліченко,  
М.В. Заманов, А.Г. Кулага, В.Б. Коровін, О.В. Лозін, В.Є. Моїсеєнко, І.Є. Гаркуша,  
О.С. Славний, С.М. Мазніченко, О.Ю. Красюк, С.І. Солодовченко, І.Г. Гончаров,  
В.М. Листопад, М.В. Лимарь, М.В. Гниденко

*Національний науковий центр "Харківський фізико-технічний інститут"*

У запропонованій праці по експериментальним результатам робляться такі висновки і припущення.

1. Під час подачі високочастотної напруги розряд виникає поблизу антени генератора К-1 і може взаємодіяти з її поверхнею.

2. У режимі попередньої іонізації за допомогою високочастотного генератора початкова плазма створюється в периферійній частині області утримання.

3. Затримка пробою робочого газу в області утримання зменшується з ростом амплітуди і тривалості імпульсу надвисоких частот напруги, що стимулює потік втікаючих електронів.

4. З ростом тиску робочого газу в камері зростає тривалість затримки пробою в області утримання, теж відбувається і при занадто малих тисках. Щільність робочого газу повинна бути в оптимальному діапазоні, щоб відповідати умовам створення плазми на передньому фронті імпульсу магнітного поля і не перешкоджати розгону часток плазми до великих швидкостей.

5. При використанні в якості джерел попередньої іонізації високочастотного генератора або стимульованих потоків втікаючих електронів, зі збільшенням амплітуди високочастотної напруги на антені генератора умови пробою робочого газу істотно поліпшуються.

6. При всіх позитивних моментах для початкової стадії пробою при використанні додаткового генератора і (або) стимулювання потоку втікаючих електронів, мають місце і негативні моменти. На початковій стадії розряд виникає в периферійній області, де контактує з металевими елементами утримуючої магнітної системи і ВЧ антени, що може викликати додаткові надходження важких домішок в область утримання плазми.

## СТОХАСТИЧНА ДИФУЗИЯ ШВИДКИХ ЙОНІВ У СТЕЛАРАТОРАХ ЛІНІЇ WENDELSTEIN: ЧИСЛОВИЙ ЕКСПЕРИМЕНТ ТА РОЗШИРЕННЯ ТЕОРІЇ

Я. І. Колесниченко<sup>1</sup>, В. В. Луценко<sup>1</sup>, А. В. Тихий<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Утримання швидких йонів є однією із найскладніших проблем, що стоять перед термоядерним реактором стелараторного типу. Теорія підказує кілька різновидів оптимізації для покращення утримання швидких йонів, див. напр. огляд [1]. Зокрема у Wendelstein 7-X та реакторах Helias застосовано квази-ізодинамічний підхід до оптимізації. Проте ще перші числові дослідження показали, що певна частка 3.5-МеВ-них альфа-частинок втрачається і у квази-ізодинамічному стелараторі [2] (через те, що квази-ізодинамічність не може бути ідеальною), що було нещодавно підтверджено у роботі [3]. Теорія пояснює цей результат стохастичною (беззіткненневою) дифузією перехідних йонів, тобто йонів, орбіти яких перетворюються із локально пролітних на локально захоплені і навпаки [4, 5]. У роботі [6] було запропоновано спосіб зменшення цих втрат, а у роботах [7, 8] було передбачено сприятливий та несприятливий (залежно від знаку поля) вплив радіального електричного поля на утримання швидких йонів.

У цій роботі беззіткненневий числовий код ORBIS (Орбіти у Стелараторах) [6] застосовано для перевірки вищезгаданих теоретичних результатів. Цей код обчислює і графічно показує рух ведучих центрів частинок. Спостереження за рухом частинок та їх аналіз очевидно вказують на те, що замкнення сепаратриси між локально захопленими та локально пролітними частинками [ $\kappa^2(r, \vartheta) = 1$ ] всередині об'єму плазми, запропоноване у роботі [6], запобігає втраті частинок, див. рис. 1. Більше того, знайдено, що замкнення сепаратриси поліпшує утримання і локально захоплених йонів. Крім цього, детальний розгляд руху частинок показує, що дифузії зазнають і перехідні частинки, які перебувають у локально пролітному стані – цей ефект не розглядався у існуючій теорії. Відповідно у цій роботі розширено теорію стохастичної дифузії. Числові розрахунки виконувалися для W-7X та реактора Helias, у плазмах із наявністю радіального електричного поля та без нього. Ці результати можуть вказати шлях подальшої оптимізації стелараторів лінії Wendelstein.

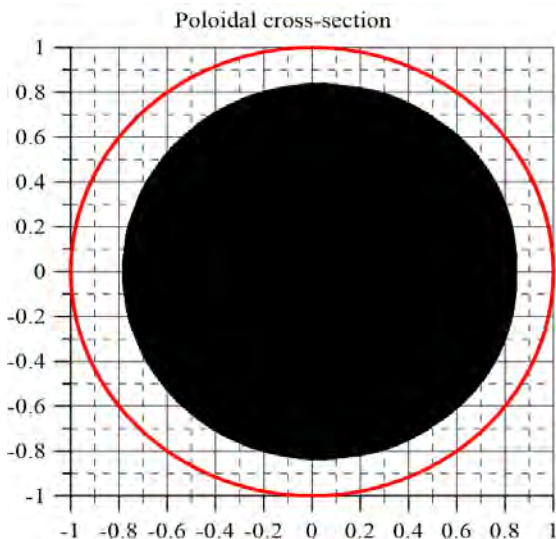


Рис. 1. Заштрихована чорним область утворена орбітою перехідної 3.5-МеВ-ної альфа-частинки, яка утримувалася протягом тривалого часу. Обчислення проводилися для реактора Helias в умовах, коли сепаратриси [ $\kappa^2(r, \vartheta) = 1$ ] розташована всередині радіусу  $r_{\max} \approx 0.82a$  (де  $a$  – малий радіус плазми). Частинка була запущена із магнітної поверхні  $r = 0.25a$ . Видно, що область дифузії обмежена  $r_{\max}$ . Частинка відстежувалася на протязі часу  $\Delta t = 1$  с. Орбіта частинки заповнила область  $0 < r < r_{\max}$  вже на момент  $\Delta t = 0.2$  s; подальших змін у формі цієї області не спостерігалось.

1. P. Helander, Rep. Prog. Phys. 77 (2014) 087001.
2. W. Lotz, P. Merkel, J. Nührenberg, E. Strumberger, Plasma Phys. Control. Fusion 34 (1992) 1037.
3. M. Drevlak, J. Geiger, P. Helander, Yu. Turkin, Nucl. Fusion 54 (2014) 073002.
4. C.D. Beidler, Ya.I. Kolesnichenko, V.S. Marchenko, I.N. Sidorenko, H. Wobig, Phys. Plasmas 8 (2001) 2731.
5. A.V. Tykhyu, Ukr. J. Phys. 63 (2018) 495.
6. A.V. Tykhyu, Ya.I. Kolesnichenko, Yu.V. Yakovenko, A. Weller, A. Werner, Plasma Phys. Control. Fusion 49 (2007) 703.
7. Ya.I. Kolesnichenko, V.V. Lutsenko, A.V. Tykhyu, A. Weller, A. Werner, H. Wobig, J. Geiger, Phys. Plasmas 13 (2006) 072504.
8. A.V. Tykhyu, Ya.I. Kolesnichenko, Plasma Phys. Control. Fusion 63 (2021) 075019.

## ТЕОРІЯ СТОХАСТИЧНОЇ ДИФУЗІЇ У СТЕЛАРАТОРАХ ЛІНІЇ WENDELSTEIN У ПРИСУТНОСТІ РАДІАЛЬНОГО ЕЛЕКТРИЧНОГО ПОЛЯ

А. В. Тихий<sup>1</sup>, Я. І. Колесниченко<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна*

Оптимізовані стеларатори лінії Wendelstein майже повністю усувають негайні (за часи порядку дрейфового) втрати швидких йонів з супербананових орбіт за рахунок модифікації магнітної конфігурації високим плазмовим  $\beta$  (відношенням тиску плазми до тиску магнітного поля) у такий спосіб, що лінії рівня поздовжнього адіабатичного інваріанту  $J_{\parallel}$  локально захоплених частинок є замкненими всередині об'єму плазми. Проте магнітний дрейф приводить до перетворення деяких із таких частинок на локально пролітні і навпаки. Перетворення орбіт при перетині сепаратриси між локально пролітним та локально захопленим станами супроводжуються стрибками  $J_{\parallel}$ , які приводять до беззіткненнявої стохастичної дифузії. У роботі [1] було показано, що ця дифузія є важливим механізмом втрат швидких йонів у оптимізованих стелараторах лінії Wendelstein. Теорія стохастичної дифузії, яка враховувала асиметрію у фазовому просторі між локально пролітними частинками із протилежними знаками поздовжньої швидкості, була розвинута у роботі [2].

У даній роботі теорію [2] розширено врахуванням впливу на стохастичну дифузію радіального електричного поля. Знайдено, що від'ємне радіальне електричне поле величини порядку тієї, яка спостерігалася в експериментах на Wendelstein 7-X та передбачається у реакторах Helias, може послабити втрати із центральної області плазми швидких йонів нейтральної інжекції у W-7X та термоядерних альфа-частинок у реакторі Helias через стохастичну дифузію. Послаблення втрат відбувається завдяки тому, що додатковий  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  збільшує діапазон пітч-кутів частинок, сепаратриси яких замкнені всередині об'єму плазми, хоча коефіцієнт стохастичної дифузії для таких частинок при цьому зростає. Це означає, що радіальне електричне поле може використовуватися як додатковий до модифікацій магнітної конфігурації механізм послаблення втрат та оптимізації профілю енерговиділення.

1. C.D. Beidler, Ya.I. Kolesnichenko, V.S. Marchenko, I.N. Sidorenko, H. Wobig, Phys. Plasmas 8 (2001) 2731.
2. A.V. Tykhyu, Ukr. J. Phys. 63 (2018) 495.

## ПЕРШІ ЕКСПЕРИМЕНТИ ЗІ СТВОРЕННЯ ПЛАЗМИ НА LHD У ДІАПАЗОНІ ІОННО ЦИКЛОТРОННИХ ЧАСТОТ

S. Kamio<sup>1</sup>, B. Є. Moiseenko<sup>2</sup>, Ю. В. Ковтун<sup>2\*</sup>, H. Kasahara<sup>1</sup>, K. Saito<sup>1,3</sup>, R. Seki<sup>1,3</sup>,  
M. Kanda<sup>1</sup>, G. Nomura<sup>1</sup>, T. Seki<sup>1</sup>, Y. Takemura<sup>1</sup>, T. Wauters<sup>4</sup>, R. Brakel<sup>5</sup>, A. Dinklage<sup>5</sup>,  
D. Hartmann<sup>5</sup>, H. Laqua<sup>5</sup>, T. Stange<sup>5</sup>, A. Alonso<sup>6</sup>, S. Lazerson<sup>5</sup>, Ye. Kazakov<sup>4</sup>, J. Ongena<sup>4</sup>,  
H. Thomsen<sup>5</sup>, G. Fuchert<sup>5</sup>, I.Є. Гаркуша<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*National Institute for Fusion Science, Toki, Japan*

<sup>2</sup>*Інститут фізики плазми, ННЦ "ХФТИ", Харків, Україна*

<sup>3</sup>*The Graduate University for Advanced Studies, SOKENDAI, Toki, Japan*

<sup>4</sup>*Laboratory for Plasma Physics, ERM/KMS, Brussels, Belgium*

<sup>5</sup>*Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Greifswald, Germany*

<sup>6</sup>*Laboratorio Nacional de Fusion, CIEMAT, Madrid, Spain*

\*E-mail: [Ykovtun@kipt.kharkov.ua](mailto:Ykovtun@kipt.kharkov.ua)

Представлені результати першої експериментальної серії зі створення плазми у LHD (Японія) [1] в іонному циклотроному (ІЦ) діапазоні частот в рамках сценарію малої домішки, розробленому на стелараторі Ураган-2М (Україна) [2]. Мотивація даного дослідження полягає в тому, щоб забезпечити створення плазми в умовах, коли робота електронно-циклотронного резонансного нагріву (ЕЦРН) неможлива, і таким чином розширити експлуатаційні можливості термоядерних пристроїв стелараторного типу.

У даній роботі представлені результати двох серій експериментів. Перша, була проведена з використанням ЕЦРН передіонізації для основного ІЦ розряду. У другій серії, без передіонізації, проводились розряди із самостійним утворенням плазми ІЦ нагрівом. Основним обмеженням проведених експериментів була низька високочастотна потужність. Це обмеження було накладене для зменшення можливості виникнення електричних дуг на елементах радіочастотної системи. В усіх експериментах цієї серії плазма була створена. З причини низької високочастотної потужності плазма мала низьку густину і електронну температуру, а зв'язок між антеною і плазмою був нижче за норму. Однак навіть така плазма може бути використана в якості мішені для подальшого нагріву за допомогою інжекції нейтрального пучка. Це відкриває можливість для вивчення нових режимів роботи на LHD та W7-X (Німеччина). Успішне створення плазми в LHD в цій експериментальній серії буде стимулювати подальші дослідження щодо ІЦ створення плазми, спрямовані на збільшення густини плазми і температури в рамках сценарію малої домішки та дослідження інжекції нейтрального пучка в плазму ІЦ розряду.

1. S. Kamio et al. Nucl. Fusion (2021) v. 61, 114004.

2. V.E. Moiseenko et al. J. Plasma Phys. (2020) v. 86, 905860517.

## МОДЕЛЮВАННЯ ВИСОКОЧАСТОТНОГО КОРОТКОІМПУЛЬСНОГО РОЗРЯДУ В СТЕЛАРАТОРІ

Ю.С. Кулик<sup>1</sup>, В.Є. Моїсеєнко<sup>1</sup>, Т. Вотерс<sup>2</sup>, А.І. Лисойван<sup>2</sup>

<sup>1</sup> *Інститут фізики плазми, Національний науковий центр “Харківський фізико-технічний інститут”, 61108 Харків, Україна*

<sup>2</sup> *Лабораторія фізики плазми - КВА, Асоціація ЄВРОАТОМ-Бельгія, 1000 Брюссель, Бельгія*

Плазмова чистка стінок вакуумної камери, спрямована на створення атомів водню, практикувалась на багатьох термоядерних пристроях зі справді хорошими результатами [1]. Механізм чистки стінок вакуумної камери полягає у взаємодії нейтральних атомів водню із забрудненнями на поверхнях, у результаті чого із певною ймовірністю утворюються леткі речовини. Останні відкачуються з вакуумної камери.

Ідея полягала у використанні імпульсного розряду з високою електронною температурою під час імпульсу.

Електронно-циклотронні (ЕЦ) хвилі добре поглинаються лише при високих температурах. Проте на стадії нагрівання плазми атоми утворюються слабо та є надто енергійними. Атоми добре утворюються на стадії розпаду плазми, коли плазма холодна. Тобто для ефективного отримання атомів водню необхідний низькотемпературний розряд. І оскільки стадія гарячої плазми не є корисною, її можна скоротити.

Бажано, щоб достатня кількість нейтрального газу залишалася неіонізованою після імпульсу. У цьому випадку плазма швидко охолоджується через зіткнення з нейтральним газом і більш інтенсивно рекомбінує при низьких температурах. Нейтральний газ не утримується магнітним полем, контактує зі стінками і переносить тепло від плазми до стінок.

З цієї причини ЕЦ нагрів слід використовувати в короткоімпульсному режимі.

Під час імпульсу густина плазми зростає, оскільки швидкість створення плазми перевищує плазмові втрати. Після закінчення імпульсу електрони швидко охолоджуються через втрати енергії при зіткненні з нейтральним газом. У паузі між імпульсами плазма розпадається внаслідок рекомбінації холодних електронів та іонів.

В роботі представлено результати числового моделювання короткоімпульсного розряду для електронного циклотронного нагрівання плазми. Аналіз проведено з використанням самоузгодженої моделі, що моделює високочастотне створення плазми в установках стелараторного типу в іонно-циклотронному та електронно-циклотронному діапазонах частот. Приведено обговорення результатів розрахунків.

Представлено результати розрахунків для одиночних імпульсів. Призначення цих імпульсів полягає у створенні атомів водню та їх впливові на чистку стінок в стелараторі. З певною точністю розрахунки відтворюють експериментальний імпульс стеларатора Вендельстайн 7-екс. Розрахунки показують, що найбільше утворення водню відбувається на стадії розпаду плазми, коли низька електронна температура стимулює рекомбінацію. Для забезпечення безперервності генерації атомарного водню необхідно використовувати серію таких імпульсів. Представлено результат моделювання такого режиму. Числові розрахунки показали, що цей режим може слугувати основою для сценарію чистки стінок вакуумної камери Вендельстайна 7-екс.

[1] A.V. Lozin, V.E. Moiseenko, L.I. Grigor'eva, et al. Cleaning of inner vacuum surfaces in the Uragan-3M facility by radio-frequency discharges // *Plasma Physics Reports*. 2013, v. 39, No. 8, p. 624–631

**ВИЩІ МОМЕНТИ ФУНКЦІЇ РОЗПОДІЛУ ЧАСТИНОК У ВИПАДКОВИХ ПОЛЯХ**

О.М. Черняк, В.І. Засенко,

*Інститут теоретичної фізики ім. М.М. Боголюбова НАН України*

За розвинених колективних рухів в нерівноважній плазмі перенесення частинок більшою мірою визначається їхньою взаємодією з інтенсивними хвилями, аніж парними зіткненнями. В такому випадку говорять про аномальне перенесення, яке відіграє важливу роль в еволюції плазмових систем. Побудова послідовного теоретичного опису аномального перенесення є актуальною задачею, зокрема для пристроїв керованого термоядерного синтезу.

Один з підходів до статистичного опису процесів перенесення частинок інтенсивними турбулентними полями ґрунтується на мікроскопічних рівняннях руху пасивних домішок у випадкових полях. Завдання аналітичного опису полягає в знаходженні статистичних характеристик ансамблю частинок за відомими статистичними характеристиками випадкових полів, які вимірюються в експерименті або вважаються заданими. Для випадкових полів з довгими часами кореляцій, порядку часу еволюції функції розподілу, необхідно враховувати захоплення частинок полем.

В наших попередніх роботах [1-3] розвинуто аналітичний опис еволюції ансамблю частинок в ізотропному електричному та постійному магнітному полях для широкого діапазону кореляційних часів. Було запропоновано замикання статистичних рівнянь на другий момент функції розподілу частинок без припущення про гаусове розбігання траєкторій, при цьому враховувалось захоплення частинок.

В цій роботі з метою удосконалення статистичного опису ми шляхом числового моделювання дослідили вищі моменти функції розподілу частинок, яка може сильно відхилятися від гаусової форми. Побудовано залежності вищих моментів від часу.

Робота виконана в рамках проєкту РК 0120U100857 НАН України.

[1] V.I. Zasenکو, A.G. Zagorodny, O.M. Chernyak. Ukrainian Journal of Physics (2011), 56, 1007.

[2] V.I. Zasenکو, A.G. Zagorodny, O.M. Cherniak. Problems of atomic science and technology (2016) 6, Series: Plasma Physics (22), 77.

[3] O. Cherniak and V.I. Zasenکو. Journal of Physics: Conf. Series (2019) **1197**, 012003.

## Особливості циклотронної взаємодії мода-частинка

Ю.В. Яковенко, М.Г. Тищенко, Я.І. Колесниченко  
 Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Нестійкості швидких магнітозвукових мод та GAE-мод (глобальних альфвенових власних мод) з частотами в йонно-циклотронному діапазоні спостерігалися в плазмі токамаків та сферичних торів. У цій роботі вивчається взаємодія власних мод та швидких йонів через циклотронний резонанс. Знайдено, що поштовховий характер взаємодії хвиля-частинка (яка є зосередженою біля точок циклотронного резонансу) сильно впливає на резонансний рух частинок, як і при взаємодії частинок із гофрованою магнітного поля [1, 2]: замість «класичних» резонансних островів може формуватися так зване «резонансне павутиння» (див. Рис. 1). Резонансне павутиння, в свою чергу, впливає на поведінку частоти власної моди біля порогу нестійкості: знайдено, що мода може проходити цей поріг з розщепленням частоти. Представлено перші кроки в дослідженні впливу резонансного павутиння на нелінійну поведінку моди біля порогу нестійкості.

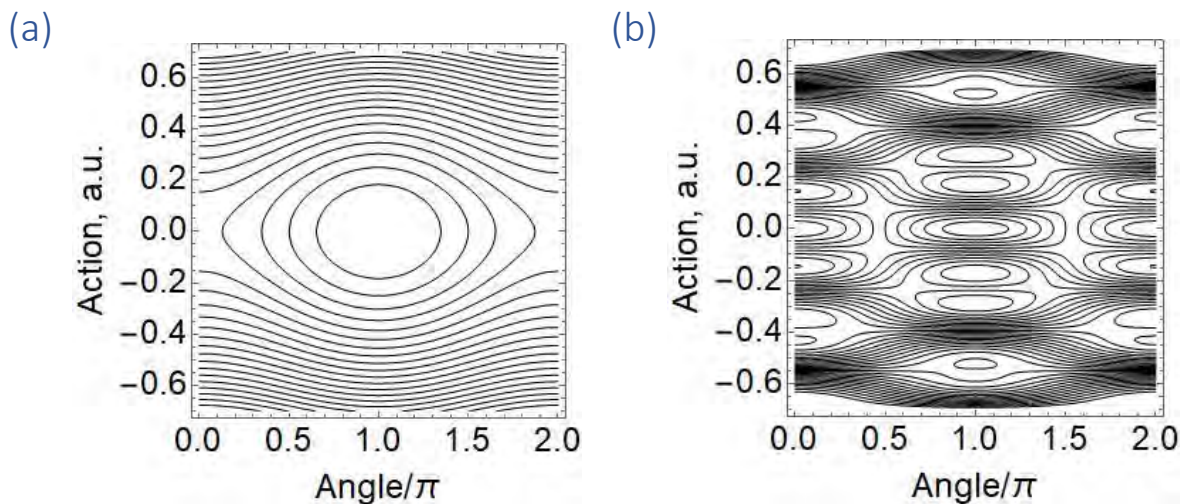


Fig. 1. Траєкторії резонансного руху на площині дія-кут у випадку, коли збурення діє на заряджену частинку поштовхами. (a) Фази хвилі в точках поштовхів слабо залежать від змінної дії; форма резонансного острова є «класичною». (b) Фази хвилі в точках поштовхів сильно залежать від змінної дії; формується ширше «резонансне павутиння» [1, 2].

### References

- [1] R. B. White, Phys. Rev. E **58** (1998) 1774.  
 [2] Ya. I. Kolesnichenko, R. B. White, and Yu. V. Yakovenko, Phys. Plasmas **9** (2002) 2639.



## ПОВЕДІНКА МОД ТРАЙВЕЛПІСА-ГУЛДА ХВИЛЕВОДУ ЧАСТКОВО ЗАПОВНЕНОГО ЗАРЯДЖЕНОЮ ПЛАЗМОЮ

Слісєєв Ю.М.

*Інститут фізики плазми, ННЦ ХФТІ, м. Харків*

Добре відомі моди Трайвелпіса–Гулда (ТГ) [1] – власні електронні моди хвилеводу повністю або частково заповненого нейтральною плазмою в магнітному полі. Відомі ТГ–моди й у зарядженій плазмі [2]. Під дією схрещених полів електрони обертаються швидше іонів. Зазвичай високочастотні електронні моди за рахунок доплеровського зрушення можуть потрапити в область низьких (іонних) частот і призвести до низькочастотної електрон–іонної нестійкості. Дисперсійні рівняння й частоти електронних мод нейтральної й зарядженої плазми збігаються при замінах [2]:  $\omega \rightarrow \omega'$ ,  $\omega_{ce} \rightarrow \Omega_e$ , де  $\omega' = \omega - m\omega_{rot}^e$ ,  $\omega_{rot}^e$  – «повільна» частота обертання електрона,  $\Omega_e$  – «модифікована» циклотронна частота електрона в схрещених полях. Звівши задачу визначення спектрів зарядженої плазми до зазначених замін, цим найчастіше й обмежувалися. Однак для порівняння з експериментом необхідно знати частоти мод саме в лабораторній системі відліку. Причому, не «звичні» залежності частот від поздовжнього хвильового вектора  $\omega(k_z)$ , які є малоінформативними, бо в експерименті  $k_z$  залишається незмінним, і найчастіше невизначеним або оціненим невірно. Бажано знати залежності частот від зовнішніх полів, густини плазми – параметрів, які контролюються й змінюються в експерименті. У теорії зарядженої плазми важливу роль відіграє параметр  $q \equiv 2\omega_{pe}^2/\omega_{ce}^2$  [2, 3], який визначає характерні частоти компонентів плазми –  $\Omega_{e,i}$ ,  $\omega_{rot}^{e,i}$  – і залежить саме від напруги поля та густини плазми.

У доповіді чисельно визначені спектри частот електронних мод з азимутальним числом  $m=1$  хвилеводу, частково заповненого зарядженою плазмою, у всьому припустимому діапазоні значень параметра  $q$ , при кінцевому значенні поздовжнього хвильового вектора  $k_z$  й різних значеннях коефіцієнта зарядової нейтралізації  $f$ . Визначені також області, де електронні моди є об'ємними в плазмі, а де поверхневими.

Показано, що електронні моди утворюють чотири сімейства: два сімейства верхньогібридних мод і два сімейства нижньогібридних мод. Ці моди є об'ємними. Є також дві моди, які розташовуються окремо – діокотронна й «циклотронна» моди. Залежно від величини параметра  $q$  ці моди можуть бути об'ємними або поверхневими. Діокотронна мода й усі радіальні моди нижньогібридного сімейства проходять через нуль частоти й через область низьких іонних частот, де вони можуть взаємодіяти з іонами й спричинити низькочастотну електрон–іонну нестійкість по своїх характеристиках подібну до низькочастотної нестійкості, яка спостережується в експериментах ( $\omega \sim \omega_{ci}$ ,  $\gamma > \omega_{ci}$ , збуджується тільки нижча радіальна мода).

1. Trivelpiece A.W., Gould R.W. // *Journ. of Appl. Phys.* 1959. V.30. P. 1784.
2. Девидсон Р. *Теория заряженной плазмы*. Москва: Мир, 1978, 215 с.
3. Levy R.H., Daugherty J.D., Buneman O. // *Phys. Fluids*. 1969. V. 12. P. 2616.

## ЕФЕКТИ НАГРІВАННЯ НЕЙТРАЛЬНОГО ГАЗУ В ДЖЕРЕЛІ ІСР

Азаренков М.О.<sup>1)</sup>, Гапон О.В.<sup>1)</sup>, Маслов В.І.<sup>2)</sup>, Нагорний В.Ю.<sup>3)</sup>

<sup>1)</sup> Харківський національний університет ім. В. Н. Каразіна, Харків 61022, м. Свободи, 4

<sup>2)</sup> ННЦ Харківський фізико-технічний інститут, Харків 61108, вул. Академічна, 1

<sup>3)</sup> Mattson Technology, Inc., 47131 Bayside Parkway, Fremont, CA 94538, USA

В плазмохімічних пристроях робочий газ може зазнавати нагрівання в змінному полі індуктора і завдяки взаємодії з електронами плазми. Нами проведено числове моделювання, що враховує конвекційний рух та нагрівання нейтрального газу. Показано, що зменшення густини нейтрального газу внаслідок нагрівання може суттєво впливати як на пробій нейтрального газу, так і на параметри плазми в стаціонарному режимі ІСР. Так, на етапі пробую струмені холодного нейтрального газу проходять крізь область високої напруженості електричного поля індуктора та зазнають розширення внаслідок нагрівання, що зумовлює зменшення пробійної напруги. Оскільки нагрівання має інтегральний характер, густина нейтрального газу в струмені сягає мінімуму на виході з цієї області, на деякій відстані від місця розташування максимуму поля індуктора. Конкуренція двох різноспрямованих градієнтів – напруженості електричного поля та густини нейтрального газу – визначає місце, де трапиться пробій, а також реактивну потужність, що необхідно для цього забезпечити. Аналогічно, за умов стаціонарного режиму розрахунки продемонстрували, що максимум густини плазми може зсуватися на десятки міліметрів в залежності від режиму напуску газу, його тиску та швидкості. В загальноживаних системах напуску газ вводиться до розрядної камери в аксіальному [1] або в радіальному напрямках [2]. Нами запропонований спосіб напуску газу, в якому, на відміну від існуючих аналогів, струмені газу мають порівняно великий кутовий компонент швидкості. Це дозволяє, по-перше, отримати більш однорідний потік реагентів в плазмовий реактор. По-друге, оскільки газові струмені здійснюють ковзний рух вздовж напрямку витків індуктора, збільшується час знаходження газу в області з максимальним полем індуктора, що підвищує ефективність вказаного сценарію пробую нейтрального газу.

### Посилання:

- [1] Y. Tanaka, T. Sakuta, J. Phys. D: Appl. Phys.35 (2002) 2149–2158,  
<https://doi.org/10.1088/0022-3727/35/17/311>  
 [2] D. Economou, PlasmaProcessPolym 2016,  
<https://doi.org/10.1002/ppap.201600152>

## СИСТЕМА СТВОРЕННЯ ГАЗОВИХ СУМІШЕЙ ДЛЯ СТЕЛАРАТОРА УРАГАН-2М

О.В. Лозін\*, Ю.В. Ковтун, В.Є. Моїсеєнко, С.М. Мазніченко, Д.І.Барон, М.М. Козуля,  
О.Ю. Красюк, В.М. Листопад, В.Ю. Грібанов, Ю.П. Марценюк

*Інститут фізики плазми, ННЦ “ХФТІ”, Харків, Україна  
Академічна, 1, Харків, 61108, Україна*

*\*E-mail: [alexlozin@gmail.com](mailto:alexlozin@gmail.com)*

Для проведення плазмових експериментів на термоядерних установках потрібні різні гази і газові суміші. Система напуску і створення газових сумішей потрібна для стеларатора Ураган-2М (У-2М) для вирішення завдань створення і нагріву плазми [1,2], а також для проведення експериментів по очищенню вакуумних поверхонь [3]. Підготовка газової суміші на У-2М в зазвичай проходила в кілька етапів, а створення газових сумішей проводилось у вакуумній камері У-2М. В результаті для зміни робочого тиску суміші газів в вакуумній камері був потрібен час більше 30 хвилин. Це практично не давало можливості швидко змінити тиск суміші газів під час експериментів.

Для досягнення більшої гнучкості в газопостачанні була розроблена, створена і встановлена система створення газових сумішей (СГС) на установці У-2М [4]. СГС основана на вже відомому способі отримання суміші газів шляхом послідовного напуску газів в робочий об'єм СГС. Гази напускались з окремих балонів високого тиску. Було проведено ряд експериментів зі створення газової суміші He + H<sub>2</sub> з різними їх відсотковими концентраціями. Результати вимірювань відсоткового співвідношення He + H<sub>2</sub> в камері змішування та вакуумній камері У-2М добре узгоджуються. Невеликі відмінності у відсоткових співвідношеннях, виміряних у СГС і в У-2М можуть бути пояснені похибками вимірювань. Дана система дозволяє змінювати тиск суміші робочих газів в камері У-2М при постійному відсотковому співвідношенні газів у суміші, а також дозволяє реалізувати стабільний напуск газової суміші заданого відсоткового складу до камери У-2М під час проведення експериментів зі створення і нагрівання плазми.

1. J. Schacht et al. Fusion Engineering and Design. (2012) v. 87, p. 1961-1966.
2. V.E. Moiseenko et al. J. Plasma Phys. (2020) v. 86, 905860517.
3. A.V. Lozin et al. Problems of Atomic Science and Technology. (2018) № 6, p. 50-53.
4. A.V. Lozin et al. Problems of Atomic Science and Technology. (2021) № 4, p. 195-199.

## КЕРУВАННЯ ПРОЦЕСАМИ ВЗАЄМОДІЇ ХВИЛЬ У ПЛАЗМІ

В.О.Буц<sup>2,3</sup>, А.Г.Загородній<sup>1</sup>, И.К.Ковальчук<sup>2</sup>, А.П.Толстолужский<sup>2</sup>

1. Інститут теоретичної фізики імені Боголюбова НАН України, 03187, Київ, Україна
2. Національний науковий центр “Харківський фізико-технічний інститут”, НАН України, 61108 Харків, Україна;
3. Інститут Радіоастрономії НАН України, 61002, Харків, Україна

При дослідженні процесів хвиля-хвиля в плазмі важливу роль відіграють трихвильові процеси. Найбільш важливу роль при цьому відіграють процеси розпаду. Процеси розпаду для багатьох додатків є корисним. Наприклад, при цьому енергія зовнішньої високочастотної хвилі може ефективно перетворюватися в енергію низькочастотних власних хвиль плазми, які, в свою чергу, ефективно гріють плазму.

Однак у багатьох інших випадках цей процес (процес розпаду) може бути небажаним. У цих випадках необхідним є механізм, який дозволяє придушити процеси розпаду. Принцип дзиги дозволяє знайти такі механізми. Використовуючи цей принцип, в даній роботі знайдені умови, при виконанні яких процес розпаду є пригніченим. Зокрема, виявилось, що збуджені в плазмі хвилі з круговою поляризацією не розпадаються. Більш того, показано, що в магнітоактивній плазмі в результаті наявності ефекту Фарадея власними хвилями є якраз хвилі з круговими поляризаціями. Якщо зберегти тільки одну з цих поляризацій, то процес розпаду також буде пригнічений. Є хороша якісна згода аналітичних та чисельних результатів.

## МОДЕЛЮВАННЯ ЗБУДЖЕННЯ АЛЬФВЕНІВСЬКИХ МОД ТЕРМОЯДЕРНИМИ АЛЬФА-ЧАСТИНКАМИ В ЕКСПЕРИМЕНТАХ НА ТОКАМАЦІ-РЕАКТОРІ ЖЕТ

В.Я.Голобородько<sup>1</sup>, В.Кіптілій<sup>2</sup>, Є.Казаков<sup>3</sup>, М.Фітджеральд<sup>2</sup>, М.Древаль<sup>4</sup>, С.Шарапов<sup>2</sup>

<sup>1</sup> *Інститут Ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна*

<sup>2</sup> *UKAEA, Culham Centre for Fusion Energy, Culham Science Centre, Abingdon, GB*

<sup>3</sup> *Laboratory for Plasma Physics, LPP-ERM/KMS, TEC Partner, Brussels, Belgium*

<sup>4</sup> *Харківський національний Університет ім. В.М. Каразіна, Харків, Україна*

Збудження власних Альфвенівських мод (АЕ), зумовлене альфа-частинками, спостерігалось при протіканні термоядерних реакцій  $D^3He$  на Об'єднаному європейському Торі (JET) з ITER-подібною стінкою (ILW) [1,2]. Для ефективного генерування термоядерних альфа-частинок в реакції синтезу  $D^3He$  був використаний 3-іонний радіочастотний (РФ) сценарій для прискорення інжекттованих йонів дейтерію (100 KeV) до більш високих енергій в плазмовій суміші D та  $^3He$  при високих концентраціях  $^3He$ . В цих експериментах спостерігалася велика різноманітність магнітогідродинамічних (МГД) мод, що збуджуються швидкими іонами, включаючи еліптичні власні моди Альфвена (ЕАЕ) з номерами мод  $n = -1$  та осесиметричними з  $n = 0$  у діапазоні частот ЕАЕ. Резонансні умови для мод з такими номерами вказують, що тільки швидкі йони з пітч-кутовими параметрами  $V_{||}/V < 0$  можуть збуджувати моди. Оскільки йони інжекції на токамаці JET мають пітч-кутові параметри  $V_{||}/V > 0$ , вони не можуть збуджувати моди з  $n = -1, 0$ . Це говорить про те, що ці моди збуджуються термоядерними альфа-частинками, що народжуються ізотропно. В той же час, мода з  $n = 0$  не може бути збуджена за рахунок просторових градієнтів функції розподілу альфа-частинок, а тільки при наявності позитивного градієнту їх функції розподілу по енергії  $\partial f_{\alpha} / \partial E > 0$ . Одночасне спостереження за цими модами вказує на наявність досить значної популяції альфа-частинок у плазмі з розподілом по швидкості у формі «гуза на хвості». В роботі досліджувалася часова еволюція функції розподілу альфа-частинок з урахуванням їх перемішування під час монстрових саутус збурень. В результаті перемішування D йонів інжекції та альфа-частинок ми вважали, що на функції розподілу альфа-частинок по енергії з'являвся бліп при енергіях народження. Цей бліп мав позитивний градієнт по енергії  $\partial f_{\alpha} / \partial E > 0$  та поширювався за рахунок гальмування на електронах в область низьких енергій, досягаючи резонансної енергії збудження Альфвенівських мод. Обраховано часову затримку між саутус зривом та збудженням мод, яка відповідає експериментальним спостереженням. Експериментальні докази збудження АЕ термоядерними альфа-частинками у плазмі  $D^3He$  підтверджуються нейтронною та гамма-діагностикою, а також вимірюваннями втрат швидких іонів.

1. M.Nocente et al., Nucl.Fusion **60** (2020) 124006

2. V.Kiptily et al., Nucl.Fusion **61** (2021) 114006, <https://doi.org/10.1088/1741-4326/ac26a2>

ШВИДКІ ЕЛЕКТРОМАГНІТНІ ХВИЛИ НА МЕЖІ АКТИВНОГО  
МЕТАМАТЕРІАЛУ

В.К. Галайдич, О.Є. Споров, В.П. Олефір, М.О. Азаренков

Харківський Національний університет ім. В.Н. Каразіна

61022, Україна, м. Харків, майдан Свободи, 4

Викладено результати теоретичного дослідження властивостей швидких поверхневих електромагнітних хвиль, що поширюються уздовж пласкої поверхні розділу між активним метаматеріалом та повітрям (або вакуумом). Їх фазова швидкість перевищує значення швидкості світла у вакуумі. Розглянуто випадок однорідного та ізотропного метаматеріалу. Досліджено дисперсійні властивості, просторове загасання хвилі, фазову та групову швидкості, а також просторовий розподіл електромагнітного поля власних ТЕ та ТМ мод такої хвилеводної структури. Показано, що в цій хвилеводній структурі можуть існувати швидкі поверхневі електромагнітні хвилі та досліджено їх властивості. Фазова швидкість хвилі з ТМ-поляризацією у кілька разів перевищує швидкість світла у вакуумі, тоді як фазова швидкість ТЕ-моди незначно перевищує швидкість світла у вакуумі. ТМ-мода є прямою хвилею у тім сенсі, що фазова та групова швидкості спрямовані в один бік. Групова швидкість ТМ-моди змінюється від нуля до половини швидкості світла у вакуумі, та досягає мінімуму за деякого значення частоти хвилі, що залежить від характеристик метаматеріалу. Показано, що глибина проникнення ТМ-моди в метаматеріал значно менша ніж у вакуум. ТЕ-мода є зворотною хвилею, в якій фазова та групова швидкості протилежно направлені. Абсолютне значення групової швидкості ТЕ-моди приблизно в шість разів менше за швидкість світла у вакуумі. На відміну від ТМ-моди, глибина проникнення ТЕ-моди в метаматеріал значно більша, ніж у вакуум. Вивчені швидкі поверхневі електромагнітні хвилі можуть бути використані як у теоретичних дослідженнях з фізики плазми, так і у практичних застосуваннях.

## КОНСТРУКЦІЯ І ЗАСТОСУВАННЯ ЖЕВРІЮЧОГО РОЗРЯДУ ТА КОМБІНОВАНОГО РОЗРЯДУ ДЛЯ ЧИСТКИ В СТЕЛАРАТОРІ УРАГАН-2М

Ю.В. Ковтун\*, В.Є. Моїсеєнко, С.М. Мазніченко, Є.В. Сюсько, І.К. Тарасов, А.В. Лозін,  
В.Б. Коровін, Є.Д. Крамской, М.М. Козуля, Д.І. Барон, В.М. Листопад, А.Ю. Красюк,  
Ю.П. Марценюк

*Інститут фізики плазми, ННЦ "ХФТІ", Харків, Україна  
Академічна, 1, Харків, 61108, Україна*

*\*E-mail: [Ykovtun@kipt.kharkov.ua](mailto:Ykovtun@kipt.kharkov.ua)*

Підготовка внутрішніх вакуумних поверхонь є невід'ємною частиною робочого циклу термоядерних установок, а розробка ефективних сценаріїв щодо чищення поверхонь є нагальною потребою. Найбільш поширеною технологією чищення внутрішніх поверхонь вакуумної камери є використання жевріючого розряду [1]. Перевагою жевріючого розряду є можливості реалізації його в великих вакуумних об'ємах та технічна простота. Істотним недоліком, є розпилення матеріалів у вакуумній камері під час розряду. Для зниження швидкості ерозії (розпилення) матеріалів стінки, необхідно зменшити енергію іонів. В жевріючому розряді зниження енергії іонів можна досягти за рахунок зниження розрядної напруги. Але напруга залишається занадто високою навіть при малих значеннях електричного струму. Знизити напругу можна за допомогою введення додаткової ВЧ потужності в діапазоні надвисоких частот (НВЧ), тобто реалізувати комбінований розряд.

Раніше на стелараторі Ураган-2М (У-2М) не використовувалася жевріючий розряд для чищення вакуумної камери. Наявність системи жевріючого розряду на У-2М дозволило б розширити експериментальні можливості при проведенні експериментів по чистки вакуумної камери. Тому, для реалізації жевріючого та комбінованого розрядів були розроблені, сконструйовані, виготовлені і встановлені на У-2М система жевріючого розряду та НВЧ система [2, 3].

В даній роботі представлено огляд систем жевріючого розряду та НВЧ. Проведено перші експериментальні дослідження жевріючого розряду в атмосфері аргону на У-2М [2]. Визначено залежність пробивної напруги від тиску аргону. Виміряні вольт-амперні характеристики (ВАХ) розряду в залежності від тиску робочого газу при відсутності і наявності магнітного поля.

У експериментах з комбінованим розрядом у плазму жевріючого розряду вводилася додатково НВЧ потужність [3]. Введення НВЧ потужності до вакуумної камери здійснювалося за допомогою штирової антени. На протязі введення потужності спостерігалось зменшення напруги на жевріючому розряді. Біла виміряна ВАХ комбінованого розряду. Напруга на розряді у разі комбінованого розряду зменшувалася на  $\Delta U = 32-57$  В. Величина  $\Delta U$  залежала від тиску аргону та введеної НВЧ потужності. Після вимкнення НВЧ потужності, напруга на жевріючому розряді збільшувалася до її раніше виміряного значення без НВЧ. Проведені дослідження показали можливість реалізації комбінованого розряду в достатньо великій вакуумній камері об'ємом  $\sim 4$  м<sup>3</sup> при достатньо невеликій введеної потужності.

1. Winter, J. Plasma Phys. Control. Fusion. (1996). v. 38, 1503-1542
2. Yu.V. Kovtun et al. Problems of Atomic Science and Technology. (2021) № 1, p. 19-24.
3. Yu.V. Kovtun et al. Sci. innov. (2021). v. 17, p. 33-43.

## ПРО ВПЛИВ ЩІЛЬНОСТІ НА ВЛАСТИВОСТІ НЕІДЕАЛЬНОЇ ПЛАЗМИ ПІДВОДНИХ РОЗРЯДІВ

П. В. Порицький, Л. М. Свята

E-mail: [poryts@kinr.kiev.ua](mailto:poryts@kinr.kiev.ua), [lsvjat@kinr.kiev.ua](mailto:lsvjat@kinr.kiev.ua)

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна*

Наразі застосування підводних розрядів поширюється в зв'язку із розвитком інфраструктури та кількості рухомих та нерухомих підводних об'єктів, що викликається розширенням судноплавства та розвитком нафтогазової промисловості та транспорту. Підводні розряди залишаються майже єдиним засобом для ремонту та доробки таких об'єктів у підводному середовищі.

Плазма таких розрядів є складним багатокомпонентним середовищем, що контактує з рідиною за високих тисків. В реальних умовах в плазму розрядів у воді неодмінно потрапляє крім розчинених в ній речовин, випарений матеріал електродів та провідників, через які підводиться струм до плазми, або які застосовуються для ініціювання розрядів із-за високих ізоляційних властивостей води. Атоми таких домішок можуть суттєво впливати на властивості плазми підводних розрядів. Вони викликають зміни у розподілах струму та енерговиділення в розрядних каналах, впливають на формування їх структури та динаміку розвитку.

Проте властивості плазми розрядів у водному середовищі при підвищених тисках залишаються слабо вивченими. З одного боку це пов'язано із різноманітністю процесів у багатокомпонентному плазмовому середовищі при підвищених температурах та тисках, а з другого із неоднозначністю підходів до вивчення такого середовища.

В даній роботі розглядається методика розрахунку термодинамічних та транспортних властивостей щільної неідеальної плазми дугових та імпульсних розрядів у водному середовищі в діапазоні тисків 0.1-1000 МПа та температурному діапазоні 300-30000 К. Розрахунок транспортних властивостей плазми проводився на основі методу Греда відповідно до викладеного у роботі [1] з поправками на ефекти не ідеальності плазми, які викликані високою щільністю плазмового середовища. Результати розрахунків порівнювалися з наявними результатами інших робіт [2] та розрахунками за лоренцевої теорією.

Показано, що властивості багатокомпонентного плазмового середовища підводних розрядів мають яскраво виражений немонотонний характер. Це викликається як багатокомпонентністю середовища, так і впливом ефектів неідеальності внаслідок високої щільності середовища. Поява металевих домішок, як правило, призводить до підвищення провідності та густини енергії у плазмі, але можлива ситуація, коли навпаки металеві домішки знижують провідність плазми. Слід звернути увагу на те, що температурні залежності мають характерні максимуми, зумовлені процесами дисоціації та іонізації (у випадку атомарного газу перший "дисоціативний" максимум відсутній). Звернемо також увагу на той факт, що для випадку водяної пари "дисоціативний" максимум має вигляд одного піку, хоча дисоціація молекули води відбувається декількома шляхами. Така картина процесу характерна загалом для двомолекулярного газу, зокрема, водню. Враховуючи те, що для водяної пари абсолютна величина вказаних максимумів визначається в основному рухомістю атомів та іонів водню, як найлегших атомних частинок в суміші, можна зробити висновок про подібність властивостей термічної плазми водню та водяної пари. Як наслідок, слід також очікувати подібність властивостей розрядів у зазначених середовищах.

Зазначимо, що наразі мають місце суттєві розбіжності між величинами транспортних властивостей багатокомпонентної плазми, що розраховані із використанням різних моделей. Отже властивості плазми підводних розрядів потребують подальшого вивчення.

1. Porytsky P., et al. Phys.Plasmas 2013, **20**, 023504.
2. Coufal O. J.Phys.D: Appl.Phys. 2007,**40**,3371..



## РОЗВИТОК ЗОНДУВАННЯ ПЛАЗМИ ПУЧКОМ ВАЖКИХ ІОНІВ НА СТЕЛЛАРАТОРІ TJ-II.

О.Д. Комаров<sup>1</sup>, Л.І. Крупнік<sup>1</sup>, О.С. Козачок<sup>1</sup>, О.І. Жежера<sup>1</sup>, Г.М. Дешко<sup>1</sup>, С.М. Хребтов<sup>1</sup>,  
О.О. Чмига<sup>1</sup>, Ю.І. Ташев<sup>1</sup>, К. Ідальго<sup>2</sup>, Х. Лопес<sup>2</sup>, А. Молінеро<sup>2</sup>, Х.Л. де Паблос<sup>2</sup>,  
О.В. Мельніков<sup>3</sup>, Л.Г. Єлісеєв<sup>3</sup>, В.А. Маврін<sup>3</sup>, С.В. Перфілов<sup>3</sup>, С.С. Лисенко<sup>3</sup>

<sup>1</sup> *Інститут Фізики Плазми, ННЦ ХФТІ, 61108, Харків, Україна*

<sup>2</sup> *Асоціація EURATOM-CIEMAT, 28040, Мадрид, Іспанія*

<sup>3</sup> *Інститут Фізики Токамаків, НДЦ «Курчатівський Інститут»*

Метою доповіді є показати розвиток діагностики методом зондування плазми пучками важких іонів (ЗППВІ) на стеллараторі TJ-II і, як результат, розширення діапазону вимірювань параметрів плазми. ЗППВІ - це унікальна діагностика для безпосереднього вимірювання електричного потенціалу плазми, профілів густини плазми та частотних характеристик турбулентності у тороїдальній плазмі.

Перший ЗППВІ (ЗППВІ -1) був встановлений на стеллараторі TJ-II в CIEMAT, Мадрид, Іспанія в 1998 році. Ця система ЗППВІ мала наступні параметри – енергія пучка іонів цезію 127 кеВ і струмом до 50  $\mu$ А, діаметр пучка іонів у плазмі 10 мм. Струм вторинних іонів вимірювався 1-щілинним електростатичним аналізатором 30<sup>0</sup> Прока-Гріна у частотній області до 125 кГц. Ця діагностична система дозволяє вимірювати потенціал плазми, профілі густини з їх флуктуаціями вздовж усього перерізу плазми від сторони низького магнітного поля (LFS) до сторони високого поля (HFS) через центр плазми.

Другий ЗППВІ (ЗППВІ -2) введений у дію з 2012 року. Діагностичний інжектор ЗППВІ -2 дозволяв отримувати пучок іонів Cs<sup>+</sup> з енергією до 132 кеВ та струмом іонів до 100  $\mu$ А та діаметром іонного пучка в об'ємі плазми 10 мм. Струм та енергію вторинних іонів вимірювали двома 30<sup>0</sup> електростатичними аналізаторами Прока-Гріна з 5 щілинами в кожному, частотна область вимірювання до 500 кГц. ЗППВІ-1 і ЗППВІ 2 проводять вимірювання у подібному поперечному перерізі вакуумної камери стелларатора TJ-II, діагностики розташовані тороїдально один від одного на 90 градусів. Відстань між точками вимірювання у тороїдальному напрямку до 2,5 м. Нові можливості подвійної діагностики ЗППВІ у дослідженнях потенціалу та густини плазми були продемонстровані на стеллараторі TJ-II у вимірах кореляції на великій відстані між параметрами плазми в різних полоїдальних та тороїдальних локаціях: на одній лінії поля, на тій самій магнітній поверхні або на різних магнітних поверхнях в різних точках, які розділені тороїдально та/або полоїдально.

Після модернізації діагностичних комплексів та налаштування системи фокусування первинного іонного пучка, струми іонів були збільшені до 200  $\mu$ А у ЗППВІ-1 та до 800  $\mu$ А у ЗППВІ-2. Це дозволило збільшити співвідношення сигнал/шум більш ніж удвічі в периферичних та центральних областях плазми. Нова система фокусування іонного пучка ЗППВІ-2 дозволяє змінювати енергію пучка від 50 до 170 кеВ при фіксованому струмі первинного іонного пучка. Результатом модернізації є можливість отримання 2D-карти для профілів густини та потенціалу з їх флуктуаціями практично для всього вертикального поперечного перерізу плазми у частотній області до 1 МГц.

На даний час подвійний ЗППВІ комплекс бере участь в усіх пілотних фізичних програмах стелларатора TJ-II, це - зональні потоки, L-H переходи, характеристики ELM, режими Альфвенівських мод, МГД активність, експерименти з пелетами і т.д.

PACS: 52.70.Nc

**РОЗПОДІЛ 0,2...4,5 кеВ ІОНІВ ПЛАЗМИ У РОЗРЯДАХ СТЕЛАРАТОРНОЇ ТА ГІБРИДНОЇ КОНФІГУРАЦІЙ НА УРАГАНІ-2М**

Р.О. Павліченко, М.Б. Древаль, О.С. Славний, А.М. Шаповал, М.М. Махов

*Інститут фізики плазми,  
Національного наукового центру «Харківський фізико - технічний інститут»*

Потік нейтралів перезарядки вимірювався аналізатором нейтральних частинок у плазмових розрядах, що підтримуються радіочастотною W7-X-подібної антеною у стелараторі Ураган-2М (У-2М). Цей потік нейтралів відповідає перпендикулярній енергії іонів плазми. Проведені вимірювання допомогли з'ясувати, що потоки нейтралів перезарядки в чисто водневому розряді ( $B_0 = 0,36$  Тл,  $f = 4,926$  МГц) у стелараторній конфігурації (ефективна перпендикулярна температура іонів  $T_{\perp} \approx 450$  еВ) менш енергійні в порівнянні з гібридною конфігурацією (у випадку вимкнення однієї з магнітних котушок тороїдального поля) У-2М ( $T_{\perp} \approx 800$  еВ).

За умов експериментів коли ВЧ-розряд утворюється в стелараторній конфігурації з сумішшю гелію і водню ( $B_0 = 0,351$  Тл;  $f = 5,156$  МГц,  $P = 6 \cdot 10^{-4}$  Торр) показує більш енергійні потоки нейтралів перезарядки ( $T_{\perp} \approx 1$  кеВ). Чисельний розрахунок розподілу іонної циклотронної частоти в плазмі У-2М, а також пряме вимірювання ВЧ частоти магнітним датчиком показують, що іонна циклотронна частота присутня в обсязі плазми всіх розглянутих розрядів.

Ця робота демонструє експериментальні докази зв'язків між іонно -циклотронною зоною та нагріванням іонів. Отримана інформація може бути використана для подальших досліджень механізмів радіочастотного нагрівання іонів у стелараторі Ураган-2М та може надати важливу інформацію щодо радіочастотного очищення металевих поверхонь вакуумних камер термоядерних пристроїв.

## ОСОБЛИВОСТІ ЗАПАЛЮВАННЯ РОЗРЯДУ ПОСТІЙНОГО СТРУМУ МІЖ ПЛОСКИМИ ЕЛЕКТРОДАМИ

В. Лісовський, Є. Баннікова, С. Дудін, Д. Дудін, І. Леснік, Р. Осмаєв  
*Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна, м. Харків, Україна*

У цій роботі досліджено запалювання розряду постійного струму між плоскими електродами у довгій трубці. Криві запалювання вимірювалися двома різними експериментальними методиками: 1) при фіксованих значеннях відстані  $L$  між електродами вимірювалась пробійна напруга в широкому діапазоні тиску газу  $U(p)$ ; 2) при фіксованих значеннях тиску газу  $p$  вимірювалась пробійна напруга для різних значень проміжків між електродами  $U(L)$ . Криві запалювання, виміряні за допомогою першого метода, добре описується законом Пашена при малих відстанях ( $L \leq 5$  см) між електродами. При збільшенні  $L$  криві запалювання зсуваються у діапазон більш низького тиску, а на графіку  $U(pL)$  ці криві практично накладаються одна на одну. При більших відстанях  $L$  спостерігається зсув кривих запалювання як у діапазон більш низького тиску, так й більш високої пробійної напруги. Мінімуми кривих запалювання  $U(pL)$  лежать на прямій лінії, яка відповідає максимальній іонізаційній спроможності електронів (константі Столетова). При зменшенні тиску газу криві запалювання  $U(pL)$ , виміряні за допомогою другого метода, зсуваються у діапазон більш високих пробійних напруг та менших величин добутку  $pL$ , але їх ліві гілки для всіх значень тиску співпадають. У мінімумі таких кривих запалювання іонізаційна спроможність електронів не є максимальною внаслідок значних дифузійних втрат електронів та неоднорідного осьового розподілу напруженості електричного поля. З'ясовано, що критерій пробою у однорідному полі задовільно описує криві запалювання, виміряні першим та другим методами, у випадку вузьких проміжків та високого тиску газу. Але при великих відстанях  $L$  та низькому тиску узгодження результатів експериментів та розрахунків погіршується, розраховані криві запалювання проходять нижче, ніж виміряні.

З'ясовано, як критерій пробою у довгих трубках [V.A. Lisovskiy, S.D. Yakovin, V.D. Yegorenkov, J. Phys. D. **33** (2000) 2722] описує криві запалювання, виміряних першим та другим методами. Для першого методу розраховані криві запалювання добре узгоджуються з експериментальними результатами при вузьких проміжках між електродами (5 см та менше) в широкому діапазоні значень добутку  $pL$ . Але при більших відстанях  $L$  узгодження результатів експериментів та розрахунків погіршується, тобто розраховані криві запалювання проходять нижче, ніж виміряні. Важливо, що у мінімумах як розрахованих, так й експериментальних кривих запалювання іонізаційна спроможність електронів є максимальною (відповідає константі Столетова). Для другого метода криві запалювання  $U(pL)$ , розраховані для значень тиску 1 Торр й вище, практично накладаються одна на одну та на експериментальні криві. При зниженні тиску спочатку розрахована права гілка проходить помітно вище інших кривих (для 0,2 Торр), а потім й криві запалювання цілком зсуваються в діапазон більш високих пробійних напруг й малих значень добутку  $pL$  (для 0,05 Торр й особливо 0,015 Торр). Як у першому методі, так й у цьому випадку експериментальні криві запалювання проходять суттєво вище, ніж розраховані. Таке розходження між розрахованими та експериментальними кривими запалювання є наслідком того, що наведений критерій пробою був отриманий для випадку однорідного електричного поля. Але у довгих трубках за умов низького тиску неоднорідний розподіл напруженості електричного поля значно погіршує процес іонізаційного розмноження. Для нього коефіцієнт іонізаційного розмноження буде набагато меншим, ніж для однорідного електричного поля, що й призводить до зменшення розрахованих за допомогою критерію пробійних напруг у порівнянні з експериментальними кривими запалювання. Криві запалювання, розраховані нами за допомогою кода ООРІС, значно краще узгоджуються з результатами експериментів.

## СПЕКТРАЛЬНО–ПРОСТОРОВИЙ АНАЛІЗ ПЛАЗМОХІМІЧНИХ ПРОЦЕСІВ КОНВЕРСІЇ ВУГЛЕКИСЛОГО ГАЗУ В ТЛЮЧОМУ РОЗРЯД

В. Лісовський, П. Платонов, С. Дудін

*Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна, м. Харків, Україна*

У цій роботі розроблено автоматизовану діагностичну установку, методики вимірювання та програмне забезпечення, які забезпечили повну автоматизацію мас-спектрометричних і оптичних спектрометричних вимірювань. Отримано сімейства залежностей коефіцієнта конверсії та енергетичної ефективності конверсії від потужності, що вводиться в розряд, газопотоків  $\text{CO}_2$ , питомого енерговкладу (specific energy input - SEI) у широкому діапазоні значень тиску в розрядній камері, включаючи тиск, характерний для марсіанської атмосфери (5 Торр). Вивчено просторову еволюцію процесу конверсії за допомогою спектрально-просторового аналізу.

Виміряні вольт–амперні характеристики є практично стабілітронними у випадку вузького проміжку між електродами внаслідок горіння розряду всередині катода-трубки у нормальному режимі. У випадку довгої трубки майже вся вона заповнена позитивним стовпом з вольт-амперною характеристикою, що має негативний нахил. Тому поведінка вольт-амперної характеристики усього розряду визначається процесами у довгому позитивному стовпі.

Показано, що за малих значень потоків швидкість спрямованого руху газу по трубці невелика, тож встигає відбуватися дифузійне перемішування газів. У цьому випадку склад газової суміші по всій довжині приблизно однаковий, а значить по всій довжині енерговклад відбувається як в  $\text{CO}_2$ , так і в продукти реакції, що знижує енергетичну ефективність.

З'ясовано, що процеси у порожнистому катоді та позитивному стовпі однаково важливі для підвищення енергетичної ефективності конверсії  $\text{CO}_2$ . Але за низьких значень потоку газу конверсія практично не залежить від газопотоку, руху газу уздовж трубки практично немає. Дифузія робить усі розподіли по довжині трубки більш однорідними. Газ "стоїть на місці" при певному тиску, а результат конверсії визначається конкуренцією процесів прямої і зворотної конверсії, що залежить від струму розряду, а не від газопотоків.

Показано, що за умов наших експериментів коефіцієнт конверсії досягає 85%, але енергетична ефективність поки що не перевищує 10% внаслідок втрат потужності на прискорення позитивних іонів, нагрів катода та трубки, збудження молекул газу та продуктів конверсії електронними ударами. Знайдено, що найбільша ефективність конверсії спостерігається у діапазоні 5–10 Торр, тоді як енергетична ефективність монотонно падає з ростом тиску.

За допомогою оптичного спектрометра з'ясована динаміка конверсії по довжині позитивного стовпа та визначена роль дифузії у рівноміризації поздовжніх розподілів молекул  $\text{CO}_2$ ,  $\text{CO}$ ,  $\text{O}_2$  та атомів кисню  $\text{O}$  й вуглецю  $\text{C}$ . Ми виміряли низку осьових розподілів інтенсивностей ліній випромінювання для різних значень потоку газу, розрядного струму та тиску газу. Показано, що при низькому потоку  $\text{CO}_2$  продукти дисоціації перемішані уздовж позитивного стовпа внаслідок процесу дифузії й спостерігаються практично рівномірні поздовжні розподіли молекул  $\text{CO}_2$ ,  $\text{CO}$ ,  $\text{O}_2$  та атомів кисню  $\text{O}$  й вуглецю  $\text{C}$ , а біля анода інтенсивності ліній не досягають нуля, а мають деяку величину. При збільшенні потоку газу на ближчій до анода частині позитивного стовпа дифузійне перемішування значно менше впливає на осьовий розподіл концентрацій атомів та молекул, що виникають під час конверсії вуглекислого газу, ніж на другій частині стовпа, що ближче до катода. Максимальні інтенсивності ліній спостерігаються при потоках  $\text{CO}_2$  10–20 sccm.

## ГРАНИЦЯ ВИНИКНЕННЯ ГЕОДЕЗИЧНОЇ АКУСТИЧНОЇ МОДИ В ЗАЛЕЖНОСТІ ВІД $\beta$

**Б.С. Лепявко**

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна*

Робота [1] описує глобальну геодезичну акустичну моду (global geodesic acoustic mode, GGAM), використавши зв'язок гармонік Фур'є електромагнітного поля через параметр  $\beta$ . Виведене рівняння було проаналізовано, а також було визначено й описано умови його застосовності. Цей аналіз дозволив проаналізувати радіальну структуру мод чисельними методами, варіюючи окремі параметри, наприклад,  $\beta$ . Було помічено, що при достатньо низьких значеннях параметра  $\beta$  GGAM не спостерігається. У даній роботі автори навели виведення звичайного диференційного рівняння для опису радіальної структури поля  $\delta\Phi$ . У роботі, що доповідається, пропонується інший шлях для обґрунтування зникнення GGAM при зменшенні  $\beta$  нижче певного значення.

Запропонований підхід ґрунтується на рівняннях з роботи [2], яка використовує спрощену магнітогідродинамічну модель (а саме, у ній вважається, що швидкий рух частинок у перпендикулярному до магнітного поля напрямку відсутній). У цьому наближенні було виведено рівняння для опису геодезичної акустичної моди в токамаках. Оскільки ця спрощена модель здається цілком застосовною і для випадку, описаному в роботі [1], її було використано для того, щоб продемонструвати зникнення GGAM при достатньому зменшенні величини  $\beta$ .

Проведено чисельний аналіз наведених рівнянь і показано виникнення моди при різних значеннях  $\beta$ , а також запропоновано аналітичне обґрунтування зникнення моди при достатньо низьких його значеннях.

1. H. Ren, L. Wei, D. Zhang and X.Q. Xu, Phys. Plasmas **27** (2020) 042504
2. O. P. Fesenyuk, Ya. I. Kolesnichenko, H. Wobig and Yu. V. Yakovenko, Phys. Plasmas **9**, 1589 (2002).

## РОЗІГРІВ І ПЕРЕРОЗПОДІЛ ГУСТИНИ ПЛАЗМИ ПРИ ІНЖЕКЦІЇ ПОСЛІДОВНОСТІ КОРОТКИХ ЕЛЕКТРОННИХ ЗГУСТКІВ

О. К. Винник, І. О. Анісімов

*Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Факультет радіофізики, електроніки та комп'ютерних систем, Київ, Україна*

Збудження кільватерних хвиль у плазмі являє інтерес з точки зору створення наступного покоління прискорювачів заряджених частинок та ряду інших пристроїв і застосувань. Можливим способом збудження цих хвиль є інжекція в плазму релятивістських електронних згустків [1]. Ряд переваг мають схеми з інжекцією резонансної послідовності згустків. Проте вони мають ряд специфічних особливостей.

Серед іншого, досі не до кінця вивченим є ефект насичення амплітуди кільватерних хвиль після інжекції певної кількості електронних згустків [2]. З метою перевірки гіпотези про зміни параметрів фонові плазми, як важливий чинник створення ефекту насичення амплітуди, було проведено комп'ютерне моделювання з використанням РІС коду PiCoPiC [3]. Воно показало, що амплітуда кільватерного поля, збудженого резонансною послідовністю коротких релятивістських електронних згустків, насичується з подальшим спаданням після майже лінійного зростання на початковій стадії збудження. Така поведінка спричинена деформацією просторового розподілу густини плазми. Визначальним фактором у зміні цього розподілу є високочастотне витискання плазми, викликане неоднорідним розподілом напруженості електричного поля кільватерної хвилі. Додатковий аналіз даних виявив складну структуру радіального профілю напруженості, що дозволила пояснити зміну просторового розподілу густини плазми. У свою чергу, це спричиняє вихід системи з резонансу і, відповідно, насичення, а потім і падіння амплітуди збудженої хвилі.

При виштовхуванні плазми до приосьових областей, спостерігається нагрівання як електронної, так і іонної компоненти плазми. Нагрівання електронної компоненти зумовлено нагрівною нестійкістю. Картина нагріву іонної компоненти суттєво відрізняється і, судячи з моделювання, має адіабатичну природу. Проте це питання потребує детальнішого вивчення.

Оскільки деформація радіального профілю густини плазми перешкоджає збудженню інтенсивних кільватерних хвиль, запропоновано кілька методів, направлених на перешкодження просторовій деформації густини плазми. Зокрема, запропоновано використання плазми з важкими іонами. Так, використання цезієвої плазми приводить до збільшення часу лінійного збільшення амплітуди кільватерної хвилі і, відповідно, максимальної її амплітуди, до 1.5 разів. Іншим потенційним механізмом зменшення деформації радіального профілю густини плазми може бути радіальне профілювання згустків. Проте, цей механізм виявився не ефективним, оскільки початковий профіль згустку швидко руйнується під дією кільватерного поля.

1. I. Blumenfeld et al., "Energy doubling of 42 GeV electrons in a metre-scale plasma wakefield accelerator," *Nature*, vol. 445, no. 7129, pp. 741–744, Feb. 2007.
2. K. Lotov, V. Maslov, I. Onishchenko, and E. Svistun, "Simulation of plasma wakefield excitation by a sequence of relativistic electron bunches," *Problems of Atomic Science and Technology*, vol. 6, pp. 114–116, 2008.
3. O.K. Vynnyk, I.O. Anisimov, "PiCoPiC: 2.5-d particle-in-cell code, optimized for simulation of beam-plasma interactions," *Problems of Atomic Science and Technology*, vol. 6 (130), pp. 59–63, 2020.

## РЕЗУЛЬТАТИ ДОСЛІДЖЕНЬ РЕЛАКСАЦІЇ ДОВГОЖИВУЧИХ ПЛАЗМОВИХ УТВОРЕНЬ ЩІЛЬНОЇ ПЛАЗМИ ІМПУЛЬСНИХ РОЗРЯДІВ У ВОДІ З ДОМІШКАМИ ЗАЛІЗА

О.А. Федорович, Л.М. Войтенко, В.В. Гладковський, О.В. Гладковська, В.О. Петряков  
Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, oafedorovich@kinr.kiev.ua

Релаксація щільної плазми, яка утворюється при імпульсних розрядах у воді (ІРВ) при добавках домішок різних матеріалів не досліджувалась. В літературі практично відсутні дані про вплив домішок на параметри та властивості щільної плазми ІРВ.

В роботах [1-4] приведена нова методика визначення концентрації щільної плазми при концентраціях електронів, які перевищують  $10^{19}$  см<sup>-3</sup>. Методика базується на визначенні самого високого рівня атому, який спостерігається на спектрах поглинання випромінюваного суцільного спектру плазми. За таблицями спектральних ліній визначається енергія верхнього рівня, який спостерігається на спектрах. Знаючи потенціал іонізації атомів домішок елементів у водяній плазмі і віднявши від нього потенціал збудження самого високого рівня досліджуваного елемента домішки визначається величина «оптичної щілини». «Оптична щілина», або «ефект нереалізації» рівнів атомів відбувається в потужних змінних мікрополях, які виникають при високих концентраціях електронів в щільній плазмі. Величина напруженостей цих полів співрозмірна з всерединоатомними напруженостями електричних полів). Під впливом цих мікрополів відбувається зникнення рівнів в спектрах збуджених атомах в щільній плазмі, який називають «ефектом нереалізації» рівнів збуджених атомів. В роботах [1,3] встановлено залежність величини «оптичної щілини» в оптичному спектрі від концентрації електронів.

По величині «оптичної щілини» встановлюється значення концентрації електронів плазми в даний момент часу. Визначивши зміну концентрації з часом можна визначити коефіцієнти розпаду плазми. Коефіцієнтів розпаду для щільної плазми металів в літературі немає. Знання цього параметру плазми дуже важливі для багатьох перспективних розробок науки і техніки та важливі для космічних досліджень.

Дослідження розпаду щільної плазми ІРВ з домішками атомів заліза (Fe) проводились на установці описаній у роботах [1-4]. В цих же роботах приведені методики експериментальних досліджень параметрів плазми та розрахунків коефіцієнтів розпаду воднево-кисневої плазми та плазми з домішками атомів вольфраму.

Одержано розгорнуті в часі та у просторі спектри випромінювання ІРВ з домішками заліза. Для обробки спектрів випромінювання (поглинання) була проведена модернізація мікрофотометра МФ-4, що дозволило одержати інформацію у вигляді цифрових та графічних файлів на компютері. Проведена обробка графіків спектрів розгорнутих в часі через 5 мкс. Обробка графіків спектрів дозволила одержати динаміку зміни спектрів поглинання у часі. Визначалась концентрація електронів щільної плазми ІРВ з домішками атомів заліза в різні моменти часу. За результатами вимірювань динаміки спектрів визначено значення величин концентрації електронів в різні моменти часу, що дозволило визначити коефіцієнти розпаду щільної плазми ІРВ з домішками атомів заліза. Порівняння коефіцієнтів розпаду досліджуваної плазми з коефіцієнтами розпаду плазми ІРВ з домішками W дали результати, які узгоджуються при однакових концентраціях електронів в плазмі ІРВ при концентраціях електронів  $10^{20}$ - $10^{21}$  см<sup>-3</sup>.

### Література

1. Федорович О.А., Войтенко Л.М. // ВАНТ Серія «Плазменная электроника и новые методы ускорения» №4, 2013, С. 217-222.
2. Федорович О.А., Войтенко Л.М. // ВАНТ Серія «Плазменная электроника и новые методы ускорения» №4, 2013, С. 223-228.
3. Федорович О.А. // Теплофизика высоких температур 2014, т.52, № 4, С.524-534.
4. Fedorovich O.A. Voitenko L.M. // Problems of atomic Science and Technology. 2011, №1, series: Plasma Physics (17). P 122-124.

## ПЛАЗМОВО-КАТАЛІТИЧНЕ РЕФОРМУВАННЯ ЕТАНОЛУ У ВИХРОВИХ ПОТОКАХ ЗА РІЗНИХ ТЕМПЕРАТУР У РЕАКЦІЙНІЙ КАМЕРІ

І. І. Федірчик, В. Я. Черняк, В. В. Юхименко, О. М. Цимбалюк

*Київський національний університет імені Тараса Шевченка*

У дослідженні розглянуто зміни продуктивності виходу водню під час гібридного плазово-каталітичного реформування етанолу з використанням обертового ковзного розряду у вихрових потоках за різних температур у реакційній камері системи для реформування. Реформування етанолу було проведено за температур стінки реакційної камери від 500 °С до 700 °С. Змодельовано кінетику процесів реформування проведеного в діапазоні температур реакційної камери від 1000 К до 1500 К. У роботі зроблено порівняння результатів експериментів з результатами моделювання.

Обертвий ковзний розряд вже понад два десятиліття успішно використовується як джерело нерівноважної плазми атмосферного тиску [1–2]. Використання вихрових потоків для обертання розрядного каналу обертового ковзного розряду дозволяє спростити розрядні системи та уникнути необхідності додаткового механічного чи магнітного механізму обертання розрядного каналу. У цій роботі проведено експериментальні дослідження плазово-каталітичного реформування етанолу та зроблено порівняння отриманих даних з результатами числового моделювання кінетики плазмохімічних процесів під час реформування з метою дослідження впливу температури реакційної камери на виходом водню під час плазово-каталітичного реформування у системі з джерелом плазми на основі обертового ковзного розряду у вихрових потоках.

Для моделювання кінетики реформування було використано програми ZDPlasKin та BOLSIG+. Для розрахунків було застосовано нову фізичну модель, яка ділить реакційну камеру на плазову зону, в якій відбувається утворення плазми, та реакційну зону, в якій відбувається взаємодія плазми з рештою реагентів. Плазова зона розраховувалася виходячи з експериментальної обертової температури плазми (3500 К), та зі значення напруженості електричного поля визначеної для обертового ковзного розряду у вихрових потоках (300 В/см). Температури в реакційній зоні під час моделювання були в діапазоні від 1000 К до 1500 К.

Результати експериментального дослідження та моделювання свідчать про підвищення виходу водню зі зростанням температури реакційної камери під час реформування. Згідно результатів комп'ютерного моделювання кінетики реакцій плазово-каталітичного реформування етанолу, напрацювання водню в реакторі відбувається нелінійно та має декілька етапів. Тривалість даних етапів залежить від температури в реакційній камері. Результати моделювання показують, що плазма найсильніше впливає на реформування на першому етапі напрацювання водню. Зміна концентрацій компонентів на цьому етапі відповідає розщепленню молекул етанолу завдяки реакціям з атомарним воднем і стрімкому зменшенню концентрації молекулярного кисню у реакційній зоні системи. Моделювання показало, що молекули азоту значно впливають на процеси під час плазово-каталітичного реформування етанолу з використанням повітря як плазового газу незважаючи на незначні зміни їхньої концентрації.

- [1] A. Czernichowski, Plasmas pour la destruction de l'H<sub>2</sub>S et des mercaptans, Oil Gas Sci. Technol. 54 (1999) 337–355.
- [2] S.P. Gangoli, A.F. Gutsol, A.A. Fridman, A non-equilibrium plasma source: magnetically stabilized gliding arc discharge: II. Electrical characterization, Plasma Sources Sci. Technol. 19 (2010) 065004.



## СТРУКТУРА ШВИДКИХ МАГНІТОЗВУКОВИХ МОД З ВИСОКИМИ ЧАСТОТАМИ

О. С. Бурдо, Я. І. Колесниченко, Т. С. Руденко*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна*

Більшість робіт, присвячених магнітогідродинамічним модам у тороїдальній плазмі, стосуються альфвенових мод. Між тим, швидкі магнітозвукові моди (ФММ) [також відомі як компресійні альфвенові власні моди (САЕ) та магнітоакустичні моди] також можуть відігравати важливу роль. Ймовірно, високочастотні ФММ (моди з частотами вище йонної гірочастоти,  $\omega \geq \omega_{Bi}$ ) є відповідальними за над-теплове йонно-циклотронне випромінювання (ІСЕ) у термоядерних пристроях. Схоже, вони відіграли роль у деякому поліпшенні параметрів плазми у дейтерієво-трітієвих розрядах в DTE1-експериментах на установці JET [1]. Більшість теоретичних робіт про структуру ФММ використовують ідею, висловлену у [2, 3], що комбінація радіальної зміни густини йонів  $n_i(r)$  та полоїдального хвильового числа  $k_g = m/r$  призводить до утворення потенційної ями, яка дозволяє формування власної моди, локалізованої у кільцевій області, яка розташована, зокрема, біля краю плазми. Цю модель, однак, важко узгодити з експериментами, де спостерігалось йонно-циклотронне випромінювання з ядра плазми, див. [4, 5]. Перший крок для розв'язання цієї проблеми було зроблено у [6], де було показано, що локалізована на краю плазми ФММ, яка виникає завдяки неоднорідності плазми, є окремим випадком цих мод. Згідно з [6], існують високочастотні ФММ,  $\omega \geq \omega_{Bi}$ , які займають значну частину перерізу плазми та ФММ, що мають максимальні амплітуди у ядрі плазми. Крім того, були виявлені полоїдально-симетричні моди з максимальними амплітудами на магнітній осі. Однак описані результати отримані у простій моделі циліндричної плазми. Тому в цій роботі ми вивчаємо вплив тороїдальності на високочастотні ФММ. Виведено відповідні рівняння та розробляється код, що їх розв'язує. Отримані шляхом розв'язання цих рівнянь результати будуть представлені у цій презентації.

1. Ya.I. Kolesnichenko, V.V. Lutsenko, M.H. Tyshchenko, H. Weisen, Yu.V. Yakovenko, JET Contributors, Nucl. Fusion **58** (2018) 076012.
2. S.M. Mahajan, David W. Ross, Phys. Fluids **26** (1983) 2561.
3. B. Coppi, S. Cowley, R. Kulsrud, P. Detragiache, F. Pegoraro, Phys. Fluids **29** (1986) 4060.
4. R. Ochoukov, et al., Rev. Sci. Instrum. **89** (2018) 10J101.
5. K.E. Thome, D.C. Pace, R.I. Pinsker, O. Meneghini, C.A. del Castillo, Y. Zhu, Rev. Sci. Instrum. **89** (2018) 10I102.
6. O.S. Burdo, Ya.I. Kolesnichenko, Physics Letters A **384** (2020) 126825.

## СПЕКТРОСКОПІЯ ПЛАЗМИ ЕЛЕКТРОДУГОВОГО РОЗРЯДУ МІЖ АСИМЕТРИЧНИМИ ЕЛЕКТРОДАМИ

О. Мурманцев\*, А. Веклич\*, М. Клешич\*, С. Фесенко\*, В. Борецький\*, Г. Квартник, Я. Крессо\*\*, Ф. Валенсі\*\*, Ф. Тельє\*\*

*\*Київський національний університет імені Тараса Шевченка, вул. Володимирська, 64/13, Київ, Україна*

*\*\*Університет Тулузи; UPS, INPT; LAPLACE, Франція*

Дослідження властивостей плазми електродугового розряду з домішками металу привертають увагу дослідників як з точки зору вирішення задач фундаментальної фізики, так і з численних прикладних застосувань. Як відомо, процеси електродугового зварювання та різання, обробки поверхні плазми та перемикання струму в електричних пристроях супроводжуються інтенсивним випаровуванням деталей та матеріалів електродів. Усі перелічені проблеми потребують розробки діагностичних методик, зокрема, для випадку плазми електродугового розряду з домішками парів металів.

В рамках даної роботи досліджено плазму електричного дугового розряду між асиметричною парою однокомпонентних мідного та нікелевого електродів, які набувають все ширшого розповсюдження як основа для композитних матеріалів для різних галузей електроенергетики.

Радіальні розподіли температури в стовпі плазми електродугового розряду визначалися за допомогою оптичної емісійної спектроскопії методом діаграм Больцмана із залученням спектральних ліній Cu I та Ni I.

Вимірювання проводили при струмі дуги 30 А у чотирьох різних режимах дугового розряду, а саме: при різних полярностях дугового розряду та при різних просторових орієнтаціях електродів.

### ACKNOWLEDGMENT

This work has been carried out within the framework of the EUROfusion Consortium and has received funding from the Euratom research and training programme 2014-2018 and 2019-2020 under grant agreement No 633053. The views and opinions expressed herein do not necessarily reflect those of the European Commission.

The authors consider it their pleasant duty to express their gratitude to bilateral Dnipro program, which provided an opportunity to implement international collaboration between two research groups from Ukraine and France, working on projects on thermal plasma with metal vapour admixtures.

## ВПЛИВ ТОРОЇДАЛЬНОСТІ НА РІВНОВАГУ ТА ГЛОБАЛЬНІ КІНК-МОДИ ПІНЧІВ З МАЛИМ ЗАПАСОМ СТІЙКОСТІ $q \ll 1$

А. А. Гурін, В. Голобородько

*Інститут ядерних досліджень НАНУ, Київ, Україна*

Сучасний стан досліджень пінчів з оберненим полем (RFP) та малим запасом стійкості  $q \ll 1$  характеризується значними успіхами в досягненні стійких розрядів з високими значеннями струму рівня токамаків, але й невизначеністю механізмів утворення спектра кінк-мод, головною загадкою якого є наявність домінантної глобальної моди з полоїдальним і тороїдальним числами  $m = \pm 1, n \gg 1$  та непередбачуваними значеннями частоти [1,2]. В рамках МГД теорії гвинтових коливань нестійкість і наявність реальної частоти циліндричної магнітної конфігурації пінчів з високим струмом можна пояснити впливом ефекту Холла [3]. Проте в ідеальній циліндричній або навіть тороїдальній квазіциліндричній геометрії плазмового шнура моди зі спостереженими значеннями чисел  $m, n$  виявляються резонансними, на яких оператор  $\hat{F}_0 = \mathbf{B} \cdot \nabla$  має нульові значення для амплітуд на коаксіальних магнітних поверхнях,  $r = r_{res} : \hat{F}_0 \sim q(r_{res}) - 1/n$ , що надзвичайно ускладнює характер глобальних мод через їх сингулярність внаслідок високої провідності плазми. Вочевидь реальна картина коливань позбавлена цих нерегулярностей, для виправлення яких у циліндричній геометрії звичайно залучаються слабкі ефекти резистивності плазми.

У даній роботі пропонується підхід до проблеми кінків тороїдального пінча, в якому наявність збурень типу  $m = \pm 1, n = 0$  враховується вже в рівновазі аксіально симетричної магнітної конфігурації, що критично позначається на дисперсії гвинтових коливань і визначення самого критерію резонансності. Цей підхід ґрунтується на спостереженні, що при явно вираженому парамагнетизмі RFP внаслідок високої провідності плазми  $\sigma$  і не високих значеннях тороїдального магнітного поля струм тече вздовж магнітного поля, теплові діамангнітні ефекти несуттєві. Рівновага визначається простою безсиловою моделлю  $\text{rot} \mathbf{B} = \lambda \mathbf{B}$ , де  $\lambda = 4\pi\sigma E_{\parallel} / cB$ ,  $E_{\parallel}$  – локальне повздовжнє електричне поле, яке підтримує струм. У реальних умовах магнітні поверхні набувають полоїдальних відхилень від коаксіальності, які визначаються вимогою бездивергентності струму  $\lambda \mathbf{B}$ , тобто розв'язком рівняння  $\hat{F}\lambda = 0$  у квазіциліндричних координатах з урахуванням того, що скоригований оператор  $\hat{F}$  містить диференціювання по  $r$ . Аналіз легко виконати в наближенні малого значення пропорції малого і великого радіусів тора  $\varepsilon = a/R$ . Результат можна представити для полоїдального магнітного потоку у вигляді  $\psi = \psi_0(r) + \varepsilon\psi_1(r)\cos\theta$  і відповідно  $B_r = -\varepsilon(\psi_1/r)\sin\theta$ ,  $B_{\theta} = B_{\theta 0} + \varepsilon\psi_1'\cos\theta$ , для тороїдального поля  $B_t = B_{t0}(r) + \varepsilon B_{t1}(r)\cos\theta$ , і величини  $\lambda$ :  $\lambda = \lambda_0(r) + \varepsilon\lambda_1(r)\cos\theta$ , де  $B_{t1} = -\lambda_0\psi_1$ ,  $\lambda_1 = \psi_1\lambda_{0r}'/B_{\theta 0}$ . Амплітуда  $\psi_1$  визначається рівнянням типу Греда-Шафранова:

$$\left(\frac{1}{r} \frac{d}{dr} r \frac{d}{dr} - \frac{1}{r^2} - \lambda_{0r}' \frac{B_{\theta 0}}{B_{\theta 0}} + \lambda_0^2\right)\psi_1 = -B_{\theta 0}.$$

Чисельне інтегрування цієї крайової задачі дозволяє побудувати полоїдальний профіль магнітної поверхні, а також визначити кутове перетворення магнітної силової лінії рівноважного поля. Обговорюються наслідки урахування тороїдальних поправок у системі рівнянь для гвинтових коливань, пов'язаних із підвищенням порядку диференціальних рівнянь.

- [1] Martin P, Marreli L, Spizzo G et. al. *Nucl. Fusion* **43** (2003) 1855
- [2] Sarff J.S., Almagri A.F., Anderson J.K. et. al. *Nucl. Fusion* **53** (2013) 104017
- [3] Gurin A. *Journal of Physics: Conference Series* 508 (2014) 012017

## РОЗРЯДЖАННЯ ТА РУХ ПОРОШИНОК У ПЛАЗМІ ПІСЛЯСВІТІННЯ

І. Б. Денисенко, М. О. Азаренков

*Навчально-науковий інститут «Фізико-технічний факультет»  
Харківського національного університету імені В.Н. Каразіна,  
майдан Свободи 4, 61022, Харків*

Досліджено електричний заряд та рух частинок нано- та субмікронного розміру (порошинок) у післясвітінні газорозрядної аргонної плазми за допомогою одновимірної моделі, враховуючи перехід іонів та електронів від амбіполярного дрейфу до вільної дифузії. Проаналізовано, як електричний заряд порошинок та їх рух залежать від розміру порошинок, тиску робочого газу та початкової густини електронів. Досліджено випадки, коли порошинки знаходяться у гравітаційному полі Землі і коли це поле відсутнє. За відсутності гравітаційного поля положення порошинок у плазмовому об'ємі під час післясвітіння може суттєво змінитися, якщо розміри порошинок та тиск робочого газу є малими ( $\leq 10$  нм та  $\leq 30$  мм рт.ст. відповідно). За малих тисків робочого газу малі порошинки на початку післясвітіння рухаються до межі плазми, оскільки сила іонного захоплення, що діє на порошок, домінує над електричною силою. За часів післясвітіння, коли температура електронів стає слабко залежною від часу, сила іонного захоплення зменшується з часом швидше, ніж електрична сила, завдяки зменшенню концентрації іонів. У цьому випадку порошинки можуть рухатися до центру плазмового шару. За присутності сили гравітації вплив цієї сили є важливим лише за пізніх часів післясвітіння ( $t \geq 10$  мс), коли електрична сила та сила іонного захоплення є малими. Поведінка порошинок у плазмі післясвітіння суттєво залежить від концентрації електронів у цій плазмі, коли вона є у плазмовій фазі (при  $t = 0$ ). Коли початкова концентрація електронів є великою ( $\sim 10^{12}$  см<sup>-3</sup>), маленькі порошинки ( $\leq 10$  нм) на початку післясвітіння можуть сісти на стінки камери, завдяки достатньо значній силі іонного захоплення, що діє на них.

## ПЛАЗМОХІМІЧНИЙ СИНТЕЗ ОПТИЧНО АКТИВНИХ РЕЧОВИН В ПЛАЗМОВО-РІДИННІЙ СИСТЕМІ З ОБЕРТОВИМ КОВЗНИМ РОЗРЯДОМ ЗАНУРЕНИМ У РІДИНУ

**В.Я. Черняк, В.В. Юхименко, Д.Д. Третьяков, К.В. Юхименко, Е.А. Оберемок, І.І. Федірчик**

*Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ, Україна*

Протягом всієї п'ятдесятирічної історії інтенсивного розвитку плазмохімії одним з основних напрямків її досліджень був синтез як органічних, так і неорганічних речовин. Саме активований плазмою синтез дав можливість отримати нові невідомі звичайній хімії наноматеріали такі, як фулерени і нанотрубки. Але так як і в звичайній хімії залишається невирішеною проблема "індукованого хірального синтезу" синтезу хірального синтезу з не хіральних речовин. Хіральними (або дзеркально антиподними) називаються об'єкти, що не володіють центром і площиною інверсії. Якщо такий об'єкт відобразити в дзеркалі, то вийде об'єкт, несумісний в просторі з вихідним, як ліва і права руки. До хіральних об'єктів, зокрема, відносяться молекули, що містять так званий асиметричний атом вуглецю, - амінокислоти, цукру і т.д. Перспективними для проведення хірального синтезу можуть бути мало досліджені динамічні плазмохімічні системи. Характерною особливістю подібних систем є можливість задавати визначені напрямки руху частинкам реагентів, як за рахунок газодинаміки, так і електричного поля. Саме дослідженню оптичної активності органічного синтезу в плазмОВО-рідинній системі з обертовим ковзним розрядом зануреним в рідину присвячена дана робота.

Генератор плазми складається з центрального електроду (*анод*), верхнього фланцю (*катод*), діелектричної камери, з отворами для тангенціальної подачі робочого газу. Між катодом та анодом горить обертовий ковзний розряд. На катоді розміщена кварцова труба в яку заливається рідина, що досліджується. Полярність електродів, в системі, можна було змінювати. Суміш спирту ( $C_2H_5OH$  96%) та аміаку ( $NH_4OH$  25%) використовувалась як досліджувана рідина. Газ подавався тангенційно до вісі системи.  $CO_2$  використовувався в якості робочого газу. Напрямок подачі  $CO_2$  змінювався: в одному випадку подача газу відбувалась проти годинникової стрілки, в іншому випадку подача газу відбувалась за годинниковою стрілкою. Вихід з системи був під'єднаний до охолоджувальної системи і під'єднувався до об'єму де вихідний газ міг конденсуватись.

Поляриметричні дослідження оптичної активності розчину етилового спирту з аміачною водою показали, що: в режимах роботи системи за активації  $CO_2$  плазмою обертового ковзного розряду ефект зміни кута площини поляризації складає від 10 до 1000 кутових секунд і залежить як від напрямку обертання газового потоку, так і від полярності живлення розряду; оптична активність зберігається більше тисячі годин після завершення плазмової обробки; в режимах роботи системи з виключеним розрядом (без плазмової активації  $CO_2$ ) ефект зміни кута поляризації зникає на наступну добу або ж взагалі знаходиться у межах похибки вимірювань ( $\sim 10''$ ) впродовж всього часу подальших спостережень; в режимах роботи системи за наявності плазмової активації  $CO_2$  найбільше відхилення кута площини поляризації відбувається при подачі плазмотвірного газу проти годинникової стрілки.

## МОДЕЛЮВАННЯ ЕЛЕКТРИЧНОЇ ДУГИ В ДВОТЕМПЕРАТУРНОМУ НАБЛИЖЕННІ

В.А. Жовтянський, Ю.І. Лелюх  
Інститут газу НАН України, Київ, Україна

В абсолютній більшості публікацій з фізики газового розряду вважається, що плазма електричної дуги при тиску  $p \geq 1$  атм. знаходиться в рівноважному стані, причому температури всіх компонент плазми рівні між собою. На термінологічному рівні цьому відповідає віднесення такої плазми до так званої термічної.

Проте, строго кажучи, введення електричної енергії в дуговий розряд здійснюється в два етапи. Спершу вона безпосередньо сприймається найбільш легкою і рухомою електронною компонентою. Далі вже атоми та йони нагріваються в результаті зіткнень з електронами. Тому швидкість нагрівання важкої компоненти плазми визначається балансом енергії, одержуваної від електронів, і переважним витратанням її через теплопровідність важкої компоненти на стінку з температурою  $T_w^h$  згідно з рівнянням Еленбааса-Геллера в двотемпературній моделі [1]:

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left( \lambda_e r \frac{dT_e}{dr} \right) - P_c + \sigma_e E^2 - P_r = 0, \quad \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left( \lambda_h r \frac{dT_h}{dr} \right) + P_c = 0, \quad (1a, б)$$

де  $r$  – радіальна координата;  $T_e, T_h$  – температура електронної та важкої компонент плазми, відповідно; а  $\lambda_e, \lambda_h$  – їхня теплопровідність;  $\sigma_e$  – електропровідність плазми;  $E$  – електричне поле в дузі;  $P_r$  – втрати енергії з випромінюванням плазми, які зазвичай [1] (як і в цьому випадку) не враховуються. Електрони передають в зіткненнях важкій компоненті частину енергії  $P_c$  з урахуванням відповідного коефіцієнта акомодатії.

Задача розв'язувалась стосовно електричної дуги, вільно підтримуваної в повітрі між плавкими мідними електродами, яка є важливою для оптимізації конструкції потужних електродугових плазмотронів. Тепло- та електрофізичні властивості мідно-повітряної плазми враховані на основі попередніх розрахункових даних [2]. Спершу на основі визначення характерних довжин процесів теплопровідності та омичного нагріву електронної  $R_e$  та атомарної  $R_a$  підсистем

$$R_e = \sqrt{\frac{\lambda_e T_e}{\sigma_e E^2}}, \quad R_a = \sqrt{\frac{\lambda_h T_h}{\sigma_h E^2}} \quad (2)$$

визначалась область параметрів, де є можливим розв'язок задачі з точки зору її спроможності відводити тепло, яке виділяється в дузі. Задача розв'язувалась методом продовження по параметру, що зумовлює відносну незалежність обчислювального процесу від «близькості» початкового наближення.

Розраховані ВАХ за параметром електричного поля в дузі лежать загалом нижче, ніж для аналогічної однотемпературної задачі. Це можна пояснити зменшенням втрат тепла в двотемпературній задачі, оскільки процес його відведення стає ускладненим: у послідовному процесі від електронів – через важку компоненту в низькотемпературну область. А відтак, протікання струму в дузі може реалізуватись при менших електричних полях у дузі.

*Виконання роботи підтримано цільовою програмою наукових досліджень НАН України «Фізика плазми і плазмова електроніка: фундаментальні дослідження та застосування», грант № 7-21.*

1. Т.К. Bose, R.V. Seeniraj // *Plasma Physics and Controlled Fusion*. – 1984. – V. 26, No. 10. – P. 1163 – 1176.

2. В.А. Жовтянський, Э.П. Колесникова, Ю.И. Лелюх, Я.В.Ткаченко // *Техническая электродинамика*. – 2019. – №3. – С. 12 – 22.

## ВАХ ЕЛЕКТРИЧНОЇ ДУГИ У ВОДЯНІЙ ПАРІ МІЖ ПЛАВКИМИ МІДНИМИ ЕЛЕКТРОДАМИ

В.А. Жовтянський<sup>1</sup>, П.В. Порицький<sup>2</sup>, Я.В. Ткаченко<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Інститут газу НАН України, Київ, Україна

<sup>2</sup> Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Використання пароводяної плазми є важливим аспектом екологічно безпечної та енергетично ефективної переробки небезпечних відходів [1]. Відтак, оптимізація конструкцій пароводяних плазмотронів для отримання такої плазми вимагає знання ВАХ електричної дуги, яка є основою функціонування цих пристроїв. На прикладі попередніх розрахунків для повітряних плазмотронів відомо, що істотним фактором, який визначає властивості такої дуги, є вміст пари міді в між електродному проміжку дуги як продукту випаровування матеріалу електродів [2]. Особливо несподіваним для електричної дуги в мідно-повітряній плазмі став факт немонотонності ВАХ: на основі чисельного моделювання було показано, що в окремих випадках можливі локальні екстремуми залежності напруженості електричного поля в середньому перетині дуги від сили розрядного струму, які поступово розмиваються і зміщуються в область великих струмів при збільшенні радіуса каналу. Якщо ж пікові значення коефіцієнтів теплопровідності в областях їхніх максимумів не надто відрізняються між собою, то нерегулярність ВАХ поступово переходить в плато.

У пропонованій роботі, як і в [2], аналіз процесів в електричній дузі в мідно-паровій плазмі виконаний на основі рівняння балансу енергії Еленбааса-Геллера. Необхідні для детальних розрахунків температурні залежності коефіцієнтів тепло- та електропровідності сумішевої плазми визначені теоретично на основі методів, добре розвинених в Інституті ядерних досліджень НАН України. Параметри плазми вважалися функціями температури, радіальний розподіл якої визначався рівнянням балансу енергії Еленбааса-Геллера. З'ясувалося, що на відміну від мідно-повітряної плазми, обидва коефіцієнти перенесення слабо залежать від вмісту мідної пари. Крім того, локальний максимум коефіцієнта теплопровідності знаходиться в області 4000 К порівняно з 7000 К для мідно-повітряної плазми.

Результати розв'язку задачі в області розрядних струмів 10-120 А для радіуса електричної дуги 3 мм, що відповідають роботі [2], виявили, що ВАХ монотонно спадає в межах 4-1,6 кВ/м (в показниках електричного поля). Відсутність немонотонності ВАХ можна пояснити тим, що максимум коефіцієнта теплопровідності в електродуговій плазмі знаходиться в області відносно невисоких температур, де концентрація заряджених частинок і, відповідно, електропровідність є неістотними, щоб впливати на характер електричних процесів. Натомість, радіальний розподіл температури в такій плазмі виявляє значну просторову область плато в пристінній області, яка може займати 2/3 радіуса, зумовлену високою теплопровідністю плазми саме в області низьких температур.

*Виконання роботи підтримано цільовою програмою наукових досліджень НАН України «Фізика плазми і плазмова електроніка: фундаментальні дослідження та застосування», грант № 7-21.*

1. Петров С.В., Жовтянский В.А. Энергоэффективные пароплазменные технологии переработки отходов. – К.: Наукова думка, 2019. – 559 с.

2. В.А. Жовтянський, Э.П. Колесникова, Ю.И. Лелюх, Я.В. Ткаченко. Немонотонность ВАХ дугового разряда, обусловленная эффектами теплопроводности // Технічна електродинаміка. – 2019. – №3. – С. 12 – 22.

## ОСОБЛИВОСТІ ТРИЧАСТИНКОВОЇ РЕКОМБІНАЦІЇ В ЩІЛЬНІЙ ПЛАЗМІ

В.А. Жовтянський

*Інститут газу НАН України, Київ, Україна*

Аргон є найдешевшим серед інертних газів, а відтак – має широке практичне застосування в плазмових технологіях. Тому аргонна плазма стала об'єктом численних фізичних досліджень. Проте донині остаточно не з'ясована природа відхилень від механізму тричастинкової рекомбінації в такій плазмі, що істотно обмежує розуміння фізичних процесів у ній, зважаючи на базовий характер цих процесів для будь-якої плазми. Наприклад, з даних [1 (рис. 6.3)] випливає, що закономірності її рекомбінаційного розпаду навіть на якісному рівні не відповідають зіткнувально-випромінювальній моделі для щільної плазми.

У наших ранніх експериментальних дослідженнях розпаду імпульсної аргонної плазми [2] встановлено, що в процесі розпаду підтримується практично постійне значення температури плазми як результат рекомбінаційного підігрівання та її однорідний розподіл по радіусу (внаслідок високої теплопровідності плазми). Це зручно для проведення діагностики такої плазми та є запорукою її високої точності. Але отримані результати вперто свідчать на користь двочастинкового механізму рекомбінації плазми, що зовні відповідає також даним [1 (рис. 6.3)], проте суперечить теорії рекомбінаційного розпаду щільної плазми. Цей результат так і не знайшов свого пояснення в роботі [2].

Все стає на свої місця, якщо послідовно урахувати важливу роль самопоглинання випромінювання в щільній плазмі. Зокрема, адекватний аналіз ролі зіткнувальних процесів повинен включати в себе також участь в них метастабільних рівнів 11,55 і 11,72 еВ аргону. Отриману сукупність результатів можна пояснити значним самопоглинанням резонансного випромінювання. У цих умовах, з одного боку, має місце істотне рекомбінаційне підігрівання частинок плазми, а з іншого – швидкість одних тільки зіткнувальних переходів з резонансних рівнів недостатня для замикання потоку рекомбінуючих електронів на основний рівень в енергетичній структурі атома. Дійсно, можна показати, що рекомбінаційний потік електронів в енергетичній структурі атомів повинен складати  $d\Phi_e/dt = 10^{19} \text{ см}^{-3}/\text{с}$  при  $n_e = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ . Однак граничне значення результуючого потоку електронів у зіткнувальних процесах на основний рівень з резонансного, заселеність якого  $n_r$  знаходиться в рівновазі з континуумом електронів, становить лише  $d\Phi_g/dt = n_r \omega_{rg} \sim 10^{18} \text{ см}^{-3}/\text{с}$ , тобто він є на порядок меншим.

Отже, в досліджуваній області  $n_e$  рекомбінаційний потік електронів в енергетичній структурі атомів аргону лімітується зіткнувальними переходами з резонансного рівня, що зовні відповідає двочастинковому механізму рекомбінації.

*Виконання роботи підтримано цільовою програмою наукових досліджень НАН України «Фізика плазми і плазмова електроніка: фундаментальні дослідження та застосування», грант № 7-21.*

1. Л.М. Биберман, В.С. Воробьев, И.Т. Якубов. Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы. М.: Наука, 1982. – 376 с.

2. Жовтянський В.А. Физические свойства плотной низкотемпературной неоднородной плазмы: Дис... д-ра физ.-мат. наук: 01.04.08. – К., 1999. – 300 с.



## РОЗШИРЕННЯ ПЛАЗМОВИХ СТРУМЕНІВ НИЗЬКОГО ТИСКУ З МУЛЬТИДИСПЕРСНОЮ ФАЗОЮ В РОЗРІДЖЕНІЙ НЕЙТРАЛЬНИЙ ГАЗ

Кравченко О.Ю., Марущак І.С.

*Київський національний університет імені Тараса Шевченка,  
факультет радіофізики, електроніки та комп'ютерних систем*

Плазмові технології є важливими інструментами для нанесення наноструктурованих плівок на підкладки. Нещодавно була розроблена нова технологія, яка використовує плазмовий пальник, що працює при низькому тиску, з метою нанесення рівномірних тонких шарів на великі поверхні [1]. В цьому процесі плазмові струмені використовуються як джерела тепла для розплавлення та прискорення наночастинок, які згодом ударяються і тверднуть на підкладці. Для створення наноструктурованих плівок із необхідними властивостями необхідно вміти керувати параметрами наночастинок у потоці, зокрема їх енергією, температурою та зарядом.

Нагрівання наночастинок в плазмовому струмені пов'язане з кількома механізмами [2], а саме з рекомбінацією іонів на пилових частинках, бомбардуванням іонів та електронів поверхні пилових частинок. Крім того, частинки пилу в потоці охолоджуються через зіткнення з нейтральними атомами. Збалансованість цих процесів визначає температуру частинок пилу, яка залежить від їх розміру.

У цій роботі за допомогою комп'ютерного моделювання досліджується розширення аксіально-симетричного плазмового струменя в розрідженій нейтральній газ. Плазма складається з нейтральних атомів аргону, однозарядних іонів, електронів і частинок пилу двох типів, що відрізняються за розміром. Радіус дрібних частинок пилу дорівнює 5 нм, а радіус великих частинок - 50 нм. При моделюванні використовується двох-вимірний модель гідродинаміки з циліндричною симетрією, описана в [2]. Вона включає рівняння неперервності, рівняння моментів, а також рівняння збереження енергії для різних компонент плазми: іонів, нейтральних атомів, наночастинок. Ці рівняння враховують обмін імпульсом і енергією між наночастками і частинками плазми внаслідок зіткнень, а також випромінювання нагрітих пилових частинок, яке вільно залишає об'єм плазми.

За допомогою створеної програми проведено дослідження нагрівання пилових частинок в струмені плазми низького тиску та їх впливу на швидкість потоку плазми і пилової компоненти. Результати розрахунків показали залежність температури наночастинок від їх розміру, яка має немонотонний характер і зумовлена впливом параметрів плазмового потоку. Поява в пиловій суміші пилових частинок великого розміру приводить до збільшення концентрації іонів на осі струменя і, як наслідок, до більшого нагрівання малих пилових частинок. Навпаки, поява в пиловій суміші малих частинок зменшує нагрівання великих пилин.

### Література

1. I. Biganzoli, F. Fumagalli, F. Di Fonzo, R. Barni, C. Riccardi. A Supersonic Plasma Jet Source for Controlled and Efficient Thin Film Deposition // J. Mod. Phys. -2012. - V.3. - P.1626-1638.
2. O.Yu. Kravchenko, I.S. Maruschak, Dynamics of dust particles in a plasma jet // Problems of atomic science and technology. -2017.- № 1, pp. 159-162.

## НЕЛІНІЙНА МОДЕЛЬ ДЛЯ ДОСЛІДЖЕННЯ ФОРМИ ПЛЯМИ СИНХРОТРОННОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ ЕЛЕКТРОНІВ-ВТІКАЧІВ

В.Ю. Бочко<sup>a</sup>, І.М. Панкратов<sup>a,b</sup>

<sup>a</sup>Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна, м. Свободи 4, 61022  
Харків, Україна

<sup>b</sup>Інститут фізики плазми, ННЦ “Харківський фізико-технічний інститут”  
вул. Академічна 1, 61108 Харків, Україна

E-mail: v.y.bochko@karazin.ua

Електрони-втікачі – фундаментальне фізичне явище, а токамак – найбільш просунута концепція магнітного утримання плазми. Енергія електронів-втікачів, які утворюються під час зривів розряду, може досягати десятків МеВ, потрапляння яких на конструкційні елементи великих токамаків і споруджуваного міжнародного токамака-реактора ITER може призвести до катастрофічних наслідків [1]. Внаслідок актуальності, дане явище активно досліджується як теоретично, так і експериментально у провідних термоядерних центрах. Ефективний моніторинг електронів-втікачів є важливою задачею.

Діагностика, що базується на синхротронному випромінюванні електронів-втікачів, дозволяє як безпосереднє їх спостереження, так і аналіз параметрів цих електронів, що сприяє безпечній роботі сучасних токамаків та майбутнього токамаку-реактора ITER. Вперше дана діагностика показала свою ефективність на токамаці TEXTOR (дослідження радіуса пучка, його розташування, кількості та максимальної енергії електронів-втікачів, див., наприклад, [2]). Ця діагностика встановлена на більшості сучасних токамаків. Параметр  $v_{\perp}/|v_{\parallel}|$  сильно впливає на форму плями синхротронного випромінювання електронів-втікачів ( $v_{\parallel}$  - поздовжня, а  $v_{\perp}$  - поперечна швидкість по відношенню до магнітного поля  $\mathbf{B}$ ). Випадок малого параметру ( $v_{\perp}/|v_{\parallel}| \ll 1$ , лінійна модель) розглянуто в [3], ця теорія (разом з дослідженням спектрів [4]) вже використана для аналізу експериментів (див., наприклад, [5,6]). В доповіді теоретично вивчається форма плями синхротронного випромінювання електронів-втікачів, коли цей параметр не малий, у межах нелінійної моделі поверхні «конуса швидкостей» [7]. В цій моделі випромінювання ультрарелятивістських електронів спрямовано уздовж вектору їх швидкості  $\mathbf{v}$ , а вектор  $\mathbf{v}$  спрямовано уздовж поверхні конуса з віссю паралельній магнітному полю  $\mathbf{B}$ . Перші моделювання показали добре узгодження між теорією та теперішніми експериментами на токамаках. Як і раніше [3,4] враховано особливості руху релятивістського електрона в токамаці та вплив розташування детектора на спостереження синхротронного випромінювання електронів-втікачів.

1. B. N. Breizman, P. Aleynikov, E. M. Hollmann and M. Lehnen, Physics of runaway electrons in tokamaks, Nuclear Fusion, **59**, 083001 (2019), <https://doi.org/10.1088/1741-4326/ab1822>.
2. R. Jaspers, N. J. Lopes Cardozo, A. J. H. Donne, H. L. M. Widdershoven and K. H. Finken, A synchrotron radiation diagnostic to observe relativistic runaway electrons in tokamak plasma, Review Sci. Instruments, **72-II**, 466 (2001), <https://doi.org/10.1063/1.1318245>.
3. I. M. Pankratov, Analysis of the synchrotron radiation emitted by runaway electrons, Plasma Physics Reports, **22**, 535 (1996).
4. I. M. Pankratov, Analysis of the synchrotron radiation spectra of runaway electrons, Plasma Physics Reports, **25**, 145 (1999), [https://inis.iaea.org/search/search.aspx?orig\\_q=RN:35003886](https://inis.iaea.org/search/search.aspx?orig_q=RN:35003886).
5. I. Entrop, R. Jaspers, N. J. L. Cardozo and K. H. Finken, Runaway snakes in TEXTOR-94, Plasma Physics and Controlled Fusion, **41**, 377 (1999), <https://doi.org/10.1088/0741-3335/41/3/004>.
6. R. J. Zhou, I. M. Pankratov, L. Q. Hu, M. Xu and J. H. Yang, Synchrotron radiation spectra and synchrotron radiation spot shape of runaway electrons in Experimental Advanced Superconducting Tokamak, Physics of Plasmas, **21**, 063302 (2014), <https://doi.org/10.1063/1.4881469>.
7. I. M. Pankratov, V. Y. Bochko, Nonlinear cone model for investigation of runaway electron synchrotron radiation spot shape, East European J. of Physics, No.3, p. 20-26 (2021), <https://doi.org/10.26565/2312-4334-2021-3-02>.

## ЗБІЛЬШЕННЯ ДОБРОТНОСТІ D–T РЕАКЦІЇ ЗАВДЯКИ ІНЖЕКЦІЇ ЧАСТИНОК ТА ВЧ ПОЛЯ

Я.І. Колесниченко, В.В. Луценко, Ю.В. Яковенко

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

Термоядерний реактор має забезпечувати достатньо високий коефіцієнт енергетичного виграшу (добротність),  $Q > Q_{кр}$ , з  $Q_{кр} \gg 1$  ( $Q_{кр} > 10$  для дейтерій-тритієвого пального). Інакше вироблена термоядерна енергія буде недостатньою для практичного використання. Метою роботи є розгляд можливості збільшення енергетичного виграшу шляхом модифікації швидкісного розподілу йонів пального до немаксвелового розподілу завдяки інжекції нейтральних атомів (ІНА) та ВЧ поля. Аналіз обмежено розглядом D–T реакції.

Інжекція дейтронів з певною енергією ( $\mathcal{E}_b$ ) у тритієву плазму дає добротність  $Q \approx 1-4$  для  $\mathcal{E}_b$  у діапазоні 100-300 кеВ, але добротність є максимальною ( $Q \approx 4$ ) тільки дуже високої електронної температури  $T_e = 50$  кеВ [1,2]. Більше того, розподіл йонів пучка, що виникає внаслідок інжекції нейтральних частинок є немоноенергетичним та містить дробні енергії  $\mathcal{E}_b/2$  та  $\mathcal{E}_b/3$ . Внаслідок цього  $Q$  суттєво зменшується, приблизно у 2 рази. З іншого боку, інжекція ВЧ потужності, що взаємодіє з йонами пучка через циклотронний резонанс (ЙЦРН - йонно циклотронне резонансне нагрівання) прискорює йони пучка, що збільшує термоядерний енерговихід. Добротність D–T реакції вивчалася у нещодавній роботі [3], зокрема, аналіз було виконано для дейтерієвого пучка – тритієвої плазми з  $\mathcal{E}_b = 100$  кеВ. Показано, що лише сценарії, за яких ЙЦРН прискорює, головним чином, слабо термалізовані йони, можуть суттєво збільшити добротність реакції струмись-плазма під час ІНА+ЙЦРН. На противагу цьому, коли мінімальна енергія йонів, на які впливає ЙЦРН, є набагато нижчою за енергію народження, ЙЦРН не призводить до збільшення добротності. Зазначено, що повний (глобальний) енерговихід  $Q^s$  може бути суттєво меншим за максимальний локальний  $Q$  внаслідок просторової невідповідності радіальних профілів поглинання ІНА та ЙЦРН, що перешкоджає виконанню умови максимізації локального  $Q$  на всіх радіусах. Цей недолік відсутній коли використовуються виключно або ІНА або ЙЦРН для збільшення енерговиходу. Обидві можливості розглянуті в роботі. Доповідь включає як короткий огляд роботи [3], так і нові результати.

### Посилання

- [1] J. M. Dawson, H. P. Furth, and F. H. Tenney, Phys. Rev. Lett. **26**, 1157 (1971).
- [2] C. Bathke, H. Towner, G. H. Miley, Trans. Am. Nucl. Soc. **17**, 41 (1973).
- [3] Ya.I. Kolesnichenko and V.V. Lutsenko, Phys. Plasmas **28** 052508 (2021).

## МОДЕЛЮВАННЯ РЕЛАКСАЦІЇ НЕМАКСВЕЛОВОЇ ПЛАЗМИ ЗА ДОПОМОГОЮ МЕТОДА ТЕСТОВИХ ЧАСТИНОК: ДИСКРЕТНИЙ ОПЕРАТОР ЗІТКНЕНЬ

Вознюк Д.В., Шишкін О.О, Гірка І.О.

*Навчально-науковий інститут «Фізико технічний факультет»  
Харківського національного університету імені В.Н. Каразіна,  
Харків, 61022, Україна*

У сучасних дослідженнях плазма, що спостерігається у пристроях керованого термоядерного синтезу, дуже часто характеризується немаксвеловою функцією розподілу. Перехід від максвелової до немаксвелової функції розподілу може бути викликаний перез'єднанням ліній магнітного поля з подальшим утворенням магнітних островів та магнітних стохастичних шарів. Іншою причиною переходу є нагрівання плазми за допомогою впорскування пучка нейтральних частинок (NBI) та нагрівання іонно-електронним циклотронним резонансом (ICRF/ECRF), що викликає появу немаксвелових швидких іонів, які взаємодіють з фоновими іонами. Це явище суттєво змінює характеристики плазми в цілому, що чітко продемонстровано на токамаці JET [1, 2]. В даний час розроблено різноманітні числові методи для моделювання переходу від максвелової до немаксвелової функції розподілу [3 — 5]. Водночас, щоб отримати повний опис динаміки плазми, слід врахувати взаємодію частинок плазми, тобто кулонівські зіткнення в максвеловому/немаксвеловому середовищі. Вирішальним моментом є той факт, що слід створити підхід до опису релаксації немаксвелової плазми через зіткнення. Це можна зробити за допомогою дискретного оператора зіткнень, розробленого для методу тестових частинок. Цей оператор вперше було описано у роботі [6] для розсіювання кута нахилу та сповільнення і розсіювання енергії. Пізніше він був поширений на різні види плазми [7], а його достовірність для відстеження важких домішок у термоядерній плазмі була показана в роботі [8]. Значним обмеженням використання цього оператора є те що цей оператор працює лише для ізотропної функції розподілу Максвела фонові плазми.

Метою нашої роботи є розширення застосовності дискретного оператора зіткнення та моделювання релаксації немаксвелової термоядерної плазми з довільною початковою формою функції розподілу. Починаючи з оператора зіткнення Фокера-Планка, який містить у собі потенціали Розенблута, було отримано нові аналітичні вирази для дискретного оператора у загальній еквівалентній формі Монте-Карло у термінах математичного очікуваного значення та стандартного відхилення. При цьому не накладено жодних обмежень на форму функції розподілу для фонові плазми. Попереднє випробування оператора було проведено для моделювання релаксації швидких іонів на фоновій плазмі з  $\delta$ -функцією розподілу та дослідження впливу переходу до немаксвелової плазми у режимах неокласичного переносу [9]. Було показано детальне моделювання релаксації немаксвелової, функції розподілу, подібної до функції розподілу Гауса.

- [1] J. Garcia et al., *Nucl. Fusion* **55**, 053007 (2015)
- [2] J. Citrin et al., *Phys. Rev. Lett.* **111**, 155001 (2013)
- [3] R. Dumont *Nucl. Fusion* **49**, 075033 (2009)
- [4] J. Garcia et al., *Phys. Rev. Lett.* **100**, 255004 (2008)
- [5] O. A. Shyshkin et al., *Plasma Fusion Res.* **6**, 2403064 (2011)
- [6] A. H. Boozer, G. Kuo-Petravic, *Phys. Fluids* **24**, 851 (1981)
- [7] W. D. D'haeseleer, C. D. Beidler, *Comput. Phys. Comm.* **76**, 1 (1993)
- [8] O. A. Shyshkin, R. Schneider and C. D. Beidler, *Nucl. Fusion* **47**, 1634 (2007)
- [9] Vozniuk D.V., Shyshkin O.A., Girka I.O. *Problems of Atomic Science and Technology*. Vol. 131, No. 1. P. 31-35 (2021)

## АНАЛІТИЧНЕ ТА ЧИСЛОВЕ МОДЕЛЮВАННЯ ПЕРЕДВІСНИКІВ ЗОММЕРФЕЛЬДА В ІЗОТРОПНІЙ ПЛАЗМІ

О. В. Труш, С. В. Гнатюк, І. В. Павленко, І. О. Гірка

*Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна, пл. Свободи 4, Харків,  
61022, Україна*

Досліджено поведінку передвісника Зоммерфельда в плазмі без зовнішнього магнітного поля для двох випадків: коли джерело сходячко-модульованого синусоїдального електромагнітного імпульсу знаходиться на межі з плазмою та коли електромагнітна хвиля падає на плазму перпендикулярно до межі поділу.

У першому випадку магнітне поле хвилі задається струмом, що протікає в антені: у момент часу  $t=0$  на металеву пластину антени подається різниця потенціалів, що призводить до виникнення поверхневого струму, який в свою чергу задає магнітне поле на межі плазми  $B_z(0, t) = \sin(\omega t)$ , де  $\omega$  – циклічна частота струму [1]. Зміна з часом магнітного поля в свою чергу призводить до виникнення електричного поля, і у плазмі поширюється електромагнітна хвиля, високочастотною компонентою якої і є передвісник Зоммерфельда, що досліджується у роботі. У другому випадку електромагнітна хвиля задається електричним та магнітним полем як  $E_y, B_z = A \sin(\omega t - kx)$ , де  $E_y, B_z$  – електричне та магнітне поле хвилі відповідно,  $A$  – амплітуда хвилі,  $\omega$  – циклічна частота хвилі, а  $k$  – її хвильове число [2].

Розуміння фізики передвісників Зоммерфельда, як високочастотної складової електромагнітного імпульсу, та вміння якісно моделювати їх чисельно є корисним для фізики плазмонних хвилеводів [3], георадарів проникаючої дії, підводних комунікацій. Використання передвісників є також корисним для визначення оптимального проникнення імпульсів у дистанційному зондуванні в медицині [4].

Було отримано прості для подальшого аналізу та використання наближені формули, що описують поведінку передвісників Зоммерфельда в ізотропній плазмі без зовнішнього магнітного поля для двох вищезазначених випадків. Шляхом чисельного моделювання передвісників Зоммерфельда для різних значень густини плазми та на різних відстанях було встановлено, що отримані наближені формули дають більш точний результат порівняно з формулою Зоммерфельда і за амплітудою сигналу, і за фазою коливань. Істотною перевагою здобутих результатів є не лише їх висока точність порівняно з формулою Зоммерфельда, але й те, що їх здобуто у реальному часовому, а не частотному, просторі. Здобуті результати будуть також корисними для вивчення передвісників і в інших, більш складних, випадках.

[1] I. Pavlenko, I. Girka, O. Trush, D. Melnyk, Ye. Velizhanina “Plasma transient processes and plane wave formation in simulations by FDTD method”, IEEE Transactions on Antennas and Propagation, vol.67, no.11 (2019).

[2] I. Pavlenko, I. Girka, O. Trush, D. Melnyk, “Exact analytical calculation and numerical modelling by finite-difference time-domain method of the transient transmission of electromagnetic waves through cold plasmas”, J. Plasma Phys., vol.86, (2020).

[3] P. Compaijen, V. Malyshev, and J. Knoester, Time-dependent transport of a localized surface plasmon through a linear array of metal nanoparticles: Precursor and normal mode contributions, Physical Review B 97, 085428 (2018).

[4] Ivan V. Pavlenko, Igor O. Girka, Oleksandr V. Trush, and Sofia V. Hnatiuk “Time-domain calculation of forerunners in Drude dispersive media without collisions”, Physical Review A, vol. 104, no. 1, (July 2021).

## ВІДСУТНІСТЬ КОЛАПСУ ТА БАГАТОВИМІРНІ СОЛІТОНИ ТА ВИХОРОВІ СОЛІТОНИ В ПЛАЗМІ З ФЛУКТУАЦІЯМИ

В. М. Лашкін

*Інститут ядерних досліджень НАН України,  
Інститут космічних досліджень НАН України та ДКА України*

Вивчення поширення нелінійних хвиль у випадкових середовищах є важливою проблемою нелінійної фізики і інтенсивно вивчається майже одразу з широким використанням поняття солітон у фізиці [1]. Це пояснюється як загальнотеоретичним інтересом, де проблеми фундаментальної нелінійної (насамперед солітонної) фізики, так і статистичної фізики переплітаються, але також і з практичної точки зору прикладних проблем фізики плазми, оптики, акустики тощо, де випадковість з'являється природним чином. Залежно від проблем, що досліджуються, джерелом випадковості може бути показник заломлення середовища, який випадково і безперервно змінюється у часі та просторі в турбулентній іоносфері [2], флуктуації у плазмі тощо. Зауважимо, що, як відомо, хвильове рівняння у випадковому середовищі навіть у лінійному випадку неможливо явно вирішити у тому сенсі, що неможливо визначити розподіл ймовірностей хвильового поля як функцію розподілу ймовірностей середовища. Це ще більш стосується нелінійних хвиль у випадкових середовищах. Принципова трудноща, з якою стикається будь-який статистичний опис нелінійних хвиль - це проблема статистичного замикання, в якій еволюція моментів порядку  $n$  для хвильового поля пов'язана з нелінійністю моментів порядку  $n + 1$ . Для отримання замкнених нелінійних рівнянь для статистичних характеристик використовуються наближені статистичні процедури замикання. Це забезпечує спосіб вираження моменту деякого порядку через моменти нижчого порядку. У переважній більшості це стосується одновимірних солітонів [1,3]. Значно менше уваги приділяється багатовимірним нелінійним структурам у випадкових середовищах. Справа в тому, що, як відомо, стаціонарні рішення нелінійних еволюційних рівнянь у багатовимірному випадку за відсутності випадковості часто є нестабільними та призводить до явища колапсу (або розривів для рівнянь з акустичним типом дисперсії). У представленій роботі вивчено вплив мультиплікативного шуму, зокрема турбулентного оточення або флуктуацій плазми, на двовимірні та тривимірні солітони (так звані фундаментальні солітони) і вихорові солітони, які мають ненульовий кутовий момент і кільцеву (у двовимірному випадку) або тороїдальну (у тривимірному випадку) нелінійну структуру. Базуючись на ідеї, вперше запропонованої в одновимірному випадку [4], ми отримуємо явні замкнуті рівняння для парних моментів будь-якого порядку. Перевагою даного підходу в порівнянні з іншими є відсутність теорії збурень, тобто замикання для стохастичного доданка можна провести точно, якщо обмежитися спеціальним видом коррелятора шуму. Ми отримуємо, використовуючи також варіаційний підхід для поля структур в детермінованому випадку, зокрема, аналітичні вирази для середньої інтенсивності, функцію взаємної просторової когерентності і інші моменти вищих порядків. Колапс при цьому відсутній.

1. V. V. Konotop, L. Vazquez, *Nonlinear random waves* (World Scientific Publishing, Singapore, 1994).
2. A. V. Gurevich, *Nonlinear Phenomena in the Ionosphere* (Springer-Verlag, Berlin, 1978).
3. V. M. Lashkin, *Phys. Rev. E* **69**, 016611 (2004).
4. M. Besieris, in *Nonlinear Electromagnetics*, edited by P. L. E. Uslenghi (Academic Press, New York, 1980), pp. 87-116.

## N-СОЛІТОННІ РОЗВ'ЯЗКИ ДЛЯ КОРОТКОХВИЛЬОВИХ ІОННО-ЦИКЛОТРОННИХ НЕЛІНІЙНИХ ХВИЛЬ

В. М. Лашкін

*Інститут ядерних досліджень НАН України,  
Інститут космічних досліджень НАН України та ДКА України*

В роботі [1] було запропоновано нелінійне рівняння, що описує динаміку нелінійних іонно-циклотронних хвиль (мод Бернштейна) в короткохвильовому випадку, коли довжина хвилі менше іонного ларморовського радіусу. При цьому лінійна дисперсія обернено пропорційна модулю хвильового вектора. В одновимірному випадку там же було знайдено солітонний розв'язок з складною просторовою залежністю фази. У [2] були знайдені також розв'язки цього рівняння у вигляді алгебраїчного солітону з степенним спаданням поля на нескінченності, темні та анти-темні солітони (нелінійні збудження на постійному фоні), і нелінійні періодичні хвилі в термінах еліптичних функцій Якобі. У [3] це рівняння (в одновимірному варіанті) було перевірено в [3] в проблемі поширення коротких оптичних імпульсів та перевірено і односолітонний розв'язок, отриманий в [1]. У [4] було показано, що це рівняння є повністю інтегрованим і за допомогою методу одягання були отримані N-солітонні розв'язки. В роботі [5] для цього рівняння був розвинений метод оберненої задачі розсіювання (МОЗР) і на його основі розвинена теорія збурень, де враховувалися додаткові члени, у вигляді загасання Ландау, іонної в'язкості, турбулентного оточення та ін. У представленій роботі знайдено N-солітонні розв'язки за допомогою класичного методу МОЗР, який також легко переформулюється у вигляді відповідної задачі Рімана-Гільберта. На відміну від методу в [4], було враховано внесок безперервного спектра, тобто квазілінійних хвиль (випромінювання). Будь-яке початкове збурення при цьому розпадається на дисперсійні квазілінійні іонно-циклотронні хвилі, які відповідають неперервному спектру та солітони, що відповідають дискретному спектру (якщо такі є - залежно від початкових умов солітони можуть взагалі не виникати). Радіаційна (квазілінійна) частина розв'язку виражається через так звані функції Йоста відповідної спектральної задачі. З фізичної точки зору, спектральний параметр безперервного спектра пов'язано з хвильовим числом випромінюваних квазілінійних іонно-циклотронних хвиль досить простим співвідношенням. Знайдено також невідомі раніше алгебраїчні N-солітонні розв'язки і N-солітонні розв'язки у вигляді суміші алгебраїчних і експоненційних функцій. Знайдені розв'язки є нестационарними станами, що описують пружні зіткнення окремих солітонів між собою. Знайдено також відповідні асимптотичні розв'язки, які показують, що взаємодія солітонів призводить тільки до зсувів положення та фази відповідних солітонів.

1. T. A. Davydova, V. M. Lashkin – Sov. J. Plasma Phys. **17**, 568 (1991).
2. T. A. Davydova, A. I. Fishchuck, V. M. Lashkin – J. Plasma Phys. **52**, 353 (1994).
3. J. Lenells – Stud. Appl. Math. **123**, 215 (2009).
4. J. Lenells – J. Nonlinear Sci. **20**, 709 (2010).
5. V. M. Lashkin – Phys. Rev. E **103**, 042203 (2021).

## ВПЛИВ СТАЦІОНАРНОГО СТРУМУ НА УМОВИ ЦИКЛОТРОННОГО РЕЗОНАНСА В ЗАМАГНІЧЕНІЙ ПЛАЗМІ

М.І. Гришанов<sup>1,2</sup>, М.О. Азаренков<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Харківський національний університет ім. В.Н. Каразіна, Харків

<sup>2</sup> Український державний університет залізничного транспорту, Харків

Досліджено вплив стаціонарного (омічного) струму на радіальну структуру швидких і повільних хвиль у циліндричній струмопровідній плазмі та у двовимірних аксіально-симетричних тороїдних моделях плазми для токамаків з D-подібними, еліптичними та круглими магнітними поверхнями. Показано, що діелектричні характеристики електромагнітних хвиль у плазмі зі струмом суттєво залежать від структури конфігурації стаціонарного магнітного поля та функцій розподілу частинок плазми. Спектри швидких і повільних хвиль у плазмі зі струмом визначаються (як і у випадку прямого однорідного магнітного поля) внеском фонових частинок в компоненти діелектричного тензора  $\epsilon_{jk}$ . Однак вирази  $\epsilon_{jk}$ -компонентів у плазмі зі струмом (де магнітне поле спіральне) суттєво відрізняються від виразів для замагніченої плазми в однорідному магнітному полі.

В рамках кінетичної теорії отримано умови фазового резонансу хвиля-частинка шляхом розв'язку лінеаризованих рівнянь Власова для збурених функцій розподілу іонів і електронів, враховуючи геометрію утримуючого магнітного поля в нульовому порядку за параметрами замагніченості. Показано, що доплерівські зсуви в умовах циклотронного резонансу в струмопровідних плазмових пристроях відрізняються від таких для плазми в однорідному магнітному полі внаслідок обертового перетворення спіральних ліній магнітного поля. Що стосується видовжених токамаків, то в загальному випадку умови циклотронного резонансу хвиля-частинка, поряд з корекціями спіральності, включають в себе баунс-резонанси як пролітних (циркулюючих) частинок, так і двох груп, так званих,  $t$ -запертих і  $d$ -запертих частинок.

Проведено числові розрахунки щодо іонно-циклотронного поглинання швидких хвиль у циліндричній плазмі зі струмом з одним або двома сортами іонів. При отриманні дисперсійного рівняння для швидких хвиль був використаний діелектричний тензор з урахуванням радіальної структури омічного струму та геометрії утримуючого магнітного поля через фактор безпеки плазми. Показано, що дисперсійні характеристики швидких хвиль у циліндричній плазмі зі струмом суттєво відрізняються від характеристик рівноважної плазми в однорідному магнітному полі поблизу точок відсічок і резонансів за рахунок обертового перетворення (включаючи шир-ефекти) силових ліній спірального магнітного поля.



## ОСОБЛИВОСТІ ЗБУДЖЕННЯ ГЕЛІКОННИХ ХВИЛЬ У ПЛАЗМІ ЗОВНІШНІМИ СТРУМАМИ

Вірко В.Ф., Вірко Ю.В.

*Інститут ядерних досліджень НАНУ*

Геліконні розряди утворюються циркулярно поляризованими електромагнітними плазмовими хвилями – геліконами, або вістлерами. Вони є одними з найбільш ефективних безелектродних джерел низькотемпературної плазми і широко застосовуються в багатьох галузях. Для збудження геліконів використовують індукційні антени різних типів, які генерують хвилі різної просторової структури і поляризації. Врахування ефективності зв'язку антен з певними модами хвиль необхідне при практичному використанні геліконних розрядів. Експериментально досліджувався активний опір антен, викликаний плазмовим навантаженням при збудженні хвиль як у незалежно утвореній плазмі, так і у режимі геліконного розряду. Досліджувались резонанси поглинання, зумовлені збудженням стоячих мод геліконних хвиль в об'ємі плазми. Вивчався просторовий розподіл амплітуди та фазові характеристики хвильових полів. Досліджені в роботі типи індукційних антен зображені на малюнку.

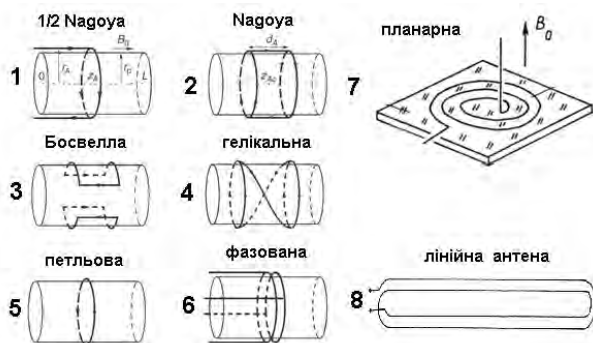


Рис.1. Основні види індукційних антен, що використовуються для створення геліконних розрядів.

Встановлено наступне:

- Антени 1 – 3, які призначені для генерації азимутальної моди геліконних хвиль  $m = 1$ , якщо їх розмір в напрямку магнітного поля дорівнює довжині розряду, не можуть збуджувати парні моди поздовжніх стоячих хвиль. У випадку, коли центр антени розміщений у вузлі стоячої хвилі, ця хвиля також не збуджується.
- В обмеженому розрядному об'ємі «гелікальні» (скручені) антени 4 не виявляють селективності відносно право- та ліво-оберткових азимутальних мод  $m = +1$  і  $m = -1$ , оскільки стоячі поздовжні хвилі не мають гвинтової структури.
- Петльова антена 5 азимутально-симетричної моди  $m = 0$  не виявляє власних резонансів, оскільки, як локалізоване джерело, вона збуджує неперервний спектр хвильових чисел.
- «Фазована» антена 6 у випадку, коли її поперечне магнітне поле обертається в напрямі циклотронного руху іонів, в проведених експериментах не збуджувала відповідної азимутальної моди  $m = -1$ .
- Планарна антена 7 також утворює азимутально-симетричну моду геліконних хвиль  $m = 0$ , але вона збуджує розряд вздовж зовнішнього магнітного поля, на відміну від петльової антени, яка водить електромагнітну енергію в розряд через бічну границю плазми. Внаслідок цього плазма розряду з планарною антеною не має контакту зі стінкою камери, що зменшує втрати енергійних електронів і підвищує ефективність розряду. У випадку планарної антени збільшується імовірність збудження вищих радіальних мод азимутально-симетричної хвилі  $m = 0$ , що може впливати на її поздовжню дисперсію.
- Лінійна антена 8 в певних умовах може створювати розряд, концентрація якого є постійною вздовж антени. Такий розряд може бути використаний для однорідної плазмової обробки великих поверхонь. Хвилі, утворювані лінійною індукційною антеною, мають геліконну природу, але їх хвильове число в напрямку антени дорівнює нулю.

## **Скорочення, що використовуються в тексті:**

ІГ - Інститут газу НАН України, м. Київ.

ІЕФ - Інститут електронної фізики НАН України, м. Ужгород.

ІКД - Інститут космічних досліджень НАН України та ДКА України, м. Київ.

ІТФ - Інститут теоретичної фізики ім. М.М. Боголюбова НАН України, м. Київ

ІФ - Інститут фізики НАН України, м. Київ.

ІЯД - Інститут ядерних досліджень НАН України, м. Київ.

КНУ - Київський національний університет ім. Т.Г. Шевченка.

РІ - Радіоастрономічний інститут НАН України, м. Харків.

ХНУ - Харківський національний університет ім. В.Н. Каразіна.

ХФТІ - Національний науковий центр «Харківський фізико-технічний інститут».

ІПЕНМП - Інститут плазмової електроніки та нових методів прискорення ННЦ «Харківський фізико-технічний інститут».

ІФП - Інститут фізики плазми ННЦ «Харківський фізико-технічний інститут».