

**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 - 2019**

**Київ, 11-12 грудня 2019 р.**

**Програма  
Збірник анотацій  
Список учасників**

**Київ – 2019**

# Зміст

<b>Вступ.....</b>	<b>iii</b>
<b>Програмний та організаційний комітети.....</b>	<b>iv</b>
<b>Розклад конференції</b>	
<b>Середа, 11 грудня.....</b>	<b>vi</b>
<b>Четвер, 12 грудня.....</b>	<b>viii</b>
<b>Анотації</b>	
<b>Середа, 11 грудня.....</b>	<b>1</b>
<b>Четвер, 12 грудня.....</b>	<b>16</b>
<b>Попередній список учасників.....</b>	<b>xii</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 70 доповідей, в тому числі 12 запрошених доповідей, 19 усних доповідей та 39 стендових доповідей.

## **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)  
І.М. Онищенко (ХФТІ)  
В.І. Слісенко (ІЯД)  
В.Ю. Сторіжко (ІПФ)  
К.А. Ющенко (ІЕ)  
Ю.В. Яковенко (ІЯД)

## **Локальний організаційний комітет**

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

**Інтернет-сторінка конференції:** <http://www.kinr.kiev.ua/UCPPCF/2019.html>

Середа, 11 грудня 2019 р.		Четвер, 12 грудня 2019 р.	
9:00	<b>РЕЄСТРАЦІЯ</b>	<i>Головує І.М. Онищенко</i>	
9:45	Відкриття конференції А.Г. Загородній	9:30	О.Th.1 В.С. Марченко (ІЯД)
<i>Головує А.Г. Загородній</i>		9:50	О.Th.2 Ю.В. Ковтун (ХФТІ-ІФП)
9:50	I.We.1 І.М. Онищенко (ХФТІ-ІФП)	10:10	О.Th.3 Л.В. Козак (КНУ)
10:15	I.We.2 Я.І. Колесниченко (ІЯД)	10:30	О.Th.4 О.Н. Кришталь (ІКД)
10:40	I.We.3 В.Є. Моїсєєнко (ХФТІ-ІФП)	10:50	О.Th.5 Б.А. Петренко (КНУ)
11:05	I.We.4 В.А. Жовтянський (ІГ)	11:10	<b>КАВА</b>
11:30	I.We.5 О.А. Гончаров (ІФ)	<i>Головує І.О. Гірка</i>	
11:55	I.We.6 Д.Г. Соляков (ХФТІ-ІФП)	11:40	О.Th.6 І.В. Ткаченко (ХФТІ-ІФП)
12:20	I.We.7 О.К. Черемних (ІКД)	12:00	О.Th.7 І.М. Марущенко (ХНУ)
12:45	<b>ОБІД</b>	12:20	О.Th.8 В.Ф. Семенюк (ГІ)
<i>Головує М.О. Азарєнков</i>		12:40	О.Th.9 О.А. Федорович (ІЯД)
14:00	I.We.8 В.І. Карась (ХФТІ-ІФП)	13:00	<b>ОБІД</b>
14:25	I.We.9 Г.М. Гомонай (ІЕФ)	14:20	<b>СТЕНДОВА СЕКЦІЯ Р.1-Р.39</b>
14:50	I.We.10 С.М. Мордик (ІФ)	15:30	<b>КАВА</b>
15:15	I.We.11 Д.Л. Греков (ХФТІ-ІФП)	<i>Головує В.А. Жовтянський</i>	
15:40	I.We.12 Ю.М. Ямпольський (РІ)	16:00	О.Th.10 В.О. Махлай (ХФТІ-ІФП)
16:05	<b>КАВА</b>	16:20	О.Th.11 В.Ю. Баженов (ІФ)
<i>Головує І.Є. Гаркуша</i>		16:40	О.Th.12 В.Г. Назаренко (ІГ)
16:35	O.We.1 М.О. Азарєнков (ХНУ)	17:00	О.Th.13 І.В. Найко (ІФ)
16:55	O.We.2 А.В. Тихий (ІЯД)	17:20	О.Th.14 В.М. Симулик (ІЕФ)
17:15	O.We.3 І.О. Гірка (ХНУ)	17:40	О.Th.15 М.Г. Тищенко (ІЯД)
17:35	O.We.4 Ю.В. Яковенко (ІЯД)		
17:55	<b>1) ЗАСІДАННЯ КООРДИНАЦІЙНОЇ РАДИ</b> <b>2) ЗАСІДАННЯ РАДИ З ФІЗИКИ ПЛАЗМИ ТА ПЛАЗМОВОЇ ЕЛЕКТРОНІКИ</b> А.Г. Загородній, голова Наукової ради цільової програми наукових досліджень НАН України «Перспективні дослідження з фізики плазми, керованого термоядерного синтезу та плазмових технологій» на 2017-2019 рр., голова Наукової ради з ФП та ПЕ		

## Середа, 11 грудня

Час	Назва	Доповідач	Стор.
<b>9:00-9:45</b>	<b>РЕЄСТРАЦІЯ</b>		
<b>9:45-9:50</b>	<b>ВІДКРИТТЯ КОНФЕРЕНЦІЇ</b>	А.Г. Загородній, академік НАНУ	
<b>9:50-12:45</b>	<b>УСНА СЕКЦІЯ - 1</b>	<b>Головує</b> <b>А.Г. Загородній</b>	
9:50 I.We.1	Збудження кільватерних полів в багатозонних діелектричних структурах. Вимірювання коефіцієнта трансформації в п'ятизонних діелектричних структурах прямокутної конфігурації	І.М. Онищенко	1
10:15 I.We.2	Явища, пов'язані з енергійними йонами, в токамаках і стелараторах	Я.І. Колесниченко	2
10:40 I.We.3	Перші експерименти з високо-частотним розрядом створеним W7-X-подібною антеною в стеллараторі Ураган-2М	В.Є. Моїсеєнко	3
11:05 I.We.4	Стан детальних досліджень фізичних властивостей електродугової плазми в суміші газ – металева пара	В.А. Жовтянський	4
11:30 I.We.5	Фізичні явища, що виникають під час течії щільної низькотемпературної запорошеної плазми в плазмо-динамічних системах зі швидкими електронами	О.А. Гончаров	5
11:55 I.We.6	Дослідження компресійних потоків, що генеруються МПК компактної геометрії	Д.Г. Соляков	6
12:20 I.We.7	Гвинтові моди в тонких плазмових трубках з розривним вертикальним магнітним полем	О.К. Черемних	7
<b>12:45-14:00</b>	<b>ОБІД</b>		

<b>14:00-16:05</b>		<b>УСНА СЕКЦІЯ - 2</b>		<b>Головує</b>	
				<b>М.О. Азаренков</b>	
14:00	I.We.8	Взаємодія зі слабоіонізованою плазмою мікрохвильового випромінення зі стрибковою фазою		В.І. Карась	8
14:25	I.We.9	Перерізи елементарних процесів у плазмі на парах металів: електронне збудження та іонізація субвалентних оболонок атомних систем I-III груп		Г.М. Гомонай	9
14:50	I.We.10	Дослідження фізичних процесів формування розряду в джерелах з індуктивно зв'язаною плазмою низького тиску		С.М. Мордик	10
15:40	I.We.11	Двополяризаційна інтерферометрія плазми в стелараторах/торсатронах		Д.Л. Греков	11
15:15	I.We.12	Дослідження відгуків навколопланетного плазмового оточення і швидких електромагнітних резонаторів на сонячну активність («Плазмосфера»)		Ю.М. Ямпольський	--
<b>16:05-16:35</b>		<b>КАВА</b>			
<b>16:35-17:55</b>		<b>УСНА СЕКЦІЯ - 3</b>		<b>Головує</b>	
				<b>І.Є. Гаркуша</b>	
16:35	O.We.1	Модель газового розряду, що підтримується симетричною хвилею в неоднорідному магнітоактивному плазмово-металевому хвилеводі змінного радіусу		М.О. Азаренков	12
16:55	O.We.2	Вплив просторового каналювання на структуру альфвенових власних мод		А.В. Тихий	13
17:15	O.We.3	Обертання електромагнітної енергії азимутальних поверхневих хвиль уздовж межі плазма-метал		І.О. Гірка	14
17:35	O.We.4	Вплив пилчастих коливачів у JET та ITER на швидкі йони		Ю.В. Яковенко	15
<b>17:55</b>	<b>1) ЗАСІДАННЯ КООРДИНАЦІЙНОЇ РАДИ 2) ЗАСІДАННЯ РАДИ З ФІЗИКИ ПЛАЗМИ ТА ПЛАЗМОВОЇ ЕЛЕКТРОНІКИ</b> <b>А.Г. Загородній, голова Наукової ради цільової програми наукових досліджень НАН України</b> <b>«Перспективні дослідження з фізики плазми, керованого термоядерного синтезу та плазмових технологій» на 2017-2019 рр., голова Наукової ради з ФП та ПЕ</b>				

## Четвер, 12 грудня

Час	Назва	Доповідач	Стор.
<b>09:30-11:10</b>	<b>УСНА СЕКЦІЯ - 4</b>	<b>Головує І.М. Онищенко</b>	
9:30 O.Th.1	Іонна циклотронна емісія, що збуджується енергійними іонами, які обходять магнітну вісь токамака при циклотронному обертанні	В.С. Марченко	16
9:50 O.Th.2	Характеристики плазми азоту створеної височастотним розрядом діапазону ультракоротких хвиль у стелараторі Ураган-2М	Ю.В. Ковтун	17
10:10 O.Th.3	Процеси в області розриву струмового шару в хвості магнітосфери Землі: статистичний та спектральний аналіз	Л.В. Козак	18
10:30 O.Th.4	Генерація низькочастотних кінетичних хвиль в передспалахових корональних петлях	О.Н. Кришталь	19
10:50 O.Th.5	Визначення дисперсійних співвідношень хвиль у космічній плазмі	Б.А. Петренко	20
<b>11:10-11:40</b>	<b>КАВА</b>		
<b>11:40-13:00</b>	<b>УСНА СЕКЦІЯ – 5</b>	<b>Головує І.О. Гірка</b>	
11:30 O.Th.6	Ядерний DD-синтез: ролі кулонівського і відцентрового бар'єрів	І.В. Ткаченко	21
11:55 O.Th.7	Релятивістські транспортні електронні потоки в гарячій термоядерній плазмі	І.М. Марущенко	22
12:20 O.Th.8	Новий фізичний ефект - колективний батутний механізм прискореного іонно-плазмового розпилення	В.Ф. Семенюк	23
12:40 O.Th.9	Результати досліджень опромінення низькоенергетичними іонами нержавіючої немагнітної сталі 12Х18Н10Т рентгенолюмінесцентними та ВІМС методами	О.А. Федорович	24
<b>13:00-14:20</b>	<b>ОБІД</b>		
<b>14:20-15:30</b>	<b>СТЕНДОВА СЕКЦІЯ</b>		
P.1	Вплив CO <sub>2</sub> на властивості плазми в реакційній камері системи для плазмово-каталітичного реформування вуглеводнів	І.І. Федірчик	31
P.2	Обчислення температури плазми на основі зважування у PIS кодах	О.К. Винник	32
P.3	Осадження наночастинок на підкладку за допомогою надзвукового плазмового струменю	О.Ю. Кравченко	33



P.4	Спектроскопія плазми електродуго- вого розряду між композитними Cu-Cr електродами	О.О. Мурманцев	34
P.5	Енергетичний баланс плазми електродугового розряду між композитними Cu-C електродами	С.О. Фесенко	35
P.6	Перехідне поширення електро- магнітної хвилі через плазму	О.В. Труш	36
P.7	Накопичення дейтерію та гелію у W і Ta покриттях композиційних структур при підвищених температурах опромінення	І.С. Махотка	37
P.8	Спектроскопічний діагностичний комплекс на базі магнетронно- розпилювальної системи	І.О. Афанасьєва	38
P.9	Вищі радіальні моди високочастотних азимутальних поверхневих хвиль у магнітоактивних плазмових хвилеводах	В.М. Кондратенко	39
P.10	Популяції швидких йонів при імпульсній інжекції нейтральних пучків	В.В. Луценко	40
P.11	Високочастотні швидкі магнітозвукові моди у центральній області плазми	О.С. Бурдо	41
P.12	Застосування кодів DESC та JETSTA для розрахунку параметрів пилчастих коливаль	Б.С. Лепявко	42
P.13	База даних JETPEAK: загальний огляд та особливості внесення даних розрахунків коду FIDIT	Б.С. Лепявко	43
P.14	Шляхи квазілінійної еволюції при йонному-циклотронному нагріванні плазми	Т.С. Руденко	44
P.15	Йонне-циклотронне нагрівання тороїдальної плазми з використанням аномального доплерівського зсуву	Я.І. Колесниченко	45
P.16	Діагностика профілю магнітного числа обертів зі зміни температури під час пилчастих коливаль	А.І. Тіщенко	46
P.17	Солітони в ультрарелятивістській плазмі	В.М. Лашкін	47
P.18	Взаємозв'язок статистичної фізики з фракталами та квантовими комп'ютерами через метод рівновеликого трикутника	М.А. Белошенко	48
P.19	Особливості транспортних властивостей термічної плазми конструкційних матеріалів ядерної енергетики	П.В. Порицький	49
P.20	Розрахунки перерізів збудження автоіонізаційних станів атома рубідію	В.І. Роман	50

P.21	Розрахунки перерізів розсіювання електрона атомними системами	Е.Ю. Ремета	51
P.22	Розрахунки перерізів розсіювання електрона молекулярними системами	Е.Ю. Ремета	52
P.23	Стерилізатор стоматологічних інструментів на основі діелектричного бар'єрного розряду	А.С. Лозіна	53
P.24	Підвищення точності багатоканальної системи радіаційного контролю для фізичних установ	А.В. Леонович	54
P.25	Вплив соленоїда зовнішнього магнітного поля на просторові розподіли струмів в плазмових потоках, що генеруються МПК	Ю.Є. Волкова	55
P.26	Підвищення ефективності прискорення тестового електронного згустку послідовністю електронних згустків у прямокутному діелектричному резонаторі при плазмовому заповненні	П.І. Марков	56
P.27	Розробка способу створення електронних вітнес-згустків та експериментальні дослідження їх прискорення кильватерними полями, збуджуваними послідовністю релятивістських електронних згустків	В.І. Приступа	57
P.28	Плазмове джерело електронів для дугового генератора плазми низького тиску	В.О. Хомич	58
P.29	Застосування пучків негативних іонів водню для створення орієнтуючих підкладок, що використовуються в рідкокристалічних технологіях	В.П. Горецький	59
P.30	Генерація магнітного поля Сонця глобальними гідродинамічними течіями	О.О. Логінов	60
P.31	Особливості ВАХ електричної дуги, вільно підтримуваної між плавкими електродами	Я.В. Ткаченко	61
P.32	Про чищення стінок камери торсатрону У-2М за результатами зондів-колекторів (експериментальні кампанії 2017-2018 рр.)	І.В. Рижков	62
P.33	Проблема моделювання електричної дуги в двотемпературному наближенні	Ю.І. Лелюх	63
P.34	Моделювання процесу відсічення електронів у вакуумних переривниках струму із застосуванням концентраторів магнітного поля	С.О. Майкут	64

P.35	Перенесення заряджених частинок у схрещених магнітному та випадковому анізотропному електричному полях	О.М. Черняк	65
P.36	Оптимальне підсилення термо-ядерного горіння йонно-циклотронним резонансним нагріванням палива	Ю.В. Яковенко	66
P.37	Моделювання створення струму захоплення швидкими магніто-звуковими хвилями з урахуванням реальної геометрії токамака	А.А. Савченко	67
P.38	До самоузгодженої теорії електрона: представлення рівняння Дірака системою рівнянь для чисел Дірака	А.А. Гурин	68
P.39	Лінійний оператор Больцмана для пружного розсіювання частинок домішки низької концентрації	В.В. Горін	69
<b>15:30-16:00</b>	<b>КАВА</b>		
<b>16:00-18:00</b>	<b>УСНА СЕКЦІЯ - 6</b>	<b>Головує В.А. Жовтянський</b>	
16:00 O.Th.10	Дослідження плазма-поверхневої взаємодії в українській ланці EUROfusion: нові результати та перспективи	В.О. Махлай	25
16:20 O.Th.11	Випаровування титанових мікро-крапель високоіонізованою «гарячою» плазмою імпульсного розряду низького тиску з порожнистим катодом	В.Ю. Баженов	26
16:40 O.Th.12	Плазмове джерело електронів для дугового генератора плазми низького тиску	В.Г. Назаренко	27
17:00 O.Th.13	Новий тип холівського прискорювача перспективного для використання в космічних дослідженнях	І.В. Найко	28
17:20 O.Th.14	Про поздовжні електромагнітні хвилі у плазмі та інших середовищах	В.М. Симулик	29
17:40 O.Th.15	Потік енергії поперек магнітного поля в альфвенових хвилях	М.Г. Тищенко	30
<b>18:00</b>	<b>ЗАКРИТТЯ КОНФЕРЕНЦІЇ</b>		

**ЗБУДЖЕННЯ КІЛЬВАТЕРНИХ ПОЛІВ В БАГАТОЗОННИХ ДІЕЛЕКТРИЧНИХ СТРУКТУРАХ. ВИМІРЮВАННЯ КОЕФІЦІЄНТА ТРАНСФОРМАЦІЇ В П'ЯТИЗОННИХ ДІЕЛЕКТРИЧНИХ СТРУКТУРАХ ПРЯМОКУТНОЇ КОНФІГУРАЦІЇ**

І.М. Оніщенко, К.В. Галайдич, Р.Р. Князєв, А.Ф. Лінник, П.І. Марков, О.Л. Омелаєнко, В.І. Приступа, Г.В. Сотніков

*ННЦ Харківський фізико-технічний інститут  
вул. Академічна 1, Харків 61108, Україна  
E-mail: onish@kipt.kharkov.ua*

Теоретичні дослідження і чисельне моделювання п'ятизонних діелектричних структур з роздільними вакуумними каналами для драйверного і прискорюваного згустків є перспективними як секції майбутнього діелектричного кільватерного прискорювача. З метою перевірки основних принципів такого прискорювача в разі заповнення вакуумних каналів плазмою, особливо, можливості отримання великих коефіцієнтів трансформації та забезпечення плазмового фокусування згустків, на базі прискорювального комплексу «Алмаз-2М» в ННЦ ХФТІ виконані аналітичне та чисельне дослідження збудження кільватерних полів в багатозонних плазмово-діелектричних структурах прямокутного перерізу, виготовлена і встановлена на прискорювальному комплексі двоканальна діелектрична структура з регульованим напуском газу для отримання плазми у вакуумних каналах при проходженні згустків. Прискорювальний комплекс «Алмаз-2М» забезпечує послідовність  $10^3$  згустків із зарядом кожного 0.16 нКл. Створена діагностика для вимірювання амплітуди збуджуваного кільватерного поля і коефіцієнта трансформації.

Робота виконана при підтримці цільової комплексної програми НАН України “Перспективні дослідження з фізики плазми, керованого термоядерного синтезу та плазмових технологій” на 2016-2019 роки, договір № П-1/63-2019 на виконання наукового проекту «Кільватерне прискорення електронів в багатозонних діелектричних і плазмово-діелектричних структурах».

## ЯВИЩА, ПОВ'ЯЗАНІ З ЕНЕРГІЙНИМИ ЙОНАМИ, В ТОКАМАКАХ ТА СТЕЛАРАТОРАХ

Я.І. Колесниченко

*Інститут ядерних досліджень НАН України, м. Київ*

Основні результати, отримані у 2019 р. в рамках цього проекту цільової програми наукових досліджень НАН України «Перспективні дослідження з фізики плазми, керованого термоядерного синтезу та плазмових технологій», можна підсумувати таким чином.

Показано, що просторове каналювання енергії та імпульсу – явище, відкрите в [1] – може впливати на властивості альфвенових власних мод. Зокрема, воно може створювати моди з радіально залежною фазою, тобто хвилі з радіально викривленим фронтом [2]. Це свідчить про те, що просторове каналювання є відповідальним за назване явище, відоме завдяки експериментам на токамаках DIII-D та NSTX і яке не мало задовільного пояснення.

У зв'язку з експериментально спостереженим йонним циклотронним випромінюванням (ЙЦВ) з частотою, близькою до йонної циклотронної частоти на магнітній осі токамака (на відміну від відомого ЙЦВ з частотами, близькими до гармонік циклотронної частоти на периферії плазми) розглянуто структуру відповідних мод та їх збудження. Знайдено, що високочастотні швидкі магнітозвукові моди (ШММ) можуть мати максимальну амплітуду в центральній області плазми [3]. Запропоновано механізм збудження швидких магнітозвукових хвиль енергійними приосьовими йонами [4].

Виявлено нові властивості розподілів по енергіях йонів, що утворюються при імпульсному застосуванні інжекції пучків нейтральних атомів [5]. Зокрема, знайдено, що розподіли можуть мати форму солітонів, які рухаються у просторі швидкостей.

У 2017 р. в рамках цього проекту було висунуто ідею покращення утримання енергійних йонів при застосуванні йонного циклотронного нагрівання (ЙЦН) плазми [6]. Розвиваючи цю ідею, у 2019 р. отримано умови домінування квазілінійних шляхів прискорення йонів над пітч-кутовим кулонівським розсіюванням, а також отримано тривимірну картину квазілінійної еволюції функції розподілу енергійних йонів [7]. Питання оптимізації розподілу йонів при (ЙЦН) розглянуто у [8].

### Література

- [1] Ya. I. Kolesnichenko, Yu.V. Yakovenko, V.V. Lutsenko, Phys. Rev. Lett., **104** (2010) 075001.
- [2] Ya. I. Kolesnichenko, A.V. Tykhyu, R.B. White, **invite talk** by A.V. Tykhyu at the 16<sup>th</sup> IAEA Technical Meeting on Energetic Particles in Magnetic Confinement Systems – Theory of Plasma instabilities (Shizuoka City, Japan, 3-6 September 2019) <https://nucleus.iaea.org/sites/fusionportal/Shared%20Documents/EPPI%202019%20Material.pdf>
- [3] О.С. Бурдо, Я.І. Колесниченко, «Високочастотні швидкі магнітозвукові моди у центральній області плазми». Постер О.С. Бурдо на цій конференції.
- [4] V. C. Marchenko, S.N. Reznik, Phys. Plasmas **26** (2019) 020702.
- [5] Ya. I. Kolesnichenko, V.V. Lutsenko, Nucl. Fusion **59** (2019) 126005.
- [6] Ya.I. Kolesnichenko, V.V Lutsenko, T.S. Rudenko, H. Helander, Nucl. Fusion **57**, 66004 (2017).
- [7] Я.І. Колесниченко, В.В. Луценко, Т.С. Руденко, «Йонне-циклотронне нагрівання тороїдальної плазми з використанням аномального доплерівського зсуву». Постери Я.І.Колесниченка та Т.С. Руденка на цій конференції.
- [8] Ю. В. Яковенко, А. І. Тіщенко, «Оптимальне підсилення термоядерного горіння йонно-циклотронним резонансним нагріванням палива». Постер Ю.В. Яковенка на цій конференції.

## ПЕРШІ ЕКСПЕРИМЕНТИ З ВИСОКОЧАСТОТНИМ РОЗРЯДОМ СТВОРЕНИМ W7-X – ПОДІБНОЮ АНТЕНОЮ В СТЕЛЛАРАТОРІ УРАГАН-2М

В.Є. Моїсеєнко, М.Б. Древаль, Ю.В. Ковтун, А.І. Lysoivan\*, Т. Wauters\*, А. Goriaev\*, Г.П. Глазунов, А.В. Лозін, Р.О. Павліченко, А.Н. Шаповал, А.С. Славний, Л.І. Григор'єва, С.М. Мазніченко, В.Б. Коровін, Е.Д. Крамской, М.М. Козуля, Н. В. Заманов, Є.В. Сюсько, Д.І. Барон, М.М. Бондаренко, А. Л. Конотопський, В.М. Листопад, Ф.І. Ожерельєв, І.С. Гаркуша та команда Урагана-2М.

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

*\* Лабораторія фізики плазми, ERM / KMS, Брюссель, Бельгія*

На підтримку програм високочастотного нагріву плазми, запланованих до реалізації на стеллараторі Wendelstein 7-X (W7-X) (обробка стінок вакуумної камери, створення та нагрівання плазми) [1], було проведено перше експериментальне дослідження роботи антени подібної до антени W7-X в стеллараторі Ураган-2М (У-2М).

У-2М - торсатрон середнього розміру (стелларатор) з великим радіусом тору  $R = 1,7$  м, середнім радіусом плазмового стовбуру  $a = 0,22$  м та тороїдальним магнітним полем  $B_0 \leq 1,0$  Т [2, 3]. Пристрій має багату історію досліджень високочастотного створення та нагрівання плазми з використанням одно- та подвійної рамкових, колінчастої, тринапіввиткової та чотирьох-напіввиткової антен [4, 5]. Наразі розроблена, виготовлена та встановлена в установку У-2М двосмугова антена, подібна до антени W7-X. Антена може працювати в різних фазових (монопольних і дипольних) схемах підключення (заземлених або плаваючих) в діапазоні частот 3-10 МГц.

У цій роботі представлені перші експериментальні результати високочастотних розрядів, створених за допомогою W7-X – подібної антени у різних режимах. Спершу, експерименти проводилися в режимі обробки стінок в атмосфері водню ( $p = 2,7 \cdot 10^{-3} - 2,7 \cdot 10^{-2}$  Па) у слабкому магнітному полі  $B_0 \approx 0,01$  Т. Радіочастотна потужність, що подається на антену, становила до 50 кВт частоти 5,4 МГц з дипольним фазуванням.

Подальші випробування роботи цієї антени в монопольному фазуванні та потужності радіочастотного нагріву  $\sim 100$  кВт були проведені в гелії ( $p = (4-8) \cdot 10^{-2}$  Па) зі стінками камери, попередньо насиченими воднем. Надійний режим плазмового старту та обробки стінок досягнуто в широких робочих діапазонах:  $f = 3,3$  МГц /  $B_0 \approx 0,3$  Т і  $f = 5,1$  МГц /  $B_0 \approx 0,07 - 0,35$  Т. Ці режими відповідають роботі з наявністю в камері іонних циклотронних гармонік для протонів ( $n = 5-1$  відповідно) та імітують умови для майбутніх високочастотних експериментів у W7-X. Наприклад, плазма із усередненою густиною  $\sim (2,0-3,3) \cdot 10^{18}$  м<sup>-3</sup> та перпендикулярною температурою фракції іонів  $\sim 0,7-1,0$  кєВ, вимірюваної по фракції функції розподілу в діапазоні 0,8-4 кєВ, була зареєстрована за наявності основного циклотронного резонансу для протонів.

Розроблена діагностика термічної десорбції [6] була встановлена в стелларатор У-2М для вимірювання *in situ* швидкості газовиділення нержавіючої сталі та кількості молекулярних шарів на адсорбованих газів на поверхнях вакуумної камери у чотирьох різних місцях. За допомогою цього методу разом із мас-спектрометричними вимірюваннями проводили дослідження захоплення водню та гелію у стінці до та після роботи з високочастотною плазмою. Спостерігався істотний вплив ВЧ-гелієвої плазми на утримання газів у стінці з нержавіючої сталі

Отримані результати демонструють наявні можливості для роботи на W7-X в режимах створення плазми та обробки поверхонь.

### Літературні посилання

- [1] J. Ongena, et al. 2014, *Physics of Plasmas* 21, 061514.
- [2] O.S. Pavlichenko, 1993, *Plasma Phys. Control. Fusion* 35, B223.
- [3] V.S. Voitsenya, et al., 2014, *Physica Scripta* . T161, 014009.
- [4] V.E. Moiseenko, et al. 2011, *Nucl. Fusion* 51, 083036.
- [5] V.E. Moiseenko, et al. 2016, *Nukleonika* 61, 91-97.
- [6] G.P. Glazunov, et al. 2018 *Fusion Engineering and Design* 137, 196.

## СТАН ДЕТАЛЬНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ ФІЗИЧНИХ ВЛАСТИВОСТЕЙ ЕЛЕКТРОДУГОВОЇ ПЛАЗМИ В СУМІШІ ГАЗ – МЕТАЛЕВА ПАРА

В.А. Жовтянський

*Інститут газу НАН України, Київ, Україна*

У 80-х рр. автор зі співробітниками проводив в Київському університеті експериментальні дослідження плазми електричної дуги, що горить між мідними електродами [1]. Вони виконувалися з ініціативи акад. Б.Є. Патона в зв'язку з дослідженнями краплеутворення в зварювальних процесах. Всупереч поширеній і тоді [2], і зараз [3], точці зору, сукупність отриманих результатів вказувала на відхилення стану плазми від рівноважного. Воно пояснювалося самопоглинанням резонансного випромінювання з осової, високотемпературної області дуги на периферії, що призводило 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 енергоефективності застосувань дугової плазми.

Доведення справедливості та визначення кількісних характеристик такого ефекту вимагають його адекватного моделювання. Принципова складність задачі полягає в необхідності розгляду рівняння перенесення випромінювання спільно з рівняннями стану плазми, енергії і кінетики заселеності окремих збуджених станів атома міді. Такі спроби робилися на початку 70-х рр. на вкрай спрощених моделях, проте все одно через проблеми математичного характеру вони не знайшли практичного розвитку [4]. Отримані результати показують, що ефект перенесення випромінювання в дузі може мати важливе практичне значення. Дійсно, дуга дозволяє пропускати значні струми в атмосфері газу або парах металів при відносно невеликих напругах або, відповідно, втратах потужності. Дуги «зобов'язані» цим перевагам оптимальному поєднанню властивостей плазми, що утворює струмопровідний канал. Перезаселення резонансного рівня зумовлює, в кінцевому підсумку, зростання концентрації електронів на периферії каналу. Внаслідок цього канал дуги ніби додатково «просвітлюється» з точки зору можливості пропускати електричний струм [5].

Так чи інакше, важливо вміти адекватно оцінювати роль цього ефекту, бо його неврахування призводить до некоректного трактування навіть детальних спектроскопічних досліджень [3], виконаних за методикою піонерської роботи [1].

*Виконання роботи підтримано Національною академією наук України, програма «Перспективні дослідження з фізики плазми, керованого термоядерного синтезу і плазмових технологій», грант № 2-19.*

1. Бабич И.Л., Веклич А.Н., Жовтянский В.А. // Журн. прикл. спектр. – 1989. – Т.51, N 4. – С.571 – 575.

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

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

**ФІЗИЧНІ ЯВИЩА, ЩО ВИНΙΚАЮТЬ ПІД ЧАС ТЕЧІЇ ЩІЛЬНОЇ  
НИЗЬКОТЕМПЕРАТУРНОЇ ЗАПОРОШЕНОЇ ПЛАЗМИ  
В ПЛАЗМОДИНАМІЧНИХ СИСТЕМАХ ЗІ ШВИДКИМИ ЕЛЕКТРОНАМИ**

О.А. Гончаров<sup>1</sup>, В.Ю. Баженов<sup>1</sup>, А.М. Добровольський<sup>1</sup>, І.М. Проценко<sup>1</sup>, В.В. Ціолко<sup>1</sup>,  
І.В. Найко<sup>1</sup> та І.В. Літовко<sup>2</sup>

*1. Інститут фізики НАН України*

*2. Інститут ядерних досліджень НАН України*

Метою роботи було визначення основних фізичних механізмів, що виникають під час течії щільної багатокомпонентної плазми, що формується ерозійним джерелом, та можуть впливати на стан мікрровключень у запорошеній плазмі під час проходження плазмооптичних систем з швидкими електронами. Для цього вперше у світі була запропонована ідея використання швидких електронів у прямоточному каналі плазмооптичної системи для руйнації мікрочапель та очищення плазмового потоку.

Для забезпечення потрібного комплексу експериментальних фізичних досліджень був суттєво вдосконалений існуючий експериментальний стенд з джерелом мідної плазми і плазмооптичною системою зі схрещеними електромагнітними полями та створений новий сучасний стенд з джерелом титанової плазми і порожнистим катодом. Вперше було одержано самофокусування низькоенергетичного щільного іонно-плазмового потоку, що формується ерозійним джерелом плазми, а також продемонстровано можливість фокусування іонно-плазмового потоку поляризаційним полем, що формується у об'ємі потоку. Методом оптичної емісійної спектроскопії показано існування швидких електронів у об'ємі плазмооптичного фільтру, коли до його центрального електроду прикладено від'ємний потенціал.

Експериментально досліджено синтез шарів двоокису титану з використанням імпульсно-періодичного режиму роботи оптимізованої збірки вакуумно-дугове джерело – плазмооптичний фільтр в режимі порожнистого катоду. При цьому окислення титану відбувалось безпосередньо на підкладці під час проміжку між імпульсами живлення дугового розряду. З метою характеристики отриманих шарів розроблено та виготовлено пристрій для визначення їх оптичних параметрів методом поляризаційної рефлектометрії. Отримані дані свідчать про синтез високоякісних щільних шарів аморфного двоокису титану, структура яких не змінюється при збільшенні товщини.

Побудовано комп'ютерний код, з урахуванням процесів іонізації, збудження, пружного зіткнення та утворення багато-зарядових кластерів, який дозволяє моделювати виникнення високо енергійного електронного пучка, та аналізувати можливі канали його енергетичних витрат при проходженні крізь плазмове середовище. Моделювання здійснювалось в кінетичному наближенні, при цьому задача розглядалась в циліндричній системі координат  $(r-z)$ , і розв'язувалась методом розщеплення рівняння Больцману на 2 підзадачі: розв'язок рівняння Власова методом частинок та корегування знайдених траєкторій частинок з використанням методів Монте-Карло.

Виконані комплексні експериментальні та теоретичні (аналітичні та чисельні) дослідження свідчать про суттєвий потенціал прикладного застосування запропонованої ідеї очищення плазмового потоку, який має бути використаним для створення високоякісних функціональних покриттів із заданими властивостями.

Цей комплекс робіт виконано на протязі 2017-2019 років в рамках проекту ПЛ-32 цільової наукової програми НАН України «Перспективні дослідження з фізики плазми, керованого термоядерного синтезу та плазмових технологій».



## ДОСЛІДЖЕННЯ КОМПРЕСІЙНИХ ПОТОКІВ, ЩО ГЕНЕРУЮТЬСЯ МПК КОМПАКТНОЇ ГЕОМЕТРІЇ

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

<sup>1</sup>*Національний Науковий Центр «Харківський фізико-технічний інститут»  
Інститут Фізики Плазми, вул. Академічна 1, 61108, Харків, Україна*

<sup>2</sup>*Харківський національний університет ім. В. Н. Каразіна, площа Свободи 4, 61022,  
Харків, Україна*

Компресійні, самостискувані потоки плазми досліджуються доволі давно, як мінімум з середини минулого століття, та знаходять широке застосування у різних галузях техніки [1]. Серед можливих застосувань таких потоків можна виділити використання області стиснення плазми як джерела ЕУФ випромінювання для літографії [2]. Досить важливим питанням при створенні джерела ЕУФ випромінювання на основі МПК є ерозія центрального електроду та його «час життя». Не дивлячись на багатолітнє вивчення компресійних потоків, питання про основний механізм формування зони стиснення лишалося відкритим.

В даній роботі наведено результати експериментальних досліджень просторових розподілів струмів, що протікають у плазмовому потоці, та електромагнітних сил при різних початкових умовах, зокрема, початковій концентрації робочого газу. Початкові експериментальні умови вибирались таким чином, щоб зберегти незмінними інтегральні масові витрати, але при цьому змінювалась початкова концентрація робочого газу.

Показано, що основним механізмом утворення області стиснення є електромагнітний, а не балістичний механізм, обумовлений перерозподілом сили Ампера в потоці плазми. Встановлено, що при зменшенні початкової концентрації, із збереженням інтегральних масових витрат, густина плазми в області компресії збільшується як  $n_{plasma} \sim 1/\sqrt{n_0}$ , де  $n_0$  – початкова концентрація робочого газу, що добре узгоджується з результатами теоретичних та чисельних досліджень компресійних течій. Крім того, вперше було виявлено, що положення та повздовжній розмір області стиснення також залежать від початкової концентрації. А саме, при зменшенні початкової концентрації повздовжній розмір області компресії збільшується, і вона зміщується вздовж повздовжньої осі, тобто від центрального електроду, що має призводити до зменшення його ерозії та потрапляння домішок в потік плазми [3,4].

[1] Морозов А.И. Физические основы космических электрореактивных двигателей. Элементы динамики потоков в ЭРД. – М.: Атомиздат, 1978. – 326 с.

[2] Гаркуша І.Е., Чеботарев В.В., Соляков Д.Г., и др. // Физика Плазмы. – 2012. - Т. 38, В. 2. - С. 128-133.

[3] Solyakov D.G., Petrov Yu.V., Garkusha I.E., et.al // Plasma Physics Reports. – 2013. - V. 39. - № 12. - P. 986-992.

[4] D.G. Solyakov, Y.E. Volkova, et al., Problems of At. Sci. and Tech. 6 (2018), Series: Plasma Physics (25).

## ГВИНТОВІ МОДИ В ТОНКИХ ПЛАЗМОВИХ ТРУБКАХ З РОЗРИВНИМ ВЕРТИКАЛЬНИМ МАГНІТНИМ ПОЛЕМ

О.К. Черемних<sup>1</sup>, В. Федун<sup>2</sup>, О.Н. Кришталь<sup>1</sup>, Г. Верт<sup>3</sup>

*1 Відділ фізики плазми, Інститут космічних досліджень, Київ, Україна*

*e-mail: oleg.cheremnykh@gmail.com,*

*2 Відділ автоматичного управління і системотехніки, Університет м. Шеффілд, S1 3JD, UK*

*e-mail: v.fedun@sheffield.ac.uk,*

*3 Школа математики і статистики, Університет м. Шеффілд, S3 7RH, UK*

*e-mail: g.verth@sheffield.ac.uk,*

Вивчаються умови реалізації та стійкості гвинтових мод в циліндричному плазмовому шнурі із скрученим магнітним полем та однорідним струмом уздовж осі. Ми розглядаємо постійне магнітне поле, напрямлене вздовж осі, як всередині, так і ззовні трубки, оточене плазмою без струму. Ми проаналізували два випадки, що відповідають різним інтерпретаціям експериментальних спостережень: 1) немає азимутального магнітного поля за межами джгута; 2) азимутальне магнітне поле за межами границі джгута зменшується обернено пропорційно до радіуса.

У першому випадку показано, що режим частоти і радіальна швидкість режиму  $m=1$  гвинтової моди зовсім не впливають на вибір внутрішнього фонового магнітного скручування. Однак режими з  $m \geq 2$  є чутливими до конкретного радіального профілю вибраного магнітного скручування. Крім того, внаслідок фонового скручування з'являється низькочастотна відсічка для режимів з  $m \geq 2$ , яка відсутня для моди  $m=1$ . З точки зору спостережень, хоча магнітне скручування не впливає на розповсюдження довгохвильових гвинтових мод  $m=1$ , але для режимів з  $m \geq 2$  воно буде або сприяти, або заважати поширенню, моди залежно від напрямку її руху відносно фонового скручування.

У другому випадку ми отримали рівняння дисперсії для стійких і нестійких гвинтових мод в наближенні тонкого плазмового джгута. Проведено аналіз рівнянь для випадку розривного вертикального магнітного поля на границі джгута. Визначено умови поширення цих хвильових мод. Ми довели, що існує нестабільна мода  $m = 1$ . Показано, що нестабільні режими можуть бути реалізовані в певному інтервалі поздовжніх хвильових чисел.

Отримані результати можуть бути застосовані для інтерпретації особливостей поведінки сонячних магнітних трубок, які спостерігались з космічних апаратів.

## **ВЗАЄМОДІЯ ЗІ СЛАБКОІОНІЗОВАНОЮ ПЛАЗМОЮ МІКРОХВИЛЬОВОГО ВИПРОМІНЕННЯ ЗІ СТРИБКОВОЮ ФАЗОЮ**

\*Карась В.І., \*Алісов А.Ф., \*Болотов О.В., \*\*Загородній А.Г., \*Загребельний І.А.,  
\*\*Засенко В.І., \*Карелін С.Ю., \*\*Черняк О.М.

*\*Національний науковий центр «Харківський фізико-технічний інститут» НАН  
України*

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

Розроблено оригінальну методику визначення густини плазми в розряді низького тиску, ініційованому мікрохвильовим випроміненням зі стохастично стрибковою фазою (МХВССФ) із використанням подвійних зондів, цифрового осцилографа та застосуванням числової обробки реалізацій ВЧ-сигналів за допомогою апроксимації нелінійною функцією регресії і спеціального коректного за Тихоновим алгоритму розв'язання погано обумовлених систем алгебраїчних рівнянь. В результаті обробки експериментальних даних знайдено, що при потужності МХВССФ біля 6 кВт та тиску повітря у хвилеводі 11 Па значення густини плазми поблизу зондів складає від  $1 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$  до  $3 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ .

Переконаливо доведена доцільність використання мікрохвильового випромінення зі стохастично стрибковою фазою для створення високоефективних розрядів низького тиску та додаткового нагрівання плазми в термоядерних пристроях.

Методом числового моделювання показано, що внаслідок стрибків фази хвилі частинки з більш широкого інтервалу початкових швидкостей, ніж це було б для гармонічної хвилі з постійною фазою, захоплюються в резонансну взаємодію. Зокрема, частинки з початковою швидкістю, що менша ніж фазова швидкість хвилі, прискорюються. При цьому в полі хвилі з фіксованою частотою стрибків фази розширення функції розподілу частинок у просторі швидкостей та координат відбувається інтенсивніше, відповідно зростає дисперсія швидкостей - частинки нагріваються. Якщо частинки взаємодіють з хвилею, стрибки фази якої сформувалися до процесу взаємодії, то по мірі наближення швидкості частинок до фазової швидкості хвилі частота стрибків фази для них зменшується, і локально поле виглядає так, як поле гармонічної хвилі без стрибків фази, тому дисперсія координат та швидкостей зростає повільніше, ніж для хвилі з фіксованою частотою стрибків фази. Більш цікавою є сильна взаємодія між нерезонансними частинками та хвилями зі стрибками фази, коли нагрівання нерезонансних частинок відбувається навіть швидше, ніж резонансних. Дійсно, вплив стрибків фази на нагрівання частинок найсильніше проявляється для нерезонансних частинок, оскільки їх взаємодією з хвилями за відсутності стрибків фази можна знехтувати.

Числове моделювання нагрівання та прискорення частинок хвилями з регулярними фазами, хвилями зі стрибками фази та імпульсами стохастичного електричного поля показало деяку схожість між впливом фазових стрибків хвилі та дією окремих імпульсів поля. Стрибки фази хвилі не тільки значно збільшують інтенсивність резонансного нагрівання частинок, але включають в цей процес нерезонансні частинки з широкого діапазону початкових швидкостей. Таким чином, кількість частинок, безпосередньо нагрітих такими хвилями може бути значно збільшена.

Автори вдячні за часткову фінансову підтримку проведених нами в рамках цільової програми наукових досліджень НАН України «Перспективні дослідження з фізики плазми, керованого термоядерного синтезу та плазмових технологій» на 2017–2019 роки досліджень згідно договору П7/63-2019.

**ПЕРЕРІЗИ ЕЛЕМЕНТАРНИХ ПРОЦЕСІВ У ПЛАЗМІ НА ПАРАХ МЕТАЛІВ:  
ЕЛЕКТРОННЕ ЗБУДЖЕННЯ ТА ІОНІЗАЦІЯ СУБВАЛЕНТНИХ ОБОЛОНОК  
АТОМНИХ СИСТЕМ I-III ГРУП**

Гомонай Г.М., Ремета Є.Ю., Боровик О.О., Гомонай О.І., Гутич Ю.І.,  
Роман В.І., Звенігородський В.В.

*Інститут електронної фізики НАН України*

Елементарні процеси, що відбуваються при парних зіткненнях електронів, атомів і іонів, визначають іонізаційну рівновагу у плазмі [1]. Важливим аспектом плазми є випромінювання – основний базис для визначення її параметрів, таких як іонізаційний баланс, температура, густина, склад хімічних елементів. Це випромінювання є переважно результатом процесів, що відбуваються при зіткненнях електронів з іонами, таких як іонізація, збудження, дезбудження та електрон-іонна рекомбінація [2]. У зв'язку з цим вирішення багатьох актуальних проблем фізики плазми, астрофізики та плазмової технології вимагає все більшого об'єму інформації про процеси при взаємодії електронів з атомами та іонами. У цих процесах важливу роль відіграють квазістаціонарні автоіонізаційні стани (АІС) [3]. Резонансні процеси, пов'язані з утворенням та розпадом АІС, суттєво впливають на механізми розсіювання електронів на атомах і іонах, змінюючи ефективні перерізи прямих процесів, особливо поблизу порогів. Новий погляд на роль резонансних явищ та вплив на них релятивістських, кореляційних та інтерференційних ефектів призводить до необхідності вдосконалення як експериментальної техніки й методики досліджень, так і методів теоретичних розрахунків.

У даній роботі представлено результати комплексного експериментального і теоретичного дослідження елементарних процесів, що мають місце у плазмових середовищах з домішками парів металів; отримано енергетичні і динамічні характеристики процесів електронного збудження, іонізації (у т.ч. непрямої) субвалентних оболонок атомів і іонів металів I-III групи Періодичної системи, рекомбінації (у т.ч. діелектронної) іонів та фундаментальні константи (ефективні перерізи, канали утворення і розпаду збуджених станів, спектроскопічну класифікацію збуджених станів атомів і іонів), а також визначено роль досліджених процесів у динаміці, енергетичному балансі та зарядовому розподілі складових компонент плазми.

Для експериментального дослідження елементарних процесів була використана техніка електронного та атомного (іонного) пучків, що перетинаються, у поєднанні з методиками електронної та оптичної спектроскопії. Теоретичний опис та моделювання процесів збудження, іонізації та рекомбінації при зіткненнях електронів з атомами й іонами включав розрахунки енергій, ймовірностей радіаційного та електронного розпаду (радіаційних та електронних ширин), а також ефективних перерізів та відповідних їм швидкостей елементарних процесів.

1. Bittencourt J.A. Fundamentals of Plasma Physics. – Springer-Verlag, New York, Inc., 2004.
2. Müller A. Electron-ion collisions: Fundamental processes in the focus of applied research // Advances in Atomic, Molecular, and Optical Physics. – 2008. – V. 55. – P. 293–417.
3. Jacobs V.L., Behar E., Rozsnyai B.F. Autoionization phenomena in dense photoionized plasmas // Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer. – 2001. – V. 71, No. 2–6. – P. 397–416.

**«Дослідження фізичних процесів формування розряду в джерелах з індуктивно зв'язаною плазмою низького тиску»**

Мордик С.М., Бугай О.М., Іванюк В.К.

В ІПФ НАН України проведений ряд теоретичних та експериментальних робіт по дослідженню ВЧ джерел плазми з компактними магнітними системами з постійними магнітами, які працюють в геліконовому діапазоні частот. Розроблені високочастотні джерела у порівнянні з існуючими мають високу густину плазми ( $10^{11}$ - $10^{13}$  см<sup>-3</sup>) при малій ВЧ потужності (~ 200 Вт).

Розроблений ІЗП-ОЕС має ряд переваг перед існуючими зарубіжними аналогами. Застосування зовнішнього повздовжнього магнітного поля в ВЧ джерелі з індукційно зв'язаною плазмою дозволяє підвищити інтенсивність оптичних ліній за рахунок більш ефективної іонізації та утримання плазми.

Проведений елементний аналіз твердо тільної речовини за допомогою розробленого атомно-емісійного оптичного спектрометра з індуктивно-зв'язаною плазмою низького тиску. Застосовувався аргонний та гелієвий геліконовий розряд зі зразками міді, сплаву стандартного зразку бронзи, міді, а також оксиду міді, цирконію, елементу сонячної батареї. Проведені експериментальні дослідження параметрів плазмового джерела з метою знаходження режимів та способів підвищення густини плазми, а також виміри та обробка спектрів ІЗП розряду низького тиску в зовнішньому магнітному полі методами оптичної спектрометрії, а також - розробка систем подачі газової, твердо тільної проби.

Порівняння експериментальних даних для чистого цирконію з табличними даними для високоінтенсивних іонних емісійних ліній з довжинами хвиль (339.1, 343.8, 348.1, 349.6, 355.6 нм) дає підставу стверджувати, що в розробленому ІЗП-АЕС НТ з магнітним полем запропонованої конфігурації, створеного системою постійних магнітів, іонна емісія превалює над атомною. Даний факт можна пояснити високим ступенем іонізації проби в плазмі геліконового розряду.

Експеримент показав, що аналітичний сигнал з розробленого ІЗП-АЕС НТ з магнітним полем запропонованої конфігурації, створеного системою постійних магнітів, достатній для аналізу та ідентифікації оптичного спектра.

До переваг розробленого приладу слід віднести те, що мала інтенсивність атомних оптичних ліній збудження по відношенню до іонних, дозволяє більш просто і точно ідентифікувати оптичні спектри.

**ДВОПОЛЯРИЗАЦІЙНА ІНТЕРФЕРОМЕТРІЯ ПЛАЗМИ В  
СТЕЛАРАТОРАХ/ТОРСАТРОНАХ**

В. Філіппов, Д. Греков

*Інститут фізики плазми ННЦ "ХФТІ"*

Двополяризаційні інтерферометри було застосовано для вимірювань розподілу густини плазми в торсатронах Ураган-3М та Ураган-2М [1, 2]. Оскільки довжина хвилі, що зондує плазму, є значно меншою, чим характерна довжина неоднорідності плазми, для обробки результатів експериментів застосовувалось наближення геометричної оптики. При цьому виявилось, що деякі дані лежать за межами таких, що можуть бути отримано в наближенні геометричної оптики. Тому для коректної інтерпретації результатів експериментів було необхідно виконати моделювання поширення мікрохвиль, що зондують плазму, через плазму в магнітному полі змінного напрямку без застосування цього наближення. З цією метою система двох пов'язаних диференційних рівнянь другого порядку для електричних полів звичайної та незвичайної хвиль розв'язувалась числовим методом. Досліджувалось зондування плазми в стандартній для сучасних експериментів магнітній конфігурації торсатрона Ураган-2М хвилею з частотою 36 ГГц. У широкому діапазоні параметрів плазми було отримано передаточну матрицю від рупора, що випромінює хвилі, до рупора, що їх приймає. Це дало можливість краще зрозуміти результати проведених експериментів і запропонувати оптимізовану схему двополяризаційного інтерферометра для застосування в торсатроні Ураган-2М.

1. D.L.Grekov, K.K.Tretiak, V.L.Berezhnyj, V.V.Filippov // Problems of Atomic Science and Technology.Ser. "Plasma Physics". 2012, N6 (82), p .249-251.
2. D.Grekov, V.Philippov // Abstracts of the 20th ISHW. 2015, Greifswald, Germany, p.81.

## МОДЕЛЬ ГАЗОВОГО РОЗРЯДУ, ЩО ПІДТРИМУЄТЬСЯ СИМЕТРИЧНОЮ ХВИЛЕЮ В НЕОДНОРІДНОМУ МАГНІТОАКТИВНОМУ ПЛАЗМОВО-МЕТАЛЕВОМУ ХВИЛЕВОДІ ЗМІННОГО РАДІУСУ

Азарєнков М.О., Олєфір В.П., Споров О.Є.

*Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна,*

*пл. Свободи, 4, м. Харків, 61022, Україна*

Розвиток сучасних плазмових технологій потребує джерел із заданими значеннями густини плазми та ступенем її однорідності [1]. Для моделювання просторового розподілу густини плазми в стаціонарному розряді, що підтримується власною хвилею розрядної структури, часто використовуються електродинамічні моделі, в яких основна увага приділяється дослідженню власних хвиль структури, в той час як процеси в плазмі моделюються спрощеними модельними рівняннями [2, 3]. Дисперсія та просторове загасання власних хвиль циліндричних плазмово-металевих структур суттєво залежать від радіусу металевого кожуху (див, наприклад, [4]), завдяки чому використання металевого кожуху змінного радіусу може збільшити ступінь аксіальної однорідності густини плазми. В роботі [5] досліджено вплив аксіального магнітного поля в розрядах, що підтримуються симетричними та дипольними хвилями в структурах зі сталим та змінним радіусом металевого хвилеводу у випадку радіально однорідної плазми. Але в реальних пристроях густина плазми неоднорідна як в аксіальному, так і в радіальному напрямках. Саме тому актуальними є дослідження одночасного впливу змінного радіусу металевого хвилеводу та ступеню радіальної неоднорідності густини плазми на характеристики розряду, що підтримується азимутально-симетричними електромагнітними хвилями, які часто використовуються для підтримки розрядів в довгих хвилеводних структурах [1, 2].

В даній роботі в рамках електродинамічної моделі розглянуто розряд, що протікає в дифузійному режимі в структурі, яка складається з циліндричного стовпа плазми, розташованого всередині металевого хвилеводу, радіус якого змінюється вздовж структури. Зовнішнє магнітне поле спрямоване вздовж осі структури. Плазма відокремлена від металу вакуумним прошарком та розглядається як холодне слабо поглинаюче середовище, зі сталою в об'ємі ефективною частотою зіткнень електронів. Досліджено плазму, густина якої слабо змінюється в аксіальному напрямку та за заданим законом вздовж радіуса. Вважалось, що геометричні параметри структури, властивості плазми та хвилі, що підтримує розряд, слабо змінюються в аксіальному напрямку, тому для розв'язку задачі використано ВКБ наближення [5].

Визначено вплив зовнішнього магнітного поля та ступеня радіальної неоднорідності густини плазми на аксіальну структуру газового розряду, що протікає в дифузійному режимі та підтримується симетричною хвилею, в структурах зі сталим та змінним радіусом металевого хвилеводу.

- [1] Moisan M., Hubert J., Margot J. and Zakrzewski Z., in *Advanced Technologies Based on Wave and Beam Generated Plasmas*, 1999, ed. by H. Schluter, A. Shivarova, (Kluwer Academic Publisher, Amsterdam), p. 1 – 42.
- [2] I. Zhelyazkov, V. Atanassov, *Physics Reports*, 255, p. 79 (1995).
- [3] T. Petrova, E. Benova, G. Petrov, I. Zhelyazkov, *Physical Review E*, 60 (1), p. 875 (1999).
- [4] J. Wolinska-Szatkowska, *J. of Phys. D: Appl. Phys.*, 20, p. 977 (1987).
- [5] N.A. Azarenkov, V.P. Olefir, A.E. Sporov. *Problems of Atomic Science and Technology*, 118 (6), p. 113-116 (2018).

## ВПЛИВ ПРОСТОРОВОГО КАНАЛЮВАННЯ НА СТРУКТУРУ АЛЬФВЕНОВИХ ВЛАСНИХ МОД

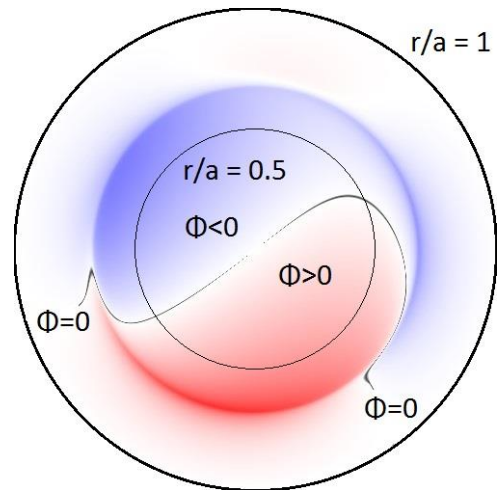
Я. І. Колесниченко<sup>1</sup>, А. В. Тихий<sup>1</sup>, R. V. White<sup>2</sup>

<sup>1</sup> *Інститут ядерних досліджень, пр. Науки 47, Київ*

<sup>2</sup> *Princeton Plasma Physics Laboratory, Princeton, NJ 08543 USA*

Перенесення енергії та імпульса поперек магнітного поля дестабілізованими власними МГД-модами – просторове каналювання – може справляти значний вплив на параметри плазми [1]. Просторове каналювання має місце, коли джерела та стоки енергії рознесені – тобто коли область, де частинки (напр. швидкі іони) розгойдують плазмові коливання, не збігається з областю, де збуджені коливання згасають – і може бути спрямоване як назовні (див. напр. [1, 2]), так і досередини плазми [3, 4]; відповідно, у першому випадку воно погіршує, а у другому – покращує утримання енергії в плазмі. Наявність поперечного потоку енергії означає, що вектор сумарного потоку енергії не є дотичним до магнітної поверхні, а отже - хвильовий фронт викривлюється.

Для вивчення впливу просторового каналювання на структуру моди розв'язувалося рівняння альфвенових власних мод, пов'язаних з тороїдальністю, з рознесеними по радіусу джерелом та стоком енергії. Знайдено, що і структура, і частота моди ( $\omega$ ) змінюються з ростом поперечного потоку; також спостерігалася спіральна структура моди у поперечному перерізі, див. Мал. 1. При цьому плазма була близькою до межі стійкості ( $\gamma/\omega \approx 0$ , де  $\gamma$  – інкремент нестійкості), але джерело енергії було сильним,  $\gamma_{\alpha}^L / \omega \sim 0.1$  ( $\gamma_{\alpha}^L$  – локальний інкремент нестійкості в області, де мода розгойдується). Імовірно, що саме просторовим каналюванням пояснюються спостереження спіральної структури мод в експериментах на DIII-D та NSTX [5, 6]. Крім цього, просторове каналювання може відігравати роль у насиченні альфвенових мод.



Мал. 1. Спіральна структура альфвенової власної моди, викликаної тороїдальністю, з модовими числами  $m=1/2$ ,  $n=1$ , коли область, де частинки розгойдують плазмову нестійкість, не збігається з областю, де мода згасає;  $\Phi$  – скалярний потенціал електричного поля.

[1] Ya.I. Kolesnichenko, Yu.V. Yakovenko V.V. Lutsenko, Phys. Rev. Lett. **104** (2010) 075001

[2] E.V. Belova, N.N. Gorelenkov, N.A. Crocker, J.B. Lestz, E.D. Fredrickson, S. Tang, and K. Tritz, Phys. Plasmas **24** (2017) 042505

[3] Ya.I. Kolesnichenko, V.V. Lutsenko, M.H. Tyshchenko, H. Weisen, Yu.V. Yakovenko and the JET Team, Nucl. Fusion **58** (2018) 076012

[4] Ya.I. Kolesnichenko, A.V. Tykhyu, Phys. Lett. A **382** (2018) 2689

[5] B.J. Tobias et al., Phys. Rev. Lett. **106** (2011) 075003

[6] M.A. Van Zeeland et al., Nucl. Fusion **49** (2009) 065003



## ОБЕРТАННЯ ЕЛЕКТРОМАГНІТНОЇ ЕНЕРГІЇ АЗИМУТАЛЬНИХ ПОВЕРХНЕВИХ ХВИЛЬ УЗДОВЖ МЕЖІ ПЛАЗМА-МЕТАЛ

Гірка І.О.<sup>1</sup>, Павленко І.В.<sup>1</sup>, Thumm M.<sup>2</sup>

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

<sup>2</sup>*Karlsruhe Institute of Technology, IHM and IHE, Karlsruhe, Germany*

Різницю між «швидкістю поширення фази»  $v_{ph}$  та «швидкістю поширення вібраційного руху» було встановлено вперше в [1]. Згодом було встановлено, що усереднена за часом густина потоку енергії є пропорційною до середньої густини електромагнітної енергії [2]. В [3] надано три визначення групової швидкості. Перше – це визначення Гамільтона [1]:  $v_g = d\omega/dk$ . Друге – це визначення Зоммерфельда швидкості сигналу. Третє – це швидкість перенесення енергії  $v_{en}$ , як коефіцієнт пропорційності між середньою густиною потоку енергії (відомою в електродинаміці як вектор Пойнтінга) та середньою густиною енергії.

У [4,5] показано збіг групової швидкості  $v_g$  та швидкості передачі енергії  $v_{en}$  плоских хвиль у однорідних бездисипативних середовищах з аномальною дисперсією або без неї за дуже загальних умов. Однак, для електромагнітних хвиль групова швидкість може розглядатися як швидкість передачі енергії лише в тому випадку, якщо вони поширюються в середовищах, діелектрична проникність яких слабо залежить від частоти хвилі [3]. Цю останню обставину часто ігнорують навіть у найкращих підручниках з електродинаміки плазми [5-8].

Обертання електромагнітної енергії азимутальних поверхневих хвиль [9] навколо осі циліндричних магнітоактивних плазмових хвилеводів описано в [10,11] у термінах кутової швидкості перенесення енергії  $\omega_{en}$ . Залежність  $\omega_{en}$  від параметрів хвилеводів проаналізовано у двох випадках: металевий циліндричний хвилевод, який повністю заповнено плазмою [10], та металевий стержень, який занурено до необмеженої плазми паралельно до зовнішнього сталого магнітного поля [11]. У першому випадку показано гарний збіг кутової групової швидкості  $\omega_g$  та  $\omega_{en}$ . У другому випадку  $\omega_g$  принципово не можна ввести з математичних причин.

1. W. R. Hamilton, *Proceedings of the Royal Irish Academy* (1836-1869), **1**, 341-349 (1839).
2. N. A. Umov, *Zeitschrift für Mathematik und Physik*, No. 19, 418-431 (1874).
3. L. Brillouin, *Wave Propagation and Group Velocity* (Academic Press Inc., New York, 1960).
4. M. A. Biot, *Physical Review*, **105**, No. 4, 1129–1137 (1957).
5. M. Brambilla, *Kinetic theory of plasma waves. Homogeneous plasmas* (Clarendon Press, Oxford, 1998).
6. J. D. Jackson, *Classical electrodynamics* (3rd ed.) (John Wiley & Sons, New York, 1998), p. 246-248.
7. A. F. Alexandrov, L. S. Bogdankevich, and A. A. Rukhadze, *Principles of plasma electrodynamics* (Springer, Berlin, 1984), p. 33.
8. A. I. Akhiezer, I. A. Akhiezer, R. V. Polovin, A. G. Sitenko, and K. N. Stepanov, *Plasma electrodynamics*, (Pergamon Press, Oxford, 1975), p. 54.
9. Girka V., Girka I., and Thumm M., *Surface flute waves in plasmas. Theory and applications*, New York, Ny, USA: Springer-Verlag, 2014.
10. Girka I.O., Pavlenko I.V., Thumm M., *Physics of Plasmas*, 2019, **26**, Issue 2, p. 022113
11. Girka I.O., Pavlenko I.V., Thumm M., *Physics of Plasmas*, 2019, **26**, Issue 5, p. 052103

## ВПЛИВ ПИЛЧАСТИХ КОЛИВАНЬ У JET ТА ITER НА ШВИДКІ ЙОНИ

Ю. В. Яковенко<sup>1,2</sup>, В. В. Луценко<sup>1</sup>, В. Кіптилий<sup>3</sup>, Л. Джакомеллі<sup>4</sup>, Т. Крачунеску<sup>5</sup>,  
В. Я. Голобородько<sup>1</sup>, Б. С. Лепявко<sup>1</sup>, А. І. Тіщенко<sup>1,2</sup>, А. Вейсен<sup>6</sup>, С. Шарапов<sup>3</sup>,  
Я. І. Колесниченко<sup>1</sup>, співробітники JET<sup>7</sup>

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

<sup>2</sup> Національний університет «Києво-Могилянська академія», Київ

<sup>3</sup> Culham Centre for Fusion Energy, Abingdon, United Kingdom

<sup>4</sup> Istituto di Fisica del Plasma “P. Caldirola”, CNR, Milano, Italy

<sup>5</sup> EURATOM-MedC Association, National Institute for Laser, Plasma and Radiation Physics,  
Bucharest, Romania

<sup>6</sup> Swiss Plasma Center, École Polytechnique Fédérale de Lausanne, Lausanne, Switzerland

<sup>7</sup> Див. список авторів у «X. Litaudon et al., Nucl. Fusion **57**, 102001 (2017)»

У доповіді представлено результати моделювання перерозподілу швидких йонів, спричиненого колапсами пилчастих коливань, за допомогою коду OFSEF [1]. Вивчено залежність перерозподілу від параметрів частинок (енергії та пiтч-кута). Поведінка пролітних та глибоко захоплених частинок узгоджується з результатами попередніх робіт [1, 2]. Знайдено, що перерозподіл захоплених та слабо пролітних частинок виявляє поведінку бар'єрного типу біля сепаратриси між пролітними та захопленими частинками: частинки з високими енергіями майже не проходять радіальну координату, що відповідає сепаратрисі. Результати моделювань з OFSEF використано для створення нового швидкого коду. Обговорюється алгоритм та структура цього коду. Код перевірено порівнянням з результатами OFSEF.

Виконано прогнозні розрахунки впливу колапсів на термоядерні альфа-частинки в реакторі ITER; Вони показують, що якщо форма радіального профілю  $q$  (магнітного числа обертів) є непараболічною (що очікується, наприклад, у гібридному режимі), то це значно змінить профіль функції розподілу альфа-частинок після колапсу.

Представляються та обговорюються експериментальні спостереження впливу колапсів на нейтронну емісію у кількох нещодавніх розрядах токамака JET. У більшості розрядів JET нейтрони виникають переважно при реакціях синтезу йонів, створених інжекцією нейтральних пучків, з йонами основної плазми; ці йони є переважно пролітними. У розрядах з ЙЦРН (йонно-циклотронним резонансним нагріванням) на 3-й гармоніці дейтерію значна частка нейтронного потоку створюється йонами, прискореними ЙЦРН, які є захопленими частинками з енергією порядку MeV [3]. Порівняльне моделювання перерозподілу швидких йонів у розрядах різного типу (яке зараз виконується) може бути використано для верифікації теорії [2].

Ця робота виконувалася у рамках Консорціуму EUROfusion і отримувала підтримку Програми досліджень та навчання 2014—2018 Євратома за грантовою угодою № 633053, а також Національної академії наук України за темою «Явища, пов'язані з енергійними йонами, в токамаках та стелараторах» та Проектом № ПЛ15/19. Погляди та міркування, висловлені тут, не обов'язково відображають думку Європейської Комісії.

[1] Ya. I. Kolesnichenko, V. V. Lutsenko, Yu. V. Yakovenko and G. Kamelander, Phys. Plasmas **4**, 2544 (1997).

[2] Ya. I. Kolesnichenko and Yu. V. Yakovenko, Nucl. Fusion **36**, 159 (1996).

[3] J. Eriksson et al., Nucl. Fusion **55**, 123026 (2015).

## **Іонна циклотронна емісія, що збуджується енергійними іонами, які обходять магнітну вісь токамака при циклотронному обертанні**

**В.С. Марченко, С.Н. Резник**

*Інститут ядерних досліджень НАН України*

Через їхній великий гіро-радіус, значна частина енергійних іонів, які утворюються внаслідок нейтральної інжекції або ядерних реакцій, при циклотронному обертанні обходять магнітну вісь малого або середнього токамака протягом значної частини своєї дрейфової орбіти. В результаті утворюється специфічна популяція частинок, яка характеризується сильним градієнтом концентрації через рівноважний розподіл в просторі швидкостей, а також сильним полоїдальним потоком (струмом) навколо осі. Ця популяція збуджує компресійні альфвеніві власні моди з великими радіальними числами, частотами, що відповідають гармонікам гіро-частоти швидких іонів на магнітній осі,  $\omega_{ca}$  (різниця власної частоти моди з цією частотою визначає поріг нестійкості) і темпом зростання  $\gamma_{\alpha} \sim \omega_{ca} f_{\alpha}^{1/2}$ , де  $f_{\alpha}$  – частка швидких іонів. Цей результат може бути пов'язаний з недавніми спостереженнями на малих та середніх токамаках.

## ХАРАКТЕРИСТИКИ ПЛАЗМИ АЗОТУ СТВОРЕНОЇ ВИСОКОЧАСТОТНИМ РОЗРЯДОМ ДІАпаЗОНУ УЛЬТРАКОРОТКИХ ХВИЛЬ У СТЕЛАРАТОРІ УРАГАН-2М

Ю.В. Ковтун\*, В.Є. Моїсеєнко, А.В. Лозін, А.М. Шаповал, Л.І. Григор'єва,  
В.Б. Коровін, Є.Д. Крамской, М.М. Козуля, Г.П. Глазунов, М.М. Бондаренко, Д.І. Барон  
та команда Ураган-2М

*Інститут фізики плазми, ННЦ "Харківський фізико-технічний інститут"  
Академічна, 1, Харків, 61108, Україна  
\*E-mail: [Ykovtun@kipt.kharkov.ua](mailto:Ykovtun@kipt.kharkov.ua)*

Чистка внутрішніх вакуумних поверхонь в пристроях для магнітного утримання високотемпературної плазми використовується після усунення несправностей, таких як, виток або руйнування, та відчинення вакуумної камери на повітря. Високочастотні (ВЧ) розряди використовуються для чищення внутрішніх стінок вакуумних камер термоядерних установок. Попередні експериментальні дослідження ВЧ розряду в діапазоні частот ультракоротких хвиль (УКХ) були проведені у воднево-азотній суміші та чистому водню [1-3].

В даній роботі представлені результати досліджень характеристик плазми азоту створеної ВЧ розрядом в діапазоні УКХ. Експерименти проводилися на установці Ураган-2М (У-2М), якій представляє собою середніх розмірів стеларатор (типу торсатрон) з  $l = 2$ ,  $m = 4$  періодами спіральних полів та додатковими котушками тороїдального поля. Великий радіус тору становить  $R = 1,7$  м, внутрішній радіус вакуумної камери  $r = 0,34$  м. На У-2М була встановлена нова Т-подібна антена, яка є монополярним чвертьхвильовим вібратором і здатна генерувати повільні хвилі. Високочастотна потужність складала до 3 кВт при робочій частоті 130 МГц. Тиск робочого газу (азоту)  $4 \cdot 10^{-2}$  Па, стаціонарне магнітне поле  $\approx 0,01$  Т. Локальні характеристики плазмового розряду вимірювались одиночними зондами Ленгмюра, розміщеними в різних точках тору установки. Для визначення зарядового стану іонів та елементного складу плазми використовували безконтактний пасивний метод оптичної плазмової спектроскопії. Розряд УКХ діапазону є об'ємним: плазма займає весь об'єм вакуумної камери. Характерне значення густини плазми становить  $10^9$  см<sup>-3</sup>, температура електронів змінюється в межах 8–10 еВ. В оптичному емісійному спектрі плазми спостерігаються лінії N<sub>2</sub>, N<sub>2</sub><sup>+</sup>, а також радикал CN. Обговорюються можливі механізми утворення радикалу CN у розряді.

1. Moiseenko V. E. et al. Nuclear Fusion. 2014, 54, № 3, p. 033009.
2. Lozin A. V. et al. Problems of Atomic Science and Technology. 2016, № 6, p. 60-63.
3. Lozin A. V. et al. Problems of Atomic Science and Technology. 2018, № 6, p. 50-53.

## ПРОЦЕСИ В ОБЛАСТІ РОЗРИВУ СТРУМОВОГО ШАРУ В ХВОСТІ МАГНІТОСФЕРИ ЗЕМЛІ: СТАТИСТИЧНИЙ ТА СПЕКТРАЛЬНИЙ АНАЛІЗ

<sup>1,2</sup>Козак Л., <sup>1</sup>Петренко Б., <sup>3</sup>Кронберг Е., <sup>4</sup>Луї Е.

<sup>1</sup>Київський національний університет імені Тараса Шевченка

<sup>2</sup>Інститут космічних досліджень НАН України та ДКА України

<sup>3</sup>Інститут Макса Планка, Геттінген, Німеччина

<sup>4</sup>Університет імені Джона Хопкінса, США

Дослідження процесів у хвості магнітосфери Землі істотно ускладнюються наявністю турбулентності за рахунок розвитку нестійкостей у результаті яких відбувається «катастрофічна» перебудова потоку і структури магнітного поля. Складні турбулентні процеси, які спостерігаються в магнітосфері Землі, не вдається описати в рамках аналітичних МГД-моделей. Для розгляду властивостей турбулентності на великих часових і просторових масштабах слід залучати методи статистичної фізики і каскадні моделі, розвинені в гідродинамічних теоріях. Це дозволяє з експерименту визначити статистичні властивості турбулентності та описати процеси переносу.

В ході роботи проаналізовано особливості процесів в області розриву струмового шару і отримані спектри турбулентності в областях до і під час диполяризації магнітного поля в хвості магнітосфери Землі за вимірюваннями 4-х космічних апаратів місії Кластер-2. Спектральний і вейвлет аналіз були доповнені статистичним розглядом. Зокрема було проведено: аналіз крил функції густини ймовірності флуктуацій магнітного поля та аналіз розширеної самоподібності (ESS-аналіз). Отримано, що в області диполяризації магнітного поля в хвості магнітосфери спостерігається: реконструкція компонент магнітного поля; зміна ексцесу; наявність потужних Pc5 і Pc4 пульсацій, а також прямих і зворотних каскадів; злам в спектрах на частотах менше ніж гірочастота протонів та зміна характеру турбулентних рухів на різних часових масштабах.

Робота виконувалася за підтримки освітньої програми Міністерства освіти і науки України № 2201250 «Освіта, навчання студентів, аспірантів, наукових і педагогічних кадрів за кордоном» (стажування в лабораторії прикладної фізики університету імені Джона Хопкінса, Меріленд, США), гранту 90312-1 фонду Фольксваген («VW-Stiftung») і Міжнародного інституту космічних досліджень ISSI-BJ, Пекін, Китай.

## ГЕНЕРАЦІЯ НИЗЬКОЧАСТОТНИХ КІНЕТИЧНИХ ХВИЛЬ В ПЕРЕДСПАЛАХОВИХ КОРОНАЛЬНИХ ПЕТЛЯХ

О.Н. Кришталь<sup>1</sup>, А.Д. Войцеховська<sup>1</sup>, О.К. Черемних<sup>1</sup>, Г. Верг<sup>2</sup>, В. Федун<sup>2</sup>

*Інститут космічних досліджень НАН України та ДКА України, 2Університет Шеффільда,*

Досліджено умови збудження і розвитку низькочастотної хвильової нестійкості в області хромосфери поблизу основ петлі. Було використано припущення, що магнітне поле петлі в цій області змінюється в діапазоні від 3 до 100 мТл. Було виявлено, що наявність слабого великомасштабного електричного поля і повільних дрейфових рухів плазми внаслідок просторових неоднорідностей температури і густини плазми є основними факторами нестійкості.

У розрахунках використовувалися значення температури і густини з моделі «спокійного Сонця» VAL (F). Передбачалося, що досліджується деякий «стійкий стан» плазми петлі, коли всі пучки енергійних частинок в «післяспалаховій» фазі попереднього спалаху вже вичерпали свою енергію. У такій ситуації парні кулонівські зіткнення можуть домінувати в плазмі.

Дані спостережень вказують на високу ймовірність появи наступного спалаху в тій же петлі, тому є вагома причина розглядати вищезгадані характеристики плазми як «передспалахові» для «наступного» спалаху і нестійкості, які можуть виникнути при цьому можна називати «непучковими».

Показано, що розвиток нестійкості «прямой» KІАХ (кінетичної іонно-акустичної хвилі) можливий не тільки в плазмі з кулоновською провідністю, а й на тлі дрібномасштабної бернштейнівської турбулентності, оскільки остання має надзвичайно низький поріг збудження. Це означає, що ця турбулентність не обов'язково руйнує генерацію кінетичної хвилі. А ця хвиля може взяти участь в одній з трьох можливих хвильових взаємодій, які можуть створювати електромагнітну (ЕМ) хвилю. Можливе виявлення цієї електромагнітної хвилі приладами дистанційного спостерігача можна розглядати як необхідну умову короткострокового передбачення спалаху в сонячній активній області (АО).

Було показано, що серед чотирьох коренів дисперсійного співвідношення для кінетичних хвиль, а саме: два КАХ (кінетичні альвенівські хвилі) - «прямі» і «зворотні», і два КІАХ ( «прямі» і «зворотні»), тільки один корінь, - «прямий» КІАХ в моделі VAL (F) є нестабільний. Розрахунки показали, що просторова неоднорідність температури і густини плазми впливає на швидкість росту збурень через значення частоти дрейфу.

Було виявлено, що врахування більш реалістичних плазмових процесів природно породжує КІАХ і можливі КАХ, які є необхідними учасниками різних видів трихвильової взаємодії. Процес нелінійного зв'язку O- і X-мод через КАХ можна використовувати для інтерпретації деполяризації сонячного радіовипромінювання.

Виявилось, що початок нестійкості вимагає відносно низького значення неізотермічності плазми, а також має надзвичайно низький поріг по відношенню до амплітуди електричного субдрейсеровського поля. Доведена можливість появи незатухаючих кінетичних хвиль з малою амплітудою в досліджуваній області основ петлі.

## ВИЗНАЧЕННЯ ДИСПЕРСІЙНИХ СПІВВІДНОШЕНЬ ХВИЛЬ У КОСМІЧНІЙ ПЛАЗМІ

<sup>1,2</sup>Петренко Б.А., <sup>1,2</sup>Козак Л.В., <sup>3</sup>Луї А.Т.

<sup>1</sup>Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ, Україна

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

<sup>3</sup>Університет Джона Хопкінса, Лабораторія прикладної фізики, Меріленд, США

Хвилі в космічній плазмі відіграють важливу роль в процесі перенесення енергії та її нагріву. Завдяки нестійкостям у замагніченій космічній плазмі генеруються та існують різноманітні гілки плазмових коливань з випадковими фазами. Це хвильове поле формує турбулентність. Наша робота присвячена знаходженню та вивченню особливостей хвильового поля флуктуацій параметрів плазми у такому середовищі. Можливість знаходження не тільки частотного, а й просторового розподілу хвиль є можливим завдяки аналізу даних, отриманих від інструментів, встановлених на космічних апаратах багатосупутникових місій. Це досягається, безпосередньо, за допомогою розроблених в останні десятиліття методів отримання дисперсійних співвідношень. У своїй роботі використано вже розроблений метод хвильової зйомки, істотними перевагами якого є нечутливість до ізотропного білого шуму та швидка обчислювальна спроможність. Вхідними параметрами є скалярна або векторна величина досліджуваної величини (вектор магнітної індукції, вектор електричного поля), розташування космічних апаратів, а також вектор швидкості руху плазми як цілого для переходу до нерухомої системи, пов'язаної з плазмовим середовищем. Результатом є розподіл точок у чотиривимірному просторі частота-хвильовий вектор. Однак, на відміну від інших, цей метод не дозволяє отримати розподіл потужності флуктуацій як функцію від хвильового вектора для фіксованої частоти. Тестування цього методу на основі згенерованих багатосупутникових даних з відомими просторо-часовими характеристиками показало гарний результат ототожнення сукупності хвиль.

Було проаналізовано дані з космічних апаратів місії Cluster II під час явищ вибухового характеру реконфігурації геомагнітного поля в антисонячному боці магнітосфери Землі. Такі явища, суббурі, є результатом нестійкості або їх сукупності, що проявляється у встановленні турбулентного режиму. Результати нашого дослідження є основою для моделювання прискорення частинок, яке спостерігається при цьому, а також для встановлення закономірностей процесів, відповідальних за перехід магнітної конфігурації у новий стан.

**ЯДЕРНИЙ DD-СИНТЕЗ:  
РОЛІ КУЛОНІВСЬКОГО І ВІДЦЕНТРОВОГО БАР'ЄРІВ**

І.В. Ткаченко<sup>1</sup>, С.В. Трубніков<sup>2</sup>, В.І. Ткаченко<sup>1,3</sup>

*<sup>1</sup>Національний науковий центр  
“Харківський фізико-технічний інститут”  
вул. Академічна 1, Харків, Україна  
[tkachenko@kipt.kharkov.ua](mailto:tkachenko@kipt.kharkov.ua)*

*<sup>2</sup>Харківський державний політехнічний коледж  
вул. Дмитрівська, 26, Харків, Україна  
[sergiy.v.trubnikov@gmail.com](mailto:sergiy.v.trubnikov@gmail.com)*

*<sup>3</sup>Харківський національний  
університет ім. В. Н. Каразіна  
майдан Свободи 4, Харків, Україна*

У зв'язку з активно обговорюваною в сучасній літературі проблемою ефективного дейтрон-дейтроного (dd) керованого ядерного синтезу було розглянуто роль кулонівських і відцентрових бар'єрів у реалізації цього процесу. По-перше, було продемонстровано, що загальноновживане значення радіуса дейтрона не є найкращим вибором для оцінки кулонівського бар'єру (КБ). Насправді висоту КБ необхідно збільшити більш ніж у два рази. По-друге, відцентровий бар'єр (ВБ) у більшості всіх мультипольних переходів є істотно вищим, ніж прийнято для розрахунків параметрів експериментальних приладів. Це призводить до сильного пригнічення швидкості dd-синтезу у реакторі. Розглянуто подавлення переходів у квінтетних dd-станах.

Також запропоновано схеми декількох експериментів, які в принципі можуть визначати «справжні» значення КБ та ВБ і дають підстави для подальшого обговорення можливостей керованого dd-синтезу.

Звернуто увагу на перспективи (незважаючи на малі перерізи) реакції радіаційного захвату з огляду на значне вивільнення енергії в одному акті реакції.



## РЕЛЯТИВІСТСЬКІ ТРАНСПОРТНІ ЕЛЕКТРОННІ ПОТОКИ В ГАРЯЧІЙ ТЕРМОЯДЕРНІЙ ПЛАЗМІ

I.M. Марущенко, М.О. Азаренков

*Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна*

В даний час термоядерні дослідження переважно сфокусовані на DT реакції, що є найбільш доступною в порівнянні з іншими термоядерними реакціями, оскільки для стабільної роботи реактора достатньо підтримувати температуру плазми на рівні 15 - 30 кеВ, принципова можливість чого вже була продемонстрована експериментально [1]. Головним недоліком DT схеми є те, що високоенергетичні нейтрони, які виконують роль генератора тепла, неминуче призводять також і до радіоактивного забруднення реактора, і тому вона розглядається лише як перший крок в напрямку термоядерної енергетики. В якості альтернативи є умовно безнейтронна реакція  $DHe^3$ , яка потребує температуру плазми вже на рівні 50 - 70 кеВ. Ще одна безнейтронна реакція,  $pV^{11}$ , продуктами якої є тільки альфа-частинки і яка потребує ще більших температур, донедавна вважалася неможливою в якості реакторної через надвисокий рівень гальмівного випромінювання. Але останні дослідження [2], які базуються на уточнених даних по перерізу реакції  $pV^{11}$ , показують, що її термоядерний вихід є значно кращим, ніж це вважалось раніше, і за певних умов може бути суттєво підвищеним (до 30%), що робить  $pV^{11}$  схему можливою і надзвичайно привабливою.

Таким чином, температура електронів плазми для безнейтронних термоядерних реакторів, в залежності від обраної реакції, мусить бути в діапазоні 50 – 200 кеВ, що робить класичний (нерелятивістський) опис електронів некоректним. Виходячи з цього, необхідно уважно переглянути транспортні процеси з участю електронів, причому кінетику електронів необхідно описувати релятивістським кінетичним рівнянням, а термодинамічну рівновагу - релятивістською функцією Максвелла-Юттнера. Як вже було показано в попередніх роботах авторів [3,4], при температурі електронів вище 20 кеВ релятивістські ефекти починають проявляти себе навіть в процесах, в яких беруть участь переважно електрони з теплового ядра функції розподілу.

В даній роботі, виходячи з релятивістського кінетичного рівняння для електронів з інтегралом зіткнень Беляєва-Будкера [5], виводяться рівняння для моментів функції розподілу електронів. В центрі уваги знаходяться перш за все потоки електронів, що генеруються зіткненнями, тобто потоки самих електронів і тепла, та сили, що виникають завдяки зіткненням. Як і раніше [3,4], отримані рівняння для моментів функції розподілу мало відрізняються по формі від класичних [6] і є дуже зручними для подальших числових розрахунків. Запропонований авторами підхід засновується на збереженні, наскільки це можливо, зручної форми неокласичних транспортних рівнянь за рахунок відмови від коваріантної форми з 4-векторами та нехтування неважливою в умовах лабораторної плазми релятивістською інваріантністю рівнянь.

[1] P.-H. Rebut, *Plasma Phys. Control. Fusion.* **34**, 1749 (1992)

[2] S. V. Putviski et al., *Nucl. Fusion* **59**, 076018 (2019)

[3] I. Marushchenko et al., *Phys. Plasmas* **19**, 112109 (2012)

[4] I. Marushchenko et al., *Plasma Phys. Control. Fusion* **55**, 085005 (2012)

[5] С.Т. Беляев, Г.І. Будкер, ДАН СССР, т.107, 807 (1956)

[6] P. Helander and D.J. Sigmar, *Collisional Transport in Magnetized Plasmas.* Cambridge University Press, 2002.

## НОВИЙ ФІЗИЧНИЙ ЕФЕКТ - КОЛЕКТИВНИЙ БАТУТНИЙ МЕХАНІЗМ ПРИСКОРЕНОГО ІОННО-ПЛАЗМОВОГО РОЗПИЛЕННЯ

Олександр М. Габович<sup>1</sup>, Валерій Ф. Семенюк<sup>2</sup>, Надія І. Семенюк<sup>2</sup>

<sup>1</sup> *Інститут фізики НАН, Київ, Україна*

<sup>2</sup> *Gresem Innovation, LLC, Київ, Україна*

Іонно-плазмове розпилення означає ерозію та модифікацію твердих поверхонь під дією прискореного потоку іонів [1] чи пучків іонних кластерів [2]. Оскільки енергія іонів та густина потоку під час розпилення можуть відрізнятись на декілька порядків, механізми взаємодії іон – тверде тіло, швидкості розпилення та отримані текстури поверхні можуть бути абсолютно різними [3].

Розглянуті в [3] моделі лінійних каскадів, каскадів високої густини, ударних хвиль та теплових зон дозволяють пояснити значну різницю експериментальних значень коефіцієнтів розпилення, отриманих в широкому діапазоні енергій та флюенсів частинок, що бомбардують поверхні. Однак ці моделі не є універсальними і не працюють у цікавому, з точки зору застосувань, діапазоні низьких енергій та високих густин іонно-плазмових потоків, коли в поверхневому шарі відбувається виділення як потенціальної, так і кінетичної енергії іонів із плазмового потоку.

В даній роботі були досліджені процеси прискореного розпилення твердих тіл за умов, коли енергія іонів, що бомбардують поверхню, має величину від десятків до сотень еВ, а густина потоку іонів складає десятки мА/см<sup>2</sup>. Закономірності, які спостерігались під час досліджень, дозволяють пов'язати процес прискореного «аномального» розпилення з новим, запропонованим авторами, колективним батутним механізмом.

Джерелом іонно-плазмового потоку є геліконний розряд, плазмовий потік формувався за рахунок плазмово-хвильового механізму прискорення. Додаткове прискорення іонів з плазмового потоку здійснюється шляхом подавання на тримач підкладинок негативного потенціалу до –1000 В. Зазначимо, що від'ємне зміщення на тримачі підкладинок практично не впливає на параметри потоку плазми в об'ємі технологічної камери. Величина робочого тиску газу Ar, що утворює плазму, біля 1 Па. Швидкість розпилення визначалась шляхом вимірювання зміни маси підкладинки.

За параметрів іонно-плазмового потоку, нижчих за певні, порогові, швидкість розпилення відповідає табличним значенням для класичного парного розпилення. Для міді, наприклад, вона не перевищує 12 нм/хв, що в 30 разів менше швидкості аномального розпилення цього ж матеріалу, яке спостерігалось в разі перевищення порогу. Порогові значення параметрів аномального розпилення є більшими для металів з нижчою температурою плавлення.

Коефіцієнт аномального розпилення суттєво залежить від початкового стану поверхні мішені, що є ще однією особливістю батутного розпилення. Він збільшується із зростанням енергії іонів у плазмовому потоці, але практично не залежить від температури мішені та кута падіння іонів. Швидкість аномального розпилення визначається флюенсом, тобто загальним числом іонів, що падають на одиницю площі мішені. Для постійного флюенса коефіцієнт розпилення практично повністю корелює з величиною густини металу. Аномальне розпилення супроводжується текстуруванням поверхні мішені в субмікронному масштабі.

Ефект аномального батутного розпилення пов'язаний із ослабленням зв'язку між атомами в декількох поверхневих шарах під дією інтенсивного іонного бомбардування та фактичним зменшенням поверхневої когезійної енергії. Відхилення цих шарів в об'єм матеріалу викликає їхній викид стиснутими нижніми шарами. Швидкість батутного розпилення набагато вища, ніж у каскадного, бо в кожному елементарному акті викиду бере участь велика кількість атомів, процес носить колективний характер.

[1] R.Behrishch (ed), Sputtering by Particle Bombardment I. Physical Sputtering of Single-Element Solids (Springer, Berlin, 1981).

[2] V.N.Popok, I.Barke, E.E.B.Campbell and K-H.Meiwes-Broer, Surf. Sci. Rep.,66, 347, 2011.

[3] P.Sigmund, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., B 27, 1, 1987.

## РЕЗУЛЬТАТИ ДОСЛІДЖЕНЬ ОПРОМІНЕННЯ НИЗЬКОЕНЕРГЕТИЧНИМИ ІОНАМИ НЕРЖАВІЮЧОЇ НЕМАГНІТНОЇ СТАЛІ 12Х18Н10Т РЕНТГЕНОЛЮМІНЕСЦЕНТНИМИ ТА ВІМС МЕТОДАМИ

О.А. Федорович<sup>1,2</sup>, Л.М. Войтенко<sup>1</sup>, В.В. Гладковський<sup>1</sup>, О.В. Гладковська<sup>1</sup>,  
Є.Г. Костін<sup>1</sup>, Б.П. Полозов<sup>1</sup>, О.А. Рокицький<sup>1</sup>, О.С. Оберемок<sup>2</sup>, О.Д. Рудь<sup>3</sup>, С.С.  
Поліщук<sup>3</sup>

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

<sup>2</sup>*Інститут фізики напівпровідників НАН України, Київ, Україна,*

<sup>3</sup>*Інститут металофізики НАН України, Київ, Україна*

Нержавіюча немагнітна сталь 12Х18Н10Т один з найпоширеніших матеріалів, що використовується при конструюванні установок для корпусів термоядерних та інших плазмових установок, в яких використовуються магнітні поля, але питання стійкості цієї сталі до іонізаційних випромінювань і зміни її складу від умов і доз опромінення залишаються відкритими.

В даній роботі приводяться результати рентгенолюмінесцентних досліджень змін складу нержавіючої сталі при довготривалому опроміненні низько енергетичними протонами (енергія 200 -300 еВ) та досліджень вторинних іонних мас спектрів (ВІМС) її при тих же умовах. Проводились також відносні дослідження розподілу деяких елементів по глибині зразків.

Методика якісної вторинної іонної мас-спектрометрії достатньо повно приведена в роботі [1]. Проводився порівняльний аналіз якісного складу зразків до і після опромінення низькоенергетичними протонами та аналіз проникнення протонів по глибині. Спостерігались також зміни кількості складових елементів нержавіючої сталі по глибині зразка. Зафіксовано ряд елементів, які не спостерігалися на неопроміненій стороні зразка. Але деякі атоми можуть сорбувати в себе протони, тому для точного визначення змін ядер необхідно провести рентгенолюмінесцентний аналіз, який відображає тільки зміни заряду ядра атома і дозволяє також прослідкувати кількісні зміни елементного складу зразків.

Проводячи дослідження зовнішнього опромінювання рентгенівськими променями з різною напругою на трубі можна одержувати інформацію з різної глибини зразка. Дослідження зразків нержавіючої сталі опроміненої протонами з енергією 200 еВ на протязі декількох сотень годин показали суттєві зміни як кількісного, так і якісного складу матеріалу зразка.

Як показали численні рентгенолюмінесцентні дослідження зразків з нержавіючої сталі в неопроміненних протонами зразках цинк взагалі не спостерігається або його вміст не перевершує 0.5 %. При збільшенні часу опромінення кількість цинку по всій площі зразка збільшується до 7 %, а в окремих місцях спостерігаються деякі ділянки з вмістом цинку до 63 %. При цьому вміст хрому на поверхні нержавіючої сталі в цих же вибраних місцях зменшується до 2 – 5%, заліза до 32 %. Вміст алюмінію, марганцю, кремнію, молібдену практично не змінюється і складає доли процента. Зафіксовані значення вмісту цинку збільшуються із зменшенням довжини хвилі опромінюючого рентгену. Мас спектрометричні дослідження по глибині зразка показали практично експоненціальне зменшення кількості домішок, які виникли при опроміненні.

1. O.A. Fedorovich, V.V. Hladkovskiy, B.P. Polozov, L.M. Voitenko, E.G. Kostin, A.A. Rokitskiy, A.S. Oberemok et all. Peculiarities of interaction of low-energy protons with tungsten surface // Problems of atomic science and technology, 2018, № 4, Series: Plasma electronics and new methods of Acceleration. Issue 10. PP 302 – 306.

## ДОСЛІДЖЕННЯ ПЛАЗМА-ПОВЕРХНЕВОЇ ВЗАЄМОДІЇ В УКРАЇНСЬКІЙ ЛАНЦІ EUROFUSION: НОВІ РЕЗУЛЬТАТИ ТА ПЕРСПЕКТИВИ

В.О. Махлай<sup>1,2,4</sup>, І.Є. Гаркуша<sup>1,2</sup>, С.С. Геращенко<sup>1</sup>, Ю.В. Петров<sup>1</sup>, М.М. Аксенов<sup>1</sup>, О.В. Бирка<sup>1</sup>, М. Вірц<sup>3</sup>, Д.В. Єлісеєв, М.В. Кулик<sup>1</sup>, М.С. Ладигіна<sup>1</sup>, С.В. Малихін<sup>4</sup>, Г.К. Марченко<sup>1</sup>, Д. Терент'єв<sup>5</sup>, В.В. Стальцов<sup>1</sup>, Д.Г. Соляков<sup>1,2</sup>, В.В. Чеботарьов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>ННЦ Харківський фізико технічний інститут, Інститут фізики плазми, Академічна 1, 61108 Харків.

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

<sup>3</sup>Дослідницький центр Юліх, Юліх, Німеччина,

<sup>4</sup>Національний Технічний університет ХПІ, Харків

<sup>5</sup>Інститут ядерного матеріалознавства, Мол, Бельгія

В Інституті фізики плазми ННЦ ХФТІ проводяться дослідження щодо плазма-поверхневої взаємодії в термоядерному реакторі в рамках пакетів консорціуму EUROfusion PFC та DTT1-LMD. Дослідження головним чином спрямовані на вивчення розвитку пошкоджень у трьохвимірних поверхнях, що моделюють індивідуальні моноблоки елементів дивертору ІТЕР, вплив перекристалізації поверхні, що обумовлена плазмовим опроміненням, на утворення тріщин і їх поширення вглиб матеріалу.

Також, експериментально вивчалися особливості утворення захисного плазмового шару, та його вплив на передачу енергії з плазми поверхням вольфраму та рідкометалевих капілярних пористих систем під час взаємодії з потужними потоками плазми.

Дослідження проведено з залученням потужних плазмових прискорювачів КСПП Х-50 та новітнього джерела КСПП М, що дозволяє відтворити екстремальні енергетичні і корпускулярні навантаження, які притаманні перехідним процесам в реакторі, на кшталт зривів струму та ELMs.

Дослідження проведено у тісній співпраці з науковцями з українських інститутів та іноземними колегами. Основні результати, що були отримані в продовж останнього року висвітлені в публікаціях [1-5]

1. I.E. Garkusha , V.A. Makhlai, Yu.V. Petrov , V.V. Chebotarev, et. al. Influence of a magnetic field on plasma energy transfer to material surfaces in edge-localized mode simulation experiments with QSPA-M // Nucl. Fusion 59 (2019) 086023
2. V.A. Makhlai, I.E. Garkusha, S.S. Herashchenko, et. al. Influence of surface tension on macroscopic erosion of castellated tungsten surfaces during repetitive transient plasma loads // Nuclear Materials and Energy 19 (2019) 493–497
3. S.S. Herashchenko, O.I. Girka, S.V. Surovitskiy, V.A. Makhlai, et. al. Effect of sequential steady-state and pulsed hydrogen plasma loads on structure of textured tungsten samples // Nuclear Inst. and Methods in Physics Research B 440 (2019) 82–87
4. A. Bakaeva, V. Makhlai, D. Terentyev, A. Zinovev, S. Herashchenko, A. Dubinko Correlation of hardness and surface microcracking in ITER specification tungsten exposed at QSPA Kh-50 // Journal of Nuclear Materials 520 (2019) 185-192
5. V. A. Makhlai, S. S. Herashchenko, N. N. Aksenov, O. V. Byrka, I. E. Garkusha, M. Wirtz, B. Spilker Damaging of inclined/misaligned castellated tungsten surfaces exposed to a large number of repetitive QSPA plasma loads Proc. PFMC-17 Eindhoven, the Netherlands, 20th-24th May 2019, PA057, accepted for publication in Physica Scripta

## ВИПАРОВУВАННЯ ТИТАНОВИХ МІКРОКРАПЕЛЬ ВИСОКОІОНІЗОВАНОЮ «ГАРЯЧОЮ» ПЛАЗМОЮ ІМПУЛЬСНОГО РОЗРЯДУ НИЗЬКОГО ТИСКУ З ПОРОЖНИСТИМ КАТОДОМ

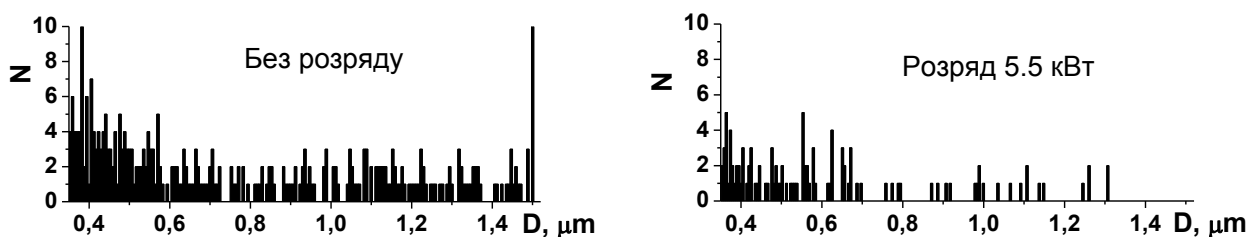
Баженов В.Ю., Піун В.М., Хомич В.О., Цюлко В.В.  
*Інститут фізики НАН України*

Вакуумно-дугові розряди є дуже ефективними джерелами металеві плазми, яка використовується для іонно-плазмового осадження різноманітних покриттів. Однак, наявність в плазмовому потоці мікрокрапель розміром  $\sim(0.01 - 100)$  мкм приводить до суттєвого погіршення функціональних характеристик покриттів. Видалення мікрокрапель розміром більше  $\approx (1 - 2)$  мкм досягається достатньо простими методами, тоді як подальше очищення плазмового потоку потребує суттєвого ускладнення існуючих “фільтрів”, яке також приводить до зменшення величини потоку металеві плазми. В той же час, наявність мікрокрапель з розміром меншим ніж  $\approx (0.1 - 0.2)$  мкм цілком допустима при створенні певного класу покриттів.

Одним із підходів зменшення кількості мікрокрапель з розмірами  $\approx (0.1 - 1.0)$  мкм є їх випаровування при проходженні через додатково створену газорозрядну плазму. Існуючі системи, створені на основі імпульсних дугових розрядів, мають ряд істотних недоліків, зокрема низьку енергію іонів, які нагрівають мікрокраплі. Нами запропоновано для випаровування мікрокрапель використовувати плазму імпульсного розряду з порожнистим катодом. Перевагами такого розряду є простота конструкції, висока ефективність генерації плазми, суттєво немаквелівська функція розподілу електронів плазми по енергіях з високим “вмістом” високоенергетичних плазмових електронів з середньою енергією в кілька десятків електрон-вольт.

Експериментальні дослідження виконані із застосуванням спеціально розробленої системи на основі імпульсного високовольтного розряду з порожнистим катодом тривалістю  $\approx 5$  мс, який дозволяв генерувати густу ( $n_e \approx 10^{12}$  см<sup>-3</sup>), високо іонізовану (ступінь іонізації до 5 – 10 %) плазму з ефективною температурою електронів до 25 еВ.

В результаті досліджень показано, що використання такої плазми в якості “фільтра” мікрокрапель у потоці титанові плазми з вакуумно-дугового джерела дозволяє зменшити вміст мікрокрапель титану з розмірами від  $\sim 0.5$  мкм до одиниць мкм в кілька разів.



Одержані оптичним методом гістограми розподілу мікрокрапель титану по розмірах без та при використанні імпульсного розряду з порожнистим катодом.

**ПЛАЗМОВЕ ДЖЕРЕЛО ЕЛЕКТРОНІВ ДЛЯ ДУГОВОГО ГЕНЕРАТОРА ПЛАЗМИ  
НИЗЬКОГО ТИСКУ**

В.О. Хомич<sup>1</sup>, В.Г. Назаренко<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Інститут фізики НАН України, Київ

<sup>2</sup> Інститут газу НАН України, Київ

Подано результати дослідження об'ємного дугового розряду з плазмовим джерелом електронів, виконаним на основі порожнистого катоду з газоманетронним запалюванням розряду і дуговим саморозігрівом катоду до термоемісійних температур. Газорозрядна плазма, що генерується при тисках робочого газу  $0.1 \div 1$  Па, має концентрацію електронів  $10^{10} - 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$  в об'ємі  $0.1 \text{ м}^3$ . Отримано вольт-амперні характеристики та залежності розподілу густини йонного струму в робочому об'ємі від умов розряду. Показано, що плазмогенератор може бути використаний у процесах йоно-плазмових технології (оксидування, азотування в безводневих середовищах), а також в енергозберігаючих технологіях комбінованої йонно-плазмової обробки конструкційних матеріалів. Було вдосконалено плазмове джерело електронів з порожнистим катодом, що дозволить працювати в широкому діапазоні розрядних струмів і з більшим робочим ресурсом пристрою.

**Новий тип холівського прискорювача перспективного для використання в космічних дослідженнях**  
**Найко<sup>1</sup> І.В., Гончаров<sup>1</sup> О.А., Добровольський<sup>1</sup> А.М., Баженов<sup>1</sup> В.Ю., Літовко<sup>2</sup> І.В.,**  
**Найко<sup>1</sup> Л.В**  
<sup>1</sup>*Інститут фізики НАН України, Київ*  
<sup>2</sup>*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*  
*e-mail: irynanaiko@gmail.com*

На сьогодні космос перестав бути справою суто науковців. Космічними польотами стали активно займатись приватні космічні агентства, причому їх діяльність становить близько третини від усіх космічних запусків. Тому є актуальною розробка нових ресурсо – та енергозберігаючих економічно привабливих моделей двигунів малої тяги. Насамперед потребують вирішення наступні завдання: зменшення енергопостачання, подовження тривалості життя електродів та стінок транспортного каналу, в якому здійснюється утворення та прискорення іонного потоку. Одним із перспективних шляхів вирішення цих проблем є розділення магнітного та електричного контурів прискорювача. Це простіше зробити у циліндричній геометрії створення конвергуючого іонного пучка. Саме такий принцип реалізовано в оригінальному прискорювачі з замкненим дрейфом електронів та відкритими стінками. В даному типі прискорювача використовується віртуальний паралельний поверхні аноду катод, який завдяки принципу евіпотенціалізації магнітних силових ліній дозволяє максимально уникнути розпилення поверхні катода та зберегти динаміку прискорених іонів. Формування тягового пучка має відбуватися завдяки розгону йонів накопиченим додатним об’ємним зарядом.

Результатом проведених теоретичних досліджень стало створення двовимірної гібридної теоретичної моделі прискорювача, для якої було використано кінетичне наближення для опису динаміки іонів та гідродинамічне - для електронів. Виконане моделювання показало, що в режимі високого струму іони рухаються до центру системи і, збігаючись на вісь системи, створюють там додатний просторовий заряд, а потім осцилюють по радіусу та розходяться вздовж вісі в обидві сторони [1].

Експериментальне дослідження функцій розподілу іонів за енергіями показало, що півширина отриманих енергетичних функцій розподілу знаходиться на рівні 10% середньої енергії, що говорить про ефективність передачі енергії електричного поля власного просторового заряду іонам. За рахунок цієї енергії вихідний потік іонів може створювати силу тяги, придатну для використання у малогабаритному космічному двигуні.

Показано можливість формування прискорених квазінейтральних іонних пучків завдяки власному динамічному об’ємному заряду, що відкриває можливість створення на основі цього ефекту компактних та надійних електрореактивних холівських іонних двигунів малої тяги.

[1] I. Litovko, A. Goncharov, A. Dobrovolsky, I. Najko, L. Najko, Hybrid model of the plasma accelerator with open walls and closed electron drift, PAST, 2018. – Т. 118.– № 6. P. 127-129.

**ПРО ПОЗДОВЖНІ ЕЛЕКТРОМАГНІТНІ ХВИЛІ У ПЛАЗМІ ТА ІНШИХ  
СЕРЕДОВИЩАХ**

В.М. Симулик, Т.М. Заяць

*Інститут електронної фізики НАН України, УжНУ.*

Представляється загальне теоретичне пояснення низки експериментальних фактів щодо виявлення поздовжніх електричних хвиль. Увага приділяється поздовжнім електромагнітним хвилям у плазмі. Поздовжня електрично-скалярна хвиля знайдена як точний аналітичний розв'язок стандартних рівнянь Максвелла. Вказано явний вигляд густин відповідних струмів і зарядів, які породжують таку хвилю, і представляють собою 4-градієнт скалярної функції. Наведено строге математичне доведення, що поздовжні електрична і скалярна хвилі існують у околі струмів і зарядів, які їх породжують. Осцилюючі заряди у плазмі є частинними випадками.

Перша теоретична робота про поздовжні електромагнітні хвилі [1] з'явилася у 1941 р. Твердження про поздовжні електромагнітні хвилі у плазмі наведені, наприклад, у [2, 3], у плазмонах – у [4], в наносистемах у металах і на поверхні металів – у [5], а у сучасних експериментах з лазерними імпульсними пучками спостерігається поздовжня електрична хвиля [6–8], і т.д. Реальні реєстрації поздовжніх електромагнітних хвиль у таких експериментах стимулюють нові погляди на поздовжні хвилі у плазмі.

Теоретичне обґрунтування [9] основане на зв'язку рівнянь Максвелла з безмасовим рівнянням Дірака, для якого є очевидними поздовжні компоненти. Старт у [9] згідно наведених там посилань певною мірою завдячує результатам [10], де визначено відповідності між розв'язками, симетріями, лагранжіанами та законами збереження безмасового спінорного поля та електромагнітного поля у термінах напруженостей електричного  $\vec{E}$  і магнітного  $\vec{H}$  полів. Безпосередньо проблемі теоретичного пояснення поздовжніх електромагнітних хвиль були присвячені роботи [11–13]. Одна з ідей полягала у використанні для цієї мети певним чином узагальнених рівнянь Максвелла введених у розгляд на основі принципу максимально можливої симетрії, див., наприклад, [14]. У рамках такої моделі згідно пропозицій [9] був розроблений математичний формалізм, дуже коротко представлений у [11–13].

Очевидно, що важливим є вивчення таких хвиль у рамках стандартної електродинаміки Максвелла (див., наприклад, рівняння Максвелла (1) у [13] та їх розв'язок (8) там) і безпосереднє пояснення та пропозиція експериментів. Окрім плазми – це радіозв'язок та його гальмування у морській воді (див. уважно посилання у [9]).

- [1] V.C.A Ferraro, H.T. Flint, Proc. Phys. Soc. **53**, 170 (1941).
- [2] L.M. Kovrizhnykh, V.N. Tsytovich, Sov. Phys. JETP **19**, 1494 (1964).
- [3] L.S. Bogdankevich, A.A. Rukhadze, Sov. Phys. JETP **35**, 126 (1972).
- [4] E.Yu. Petrov, A.V. Kudrin, Phys. Rev. A **94**, 032107 (2016).
- [5] V.V. Datsyuk, O.R. Pavlyniuk, Nano. Res. Lett. **12**, 473 (2017).
- [6] G. Miyaji et al, Appl. Phys. Lett. **84**, 3855 (2004).
- [7] R. Dorn, S. Quabis, G. Leuchs, Phys. Rev. Lett. **91**, 233901 (2003).
- [8] V.G. Niziev, V.P. Yakunin, N.G. Turkin, Quantum Electronics. **39**, 505 (2009).
- [9] N.P. Khvorostenko, Rus. Phys. J. **35**, 223 (1992).
- [10] V.M. Simulik, Theor. Math. Phys. **87**, 386 (1991).
- [11] I.Yu. Krivsky, V.M. Simulik, Proc. of 1-st Intern. Conf. "Non-Euclidean geometry in modern physics. **BGL-1**." Uzhgorod, Ukraine, 13–16 August 1997, P.193–199.
- [12] I.Yu. Krivsky, V.M. Simulik, Uzhg. Univ. Sci. Herald: Ser. Phys. **2**, 121 (1998).
- [13] V.M. Simulik, arXiv: **1606.01738v1** [physics.class-ph] (2016).
- [14] V.M. Simulik, I.Yu. Krivsky, Rep. Math. Phys. **50**, 315 (2002).



## ПОТІК ЕНЕРГІЇ ПОПЕРЕК МАГНІТНОГО ПОЛЯ В АЛЬФВЕНОВИХ ХВИЛЯХ

Я.І. Колесниченко<sup>1</sup>, Ю.В. Яковенко<sup>1,2</sup>, М.Г. Тищенко<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Інститут ядерних досліджень НАН України

<sup>2</sup>Національний університет «Києво-Могилянська академія»

В роботі досліджено фізику передачі енергії поперек магнітного поля альфвеновими хвилями в тороїдальній плазмі. Знайдено, що на відміну від класичних альфвенових хвиль у нескінченній плазмі, альфвенів хвилі в тороїдальних системах спричиняють стиснення плазми завдяки зачепленню зі швидкими магнітно-звуковими хвилями, що і вможливує передачу енергії. Пораховано радіальну групову швидкість для біжучих хвиль, які утворюють GAE (Global Alfvén Eigenmodes – глобальні альфвенів власні моди) та TAE (Toroidicity-induced Alfvén Eigenmodes – альфвенів власні моди, спричинені тороїдальністю). Також у роботі показано, що хоча редуковані рівняння для альфвенових власних мод отримуються в тому наближенні, що поле хвилі, направлене вздовж рівноважного магнітного поля, є відсутнім, з цих рівнянь можна правильно відтворити поздовжнє магнітне поле хвилі, тому вони дають правильний поперечний потік енергії. Отримані результати пояснюють, як альфвенів власні моди можуть викликати просторове каналювання енергії [1] (просторову передачу енергії цими модами від області збудження мод до області, де ці моди загасають).

Доповідь ґрунтується на нещодавній публікації [2]. Робота підтримувалася Проектом № 6392 Українського науково-технологічного центру та Проектом № PL15/18 Національної академії наук України.

### Література

- [1] Ya. I. Kolesnichenko, Yu. V. Yakovenko, and V. V. Lutsenko, Phys. Rev. Lett. **104**, 075001 (2010)
- [2] Ya. I. Kolesnichenko, Yu. V. Yakovenko, and M. H. Tyshchenko, Phys. Plasmas **25**, 122508 (2018)

## ВПЛИВ CO<sub>2</sub> НА ВЛАСТИВОСТІ ПЛАЗМИ В РЕАКЦІЙНІЙ КАМЕРІ СИСТЕМИ ДЛЯ ПЛАЗМОВО-КАТАЛІТИЧНОГО РЕФОРМУВАННЯ ВУГЛЕВОДНІВ

І. Федірчик, О. Недибалюк, В. Черняк, Т. Терещенко

*Київський національний університет імені Тараса Шевченка*

У більшості випадків плазмове та плазмово-каталітичне реформування вуглеводнів проводиться за одним з трьох процесів: частковим окисненням, паровим реформуванням або «сухим» реформуванням [1]. Додатковими реагентами у цих процесах є, відповідно, O<sub>2</sub>, H<sub>2</sub>O та CO<sub>2</sub>. Окрім цього реформування можна проводити комбінуючи підходи та реагенти. Наприклад, дослідження [2] показали, що додавання CO<sub>2</sub> до повітря під час реформування суміші C<sub>2</sub>H<sub>5</sub>OH з H<sub>2</sub>O за допомогою плазми веде до значного зростання відносних концентрацій H<sub>2</sub>, CO та CH<sub>4</sub> в продуктах реформування. Метою даної роботи був розгляд впливу додавання CO<sub>2</sub> на властивості плазми та температурний режим у реакційній камері системи для плазмово-каталітичного реформування вуглеводнів.

Дослідження проводилося на системі, яка складалася з двох з'єднаних між собою камер – розрядної та реакційної. Плазма в системі створювалася за допомогою широкоапертурного обертового ковзного розряду, через який пропускався потік суміші газів, що вводився у розрядну камеру. Стінка реакційної камери була виконана з кварцу, що дозволяло спостерігати за процесами в системі та проводити оптичну діагностику плазми в реакційній камері.

Під час дослідження в розрядну та реакційну камери вводилася суміш повітря та CO<sub>2</sub>. Для оцінки впливу відносної концентрації CO<sub>2</sub> на параметри плазми співвідношення між введеним повітрям та CO<sub>2</sub> змінювалося, однак їх загальний потік у розрядну камеру завжди був 10 л хв<sup>-1</sup>, а потік у реакційну камеру – 5 л хв<sup>-1</sup>. Всі дослідження було проведено для розрядного струму 60 мА. Напруга розряду залежала від складу суміші повітря та CO<sub>2</sub> та лежала в діапазоні від 1.4 до 2 кВ. Для оцінки характеристик плазми у реакційній камері в ній було виміряно температуру газу та проведено оптичну емісійну спектроскопію випромінювання плазми. Температура на осі реакційної камери вимірювалася за допомогою ХА термопари в керамічному чохлі. Оптичні емісійні спектри плазми було виміряно за допомогою спектрометра Solar III S-150-2-3648 USB. Оцінку обертових та коливних температур компонент плазми було зроблено за допомогою порівняння отриманих експериментальних спектрів зі спектрами цих компонент, які було змодельовано у програмі SpecAir 2.2 [3].

Дослідження показало, що збільшення частки CO<sub>2</sub> у суміші, що вводилася у реакційну камеру, не впливає на температуру газу на осі реакційної камери та не змінює вигляду оптичних емісійних спектрів плазми. Тобто додавання CO<sub>2</sub> у реакційну камеру не впливає на параметри плазми в цій камері. Збільшення частки CO<sub>2</sub> у суміші, яка вводилася у розрядну камеру, веде до зменшення температури газу на осі реакційної камери. Окрім цього, введення CO<sub>2</sub> у розрядну камеру веде до появи додаткового суцільного спектру на оптичних емісійних спектрах плазми.

1. Petitpas G. et al. A comparative study of non-thermal plasma assisted reforming technologies // International Journal of Hydrogen Energy. 2007. Vol. 32, № 14. P. 2848–2867.
2. Nedybaliuk O.A. et al. Reforming of bioethanol in the system with reverse vortex air/CO<sub>2</sub> flow of “Tornado” type with liquid electrode // Problems of Atomic Science and Technology. 2012. № 6. P. 178–180.
3. Laux C.O. et al. Optical diagnostics of atmospheric pressure air plasmas // Plasma Sources Science and Technology. 2003. Vol. 12, № 2. P. 125–138.

## ОБЧИСЛЕННЯ ТЕМПЕРАТУРИ ПЛАЗМИ НА ОСНОВІ ЗВАЖУВАННЯ У PIC КОДАХ

О. К. Винник, І. О. Анісімов

*Київський національний університет імена Тараса Шевченка, Факультет радіофізики, електроніки та комп'ютерних систем*

Різні тривалі процеси, як, наприклад, під час взаємодії плазми з лазерними імпульсами чи пучками частинок, можуть спричинити зміни температури у фоновій плазмі. Деякі задачі, пов'язані з нагріванням плазми, можна розв'язати чисельно за допомогою комп'ютерного моделювання, використовуючи метод частинок у комірці [1]. Традиційні підходи до обчислення температури засновані на підрахунку енергій макрочастинок і мають ряд недоліків, як то втрата деталізації по областях моделі, або числовий шум, викликаний надто малою кількістю макрочастинок для максвелівського розподілу. В останньому випадку використовують згладжування за допомогою певного алгоритму інтерполяції.

Запропонований алгоритм має деякі переваги порівняно з традиційними підходами. Основна ідея - обчислення енергії реальних частинок, а не макрочастинок. Це досягається традиційною для PIC кодів процедурою зважування макрочастинок на сітку. У симуляції процедура зважування параметрів для обчислення температури має бути такою ж, як і для інших величин. У загальній спрощеній формі алгоритм передбачає зважування на сітку скалярів імпульсів макрочастинок та кількості звичайних частинок. Потім, використовуючи значення зважених імпульсів макрочастинок та кількості частинок, а також масу частинок, можна визначити зважену температуру:

$$T_{i,j,..} = \frac{P_{i,j,..}^2}{N_{i,j,..} m} \quad (1)$$

де  $P_{i,j,..}$  – імпульс (скаляр), зважений на вузол  $i, j,..$  (для геометрії з довільною кількістю вимірів),  $N_{i,j,..}$  – кількість частинок, зважена на вузол  $i, j,..$ ,  $m$  – маса частинки,  $T_{i,j,..}$  – середня кінетична енергія частинок на вузлі  $i, j,..$ .

Реалізація алгоритму на основі зважування проводилася на базі 2.5D PIC-коду PDP3 [2]. Результати тестування алгоритму на основі зважування також порівнювались із традиційним алгоритмом на основі підрахунку макрочастинок та підрахунку макрочастинок з білінійною інтерполяцією.

Результати тестів показали більшу стійкість пропонованого алгоритму до спотворення температурних мап випадковими швидкими макрочастинками, гладкі часові графіки (без стрибків, викликаних виходом макрочастинок із зони обчислення) та вужчий розкид значень температур, відносно заданого значення для моделі.

### References

- [1] C. K. Birdsall and A. B. Langdon, *Plasma physics via computer simulation*. New York: Taylor and Francis, 2005.
- [2] Y. M. Tolochkevych, T. E. Litoshenko, and I. O. Anisimov, “2.5d relativistic electromagnetic PIC code for simulation of the beam interaction with plasma in axial-symmetric geometry,” *Journal of Physics: Conference Series*, vol. 511, p. 012001, May 2014.

## ОСАДЖЕННЯ НАНОЧАСТИНОК НА ПІДКЛАДКУ ЗА ДОПОМОГОЮ НАДЗВУКОВОГО ПЛАЗМОВОГО СТРУМЕНЮ

О.Ю. Кравченко, І.С. Марущак

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

Зростання тонких і надтонких плівок може бути досягнуто за допомогою багатьох методів, таких як посилене плазмою хімічне осадження з газової фази, радіочастотне та магнетронне розпорошення, лазерне випаровування [1,2]. Фізичні властивості тонких плівок суттєво залежать від їх структури та морфології, тому контроль за цими параметрами є важливою задачею для покращення якості плівок. Одним з найбільш перспективних методів створення наноструктурованих плівок є використання плазмових струменів низького тиску з наночастинками [3]. При цьому енергія наночастинок, їх температура та заряд визначаються динамічними характеристиками плазмового струменю, який взаємодіє з підкладкою. Тому, метою даної роботи є числове моделювання взаємодії осе-симетричного струменя плазми, що містить наночастинки, з плоскою підкладкою, а також вивчення потоків наночастинок на підкладку при різних тисках плазми на вхідному отворі.

В нашій моделі плазма складається з нейтральних атомів, іонів, електронів та наночастинок. Розширення плазмового струменю описується в рамках аксіально-симетричної гідродинамічної моделі для багатокомпонентної плазми. Ця модель включає рівняння неперервності, рівняння моментів, а також рівняння збереження енергії для різних компонентів плазми. Рівняння враховують обмін імпульсом та енергією між наночастинками та частинками плазми внаслідок зіткнень, а також випромінювання з поверхні нагрітих частинок пилу, яке вільно залишає об'єм плазми. Система гідродинамічних рівнянь розв'язується за допомогою числового методу великих частинок [4].

В результаті проведених розрахунків одержані просторові розподіли параметрів різних компонент плазми. Показано, що біля підкладки при взаємодії з нею плазмового струменю утворюється ударна хвиля, яка гальмує наночастинки. При досить високому тиску плазми на вхідному отворі потік наночастинок на підкладку існує лише певний обмежений інтервал часу, після якого наночастинки відбиваються ударною хвилею.

Біля підкладки температура плазми зростає внаслідок стискання її ударною хвилею. В той же час, температура пилових частинок зменшується в цій області завдяки їх охолодженню при зіткненнях з нейтральними атомами, оскільки концентрація їх за ударною хвилею також збільшується.

1. P. Roca i Cabarrocas, N. Chaabane, A. V. Kharchenko, and S. Tchakarov. Polymorphous silicon thin films produced in dusty plasmas: application to solar cells // Plasma Phys. Controlled Fusion.- 2004.- V.46.- P.235.
2. 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.
3. Caldirola S., Barni R. and C Riccardi J. Characterization of a low pressure supersonic plasma jet //Journal of Physics. Conference Series. -2014.-550-P. 012042.
4. О.М.Белоzerkovskiy, Yu.M.Davydov. Metod krupnyh chastiz v gasovoj dinamike.- М.: Nauka, 1982, 392 p.

## СПЕКТРОСКОПІЯ ПЛАЗМИ ЕЛЕКТРОДУГОВОГО РОЗРЯДУ МІЖ КОМПОЗИТНИМИ Cu-Cr ЕЛЕКТРОДАМИ

А. Веклич\*, М. Клешич\*, О. Мурманцев\*, С. Фесенко\*, В. Борецький\*, О. Толочин\*\*

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

*\*\*Інститут проблем матеріалознавства ім. І.М. Францевича НАНУ, вул. Кржижановського, 3, Київ, Україна*

В роботі досліджено модельне плазмове джерело, яке реалізовано як вертикальний електродуговий розряд між композитними Cu-Cr електродами в повітрі та в ламінарному потоці аргону. Використано дві пари електродів, що виготовлені за технологією порошкової металургії методом спікання. Температури спікання Cu-Cr композитів становили 750°C та 1050°C для першої та другої пари, відповідно. Склад компонентів електродів становив 35% міді та 65% хрому.

Основні параметри плазми – радіальні розподіли температури та концентрації електронів в стовпі плазми електродугового розряду – визначалися за допомогою оптичної емісійної спектроскопії. Рівноважний склад плазми та радіальний розподіл вмісту парів металів у розрядному проміжку розраховані на основі експериментально отриманих параметрів плазми у припущенні локальної термодинамічної рівноваги.

У такий спосіб досліджували та порівнювали ерозійні характеристики двох типів композитних Cu-Cr електродів, що відрізняються температурою спікання. Встановлено, що електроди, які спікалися при температурі 1050°C, мають кращу стійкість до термічної дії плазми електродугового розряду. Отримані результати розрахунків металевих компонент в розрядному проміжку можуть бути використані та застосовані для розробки або оптимізації нових композиційних матеріалів.

## ЕНЕРГЕТИЧНИЙ БАЛАНС ПЛАЗМИ ЕЛЕКТРОДУГОВОГО РОЗРЯДУ МІЖ КОМПОЗИТНИМИ Cu-C ЕЛЕКТРОДАМИ

Веклич А.М., Фесенко С.О.

*Київський національний університет імені Тараса Шевченка*

В роботі досліджується плазма електродугового розряду між композитними Cu-C (вміст міді 20%) електродами в атмосфері повітря. Дуговий розряд силою струму 30 А запалювали між вертикально розташованими електродами. Міжелектродна відстань становила 8 мм, а діаметр електродів – 6 мм. В роботі [1] детально описана методика визначення електронної концентрації плазми:

$$N_e(r) = \frac{m_e \sigma(r)}{e^2} \sum_p N_p \int_0^\infty \sqrt{\frac{2E_{el}}{m_e}} Q_{e-p}(E_{el}) f(E_{el}) dE_{el}, \quad (1)$$

із попереднім визначенням електропровідності  $\sigma(r)$  на основі розв'язку рівняння енергетичного балансу дугового стовпа. На відміну від [1], у даній роботі враховується внесок густини потужності випромінювання  $\rho(r)$  у енергетичний баланс дугового розряду. Тоді, електропровідність плазми, розрахована із рівняння енергетичного балансу набуває вигляду:

$$\sigma(r) = -\frac{1}{r E^2} \left[ \frac{d}{dr} \left( r \lambda(r) \frac{dT(r)}{dr} \right) \right] + \frac{\rho(r)}{E^2}. \quad (2)$$

У запропонованому підході електронна концентрація із врахуванням випромінювання розраховується у два етапи. Спочатку, розраховується електронна концентрація, та на її основі компонентний склад плазми [2] без врахування випромінювання. Із отриманих концентрацій частинок “А” плазми, розраховується густина потужності їх випромінювання:

$$\rho(r) = \sum_A \frac{h N_A}{Z_A} \sum_k A_{ki} g_k v_{ki} \exp\left(\frac{-E_k}{k_B T}\right). \quad (3)$$

Потім, із врахуванням отриманої густини потужності випромінювання, розраховується електропровідність та електронна концентрація плазми. Результати розрахунку електропровідності та електронної концентрації показані на рисунку 1.

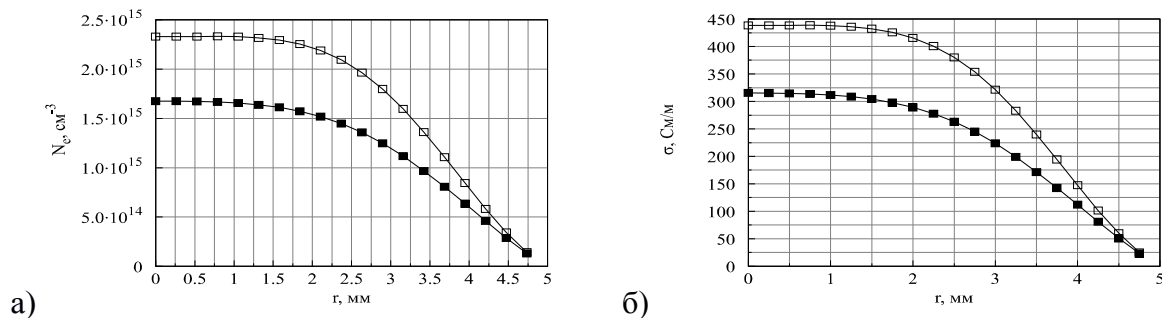


Рис. 1 Радіальні розподіли електронної концентрації (а) та електропровідності (б) плазми електродугового розряду силою струму 30 А між композитними Cu-C електродами без врахування (■) та із врахуванням (□) випромінювання.

1. Veklich A., S. Fesenko, V. Boretskij, Y. Cressault, A. Gleizes, Ph. Teulet, Y. Bondarenko, L. Kryachko “Thermal plasma of electric arc discharge in air between composite Cu-C electrodes” Problems of atomic science and technology. Series: Plasma Physics. – 2014. №6 (20). – p. 226-229.

2. S.O. Fesenko, M.M. Kleshich, A.N. Veklich “Investigation of nonequilibrium in plasma of arc discharge between melting electrodes” Problems of atomic science and technology, №6 (118), Series: Plasma Physics, 2018.- P. 274-277.

**ПЕРЕХІДНЕ ПОШИРЕННЯ ЕЛЕКТРОМАГНІТНОЇ ХВИЛІ ЧЕРЕЗ ПЛАЗМУ**

Олександр Труш, Іван Павленко

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

У роботі досліджуються перехідні процеси формування плоскої електромагнітної хвилі у плазмі, коли на її поверхню падає перпендикулярно з вакууму електромагнітна хвиля.

Дане явище активно використовується, наприклад, для проведення діагностики плазми, в іоносферних та радарних дослідженнях[1; 2], в технологічних процесах та у дослідженнях з керованого термоядерного синтезу[3]. Існуючі теорії не дають повного уявлення про перехідні процеси у плазмі при проникненні електромагнітної хвилі. Вони або лише дають значення амплітуди хвилі, що проникла у плазму і відбилася від її поверхні (коефіцієнти проходження та відбиття) при часах, що прямують до нескінченності, або мають дуже складну для подальшого аналізу інтегральну форму. Перехідні процеси ж мають велике значення для детального дослідження проникнення електромагнітної хвилі у плазму та повного розуміння різних стадій введення електромагнітної енергії в плазму.

Задача вперше розв'язується методом інтеграла Фур'є. У роботі отримано точні інтегральні вирази для електромагнітного поля хвилі у плазмі, що легко розкладаються за малими параметрами. Наближені аналітичні вирази дозволяють обчислити тривалість перехідних процесів на будь-якій відстані від поверхні плазми з будь-яким значенням концентрації заряджених частинок. Ці аналітичні вирази дозволяють розрахувати тривалість перехідних процесів для формування хвилі наближеної до плоскої з заданою точністю. Достовірність аналітичних досліджень підтверджено результатами числового моделювання. На відміну від класичної електродинаміки плазми, яка розглядає стаціонарне електромагнітне поле у плазмі, побудована теорія описує усі етапи формування електромагнітних коливань у плазмі.

Отримані результати будуть корисними, наприклад, для вивчення початкової стадії введення електромагнітної енергії в плазму. Явище потребує подальшого вивчення в напрямі формування електростатичних коливань, в напрямі проникнення електромагнітної хвилі у плазму коли частота падаючої хвилі менша плазмової та в напрямі косоного падіння хвилі на межу розподілу вакууму та плазми.

[1] J. Simpson, "ELF radar system proposed for localized D-region ionospheric anomalies", IEEE Geoscience and Remote Sensing Letters, vol.3, no.4 (Oct. 2006), pp. 500–503.

[2] J. Simpson, "Global FDTD Maxwell's equations modeling of electromagnetic propagation from currents in the lithosphere", IEEE Transactions on Antennas and Propagation, vol.56, no.1 (Jan. 2008), pp. 199–203.

[3] P.Aleynikov, N.Marushchenko. «3D full-wave computation of RF modes in magnetized plasmas», Computer Physics Communications, vol.241 (Aug. 2019), pp. 40-47.

## НАКОПИЧЕННЯ ДЕЙТЕРІЮ ТА ГЕЛІЮ У W і Ta ПОКРИТТЯХ КОМПОЗИЦІЙНИХ СТРУКТУР ПРИ ПІДВИЩЕНИХ ТЕМПЕРАТУРАХ ОПРОМІНЕННЯ

В.В. Бобков, Л.П. Тищенко, Ю.І. Ковтуненко, І.С. Махотка, А.О. Скрипник,  
О.Б. Цапенко, Л.О. Гамаюнова

*Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна, Харків, Україна,  
e-mail: [bobkov@karazin.ua](mailto:bobkov@karazin.ua)*

Багатошарові функціональні структури з високотемпературними металевими покриттями є перспективним матеріалом для пристроїв, які контактують з плазмою, в установках КТС. Їх використання у таких пристроях значною мірою залежить від характеру накопичення та утримання ізотопів водню та гелію, які утворюються внаслідок дії плазмових пучків. Проблема актуальна, тому інтенсивно вивчається останнім часом [1–4]. У даній роботі методом термодесорбційної спектроскопії досліджено процеси захоплення, утримання і термічної десорбції імплантованих дейтерію та гелію, а також утворення власних радіаційних порушень для вольфрамових і танталових покриттів, опромінених іонами  $D_2^+$  та  $He^+$ . Вивчено вплив температури зразків при опроміненні на перелічені процеси. Досліджувані покриття одержано за допомогою методу магнетронного розпилення W і Ta мішеней в атмосфері Ag при тиску 1.0 Па та осадження на підкладки із нержавіючої сталі з напиленням проміжним шаром Ti завтовшки близько 10 нм. Товщина покриттів складала ~1.0 мкм (W) та ~1.5 мкм (Ta). Зразки опромінювали іонами  $D_2^+$  та  $He^+$  з енергією 20 кеВ при густині струму ~5 мкА/см<sup>2</sup> до дози  $2.0 \times 10^{17}$  см<sup>-2</sup>. Іони дейтерію імплантували в покриття при температурах зразка  $T_0$ : 290, 370, 440, 470, 500, 570 та 670 К, а іони гелію при  $T_0$ : 290, 370, 470, 540, 670, 770 та 870 К. Досліджено спектри термічної десорбції дейтерію та гелію із опромінених при різних температурах зразків. Знайдено температурні інтервали виділення цих газів у вакуум, піки їх переважної термодесорбції із зразків, визначено концентрації та коефіцієнти захоплення дейтерію і гелію у покриттях обох матеріалів. Виявлено вплив температури мішені при бомбардуванні іонами на накопичення імплантованих газів та утворення пошкоджень матриці. Зроблено зіставлення накопичення гелію і дейтерію та їх термодесорбції у вакуум для Ta і W покриттів. Коефіцієнти захоплення дейтерію і гелію у покриттях обох матеріалів зменшуються із збільшенням  $T_0$  зразків при імплантації іонів  $D^+$  або  $He^+$ . Зроблено припущення щодо механізмів утворення та відпалу різних типів радіаційних пошкоджень покриттів. З'ясовано їх вплив на структурні властивості та радіаційну стійкість досліджених покриттів багатошарових функціональних структур, перспективних для установок термоядерного синтезу.

1. V.V. Bobkov, L.P. Tishchenko, A.V. Onishchenko, E.N. Zubarev, R.I. Starovoitov, Yu.I. Kovtunenکو, Yu.E. Logachev, L.A. Gamayunova, J. Surface Investigation. X-ray, Synchrotron and Neutron Techniques. 5 (2011) 806.
2. V.V. Bobkov, R.I. Starovoitov, L.P. Tishchenko, Yu.I. Kovtunenکو, L.A. Gamayunova, J. Surface Investigation. X-ray, Synchrotron and Neutron Techniques 8 (2014) 853.
3. N.A. Azarenکو, V.V. Bobkov, L.P. Tishchenko, R.I. Starovoitov, Yu.I. Kovtunenکو, Yu.E. Logachev, L.A. Gamayunova, Problems of Atomic Science and Technology, Ser: Plasma Physics 106, No 6 (2016) 73.
4. V.V. Bobkov, L.P. Tishchenko, Yu.I. Kovtunenکو, O.B. Tsapenko, A.O. Skrypnik, Yu.E. Logachev, L.A. Gamayunova, Problems of Atomic Science and Technology, Ser: Plasma Physics 118, No 6 (2018) 63.



**СПЕКТРОСКОПІЧНИЙ ДІАГНОСТИЧНИЙ КОМПЛЕКС НА БАЗІ  
МАГНЕТРОННО-РОЗПИЛЮВАЛЬНОЇ СИСТЕМИ**

І.О. Афанасьєва<sup>1</sup>, С.М. Афанасьєв<sup>2</sup>, В.В. Бобков<sup>1</sup>, В.В. Грицина<sup>1</sup>, Д.Р. Дроздов<sup>1</sup>,  
И.И. Оксенюк<sup>1</sup>, А.О. Скрипник<sup>1</sup>, Д.І. Шевченко<sup>1</sup>

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

<sup>2</sup>ННЦ “Харківський фізико-технічний інститут” НАН України,  
вул. Академічна, 1, Харків 61108, Україна

Великий інтерес до вивчення фізики магнетронного розряду (МР) пов'язаний як з його традиційним застосуванням для формування різного роду плівкових покриттів [1], так і можливим його використанням для вирішення ряду фізико-технічних проблем [2-3]. Найчастіше безпосереднє використання традиційних методів діагностики плазми МР, таких як зондові вимірювання, вкрай ускладнено через можливе збурення плазми [4]. Тому, для дослідження параметрів плазми МР зручно використовувати ті процеси і явища, які протікають в самому плазмовому утворенні, але можуть бути зареєстровані на його периферії, наприклад, шляхом аналізу електромагнітного випромінювання збуджених частинок плазми. Саме на цьому базується метод оптичної емісійної спектроскопії (ОЕС) для «невтручальної» (non-invasive) діагностики плазми. Застосування методу ОЕС передбачає використання однієї з двох систем реєстрації випромінювання - фотографічної (ФГ) і фотоелектричної (ФЕ), кожен з яких має як певні переваги, так і недоліки.

У роботі представлений діагностичний комплекс, який має два канали виведення випромінювання з використанням двох систем реєстрації (ФГ і ФЕ). У першому випадку діагностика МР здійснюється шляхом використання спектрометра ІСП-51, з подальшим записом зображення спектра цифровою камерою Canon EOS 80D. Це дає можливість одночасної реєстрації всього спектра випромінювання плазми МР в діапазоні довжин хвиль 390-700 нм. У другому випадку випромінювання МР диспергується за допомогою дифракційного монохроматора МДР-23 та після перетворення та підсилення фотоелектронним помножувачем реєструється за допомогою АЦП. Таким чином, здійснюється можливість отримання інтегральної інтенсивності певної спектральної лінії в обраний момент часу, а також відстеження поведінки інтенсивності в залежності від режиму роботи розряду *in situ*.

Для аналізу отриманих експериментальних результатів розроблено програмне забезпечення, яке дозволяє визначити довжину хвилі довільної спектральної лінії і її відносну інтегральну інтенсивність; провести інтерпретацію оптичного спектру; визначити розподіл інтенсивності спектральної лінії уздовж її висоти.

Для демонстрації можливостей діагностичного комплексу в роботі представлені результати дослідження спектрів світіння МР з вольфрамовим катодом, отримані в ході одного експерименту двома способами реєстрації випромінювання плазми.

1. С.Н. Shon, J.K. Lee // Modeling of Magnetron Sputtering Plasma. Appl. Surf. Sci. 192 (2002) 258-269.
2. В.М. Градов, А.М. Зимин и др. // Автоматизированный спектрометрический комплекс для диагностики магнетронного разряда. Вопр. Ат. Науки и Техн. Сер. Термоядерный Синтез 1 (2009) 64-71.
3. I.A.Afanasyeva, V.V. Bobkov et all // On Excited Particle Formation in Crossed ExH Fields. Vacuum 149 (2018) 124-128.
4. Ю.А. Железнов, В.Ю. Хомич // Экспериментальные методы пассивной оптической диагностики плазмы. Прикл. Физ. 3 (2011) 60-66.

## ВИЩІ РАДІАЛЬНІ МОДИ ВИСОКОЧАСТОТНИХ АЗИМУТАЛЬНИХ ПОВЕРХНЕВИХ ХВИЛЬ У МАГНІТОАКТИВНИХ ПЛАЗМОВИХ ХВИЛЕВОДАХ

Кондратенко В. М., Гірка І. О.

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

Азимутальні поверхневі хвилі (АПХ) є власними хвилями структур плазма-діелектрик-метал [1-3]. Інтерес до АПХ зумовлений їх можливим використанням у плазмовій електроніці, біомедицинській діагностиці та нанотехнологіях [1]. Вищі радіальні моди низькочастотних АПХ поширюються з коротшими довжинами хвиль і на більш високих частотах порівняно з нульовою модою, що представляє інтерес для їх практичного застосування. Ця робота узагальнює результати [3] включенням сталого аксіального магнітного поля  $\vec{B}_0$  та роботи [4] – розглядом високочастотного (ВЧ) діапазону. Врахування  $\vec{B}_0$  усуває виродження частоти АПХ за знаком азимутального номера моди. Розглянуто хвильоводну структуру плазма-діелектрик-метал (Рис. 1), яку вважаємо однорідною в аксіальному напрямку,  $\partial/\partial z=0$ , в циліндричних координатах. Стовп однорідної холодної плазми без зіткнень з радіусом  $a$  поміщено всередину металевої камери з радіусом  $b$ . Простір  $a < r < b$  заповнено діелектриком з діелектричною проникністю  $\epsilon_d$ .

Результати числового аналізу дисперсійного рівняння [1,2] цієї хвильоводної структури показують, що збільшення радіального номера моди зсуває дисперсійну криву ВЧ АПХ в бік менших значень ефективного хвильового числа  $k_{ef} = |m|c/(\Omega_e a)$ . Збільшення ширини діелектрика та його проникності спричиняють зсув дисперсійних кривих ВЧ АПХ в бік більших значень  $k_{ef}$ , тобто менших значень густини плазми та радіусу плазмового стовпа, а також зменшують кут нахилу цих кривих. Застосування вищих радіальних гармонік ВЧ АПХ не дає виграшу у вигляді збільшення частоти порівняно з нульовою модою, але розширює діапазон параметрів плазмового хвильоводу, для яких можливе їх спостереження/збудження.

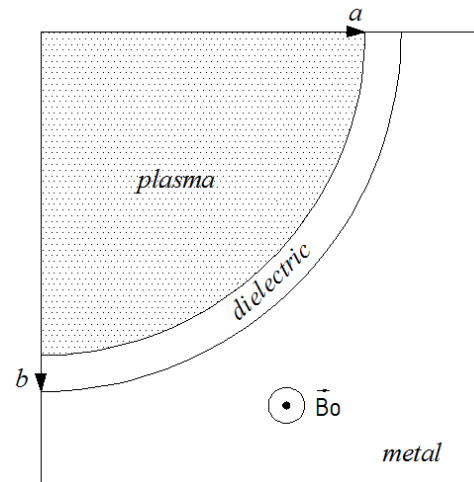


Рис. 1. Схема задачі

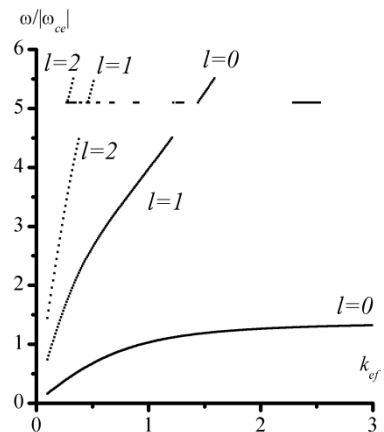


Рис. 2. Залежність власної частоти АПХ від  $k_{ef}$ .  $\Omega_e/|\omega_e|=5$ ,  $m=-1$ ,  $\epsilon_d=4$

- [1] V. Girka, I. Girka, M. Thumm. *Surface flute waves in plasmas: theory and applications*, NewYork: Springer, 2014.  
 [2] V. Girka, I. Girka, A. Kondratenko and V. Tkachenko. *Azimuthal surface waves of magnetoactive plasma waveguides*// *Soviet Journal of Communications Technology and Electronics*. 1988. v. 33, No. 8, 37-41.  
 [3] I. Girka, I. Omelchenko and R. Sydora. *Higher radial modes of azimuthal surface waves in cylindrical waveguides without external magnetic field*// *Progress In Electromagnetics Research M*. 2017, v. 54, 1-7.  
 [4] I. Girka, V. Kondratenko, M. Thumm. *Higher radial modes of azimuthal surface waves in magnetoactive cylindrical plasma waveguides*// *J. Plasma Phys.* 2018, v. 84, 905840603.

## ПОПУЛЯЦІЇ ЕНЕРГІЙНИХ ЙОНІВ, ЩО УТВОРЮЮТЬСЯ ПРИ ІМПУЛЬСАХ НЕЙТРАЛЬНОЇ ІНЖЕКЦІЇ У ТЕРМОЯДЕРНИХ ПРИСТРОЯХ

Я.І. Колесниченко, В.В. Луценко

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна*

Вивчено розподіли по енергіям швидких йонів, що виникають внаслідок короточасних імпульсів нейтральної інжекції у термоядерних пристроях. Розглянуто функції розподілу як йонів нейтральної інжекції, так і йонів, що народжуються внаслідок реакцій пучок-плазма. Розрахунки виконано для дейтерієвої плазми з дейтерієвим пучком. Виявлено нові риси цих розподілів. Зокрема, показано, що у випадку одного короточасного імпульсу максимальне значення розподілу за енергією може або наростати або спадати з часом, залежно від енергії частинки (хоча кількість частинок зберігається). Подібна картина має місце для багатьох короточасних імпульсів інжекції, що розділені досить великими проміжками по часу. На противагу цьому, у випадку коли імпульси розділені не досить великими проміжками по часу, меншими за час гальмування, може сформуватися функція розподілу з кількома максимумами. Оцінено популяції як йонів нейтральної інжекції, так і йонів, що народжуються внаслідок D-D реакції. Зроблено висновок, що енерговміст продуктів реакції є набагато меншим за енерговміст йонів нейтральної інжекції для плазми з температурою біля 5 кеВ та інжектіваними частинками з енергією 60 кеВ. Тому, слід очікувати, що йони нейтральної інжекції, а не продукти реакції є головним джерелом можливих колективних явищ у плазмі з розглянутими характеристиками.

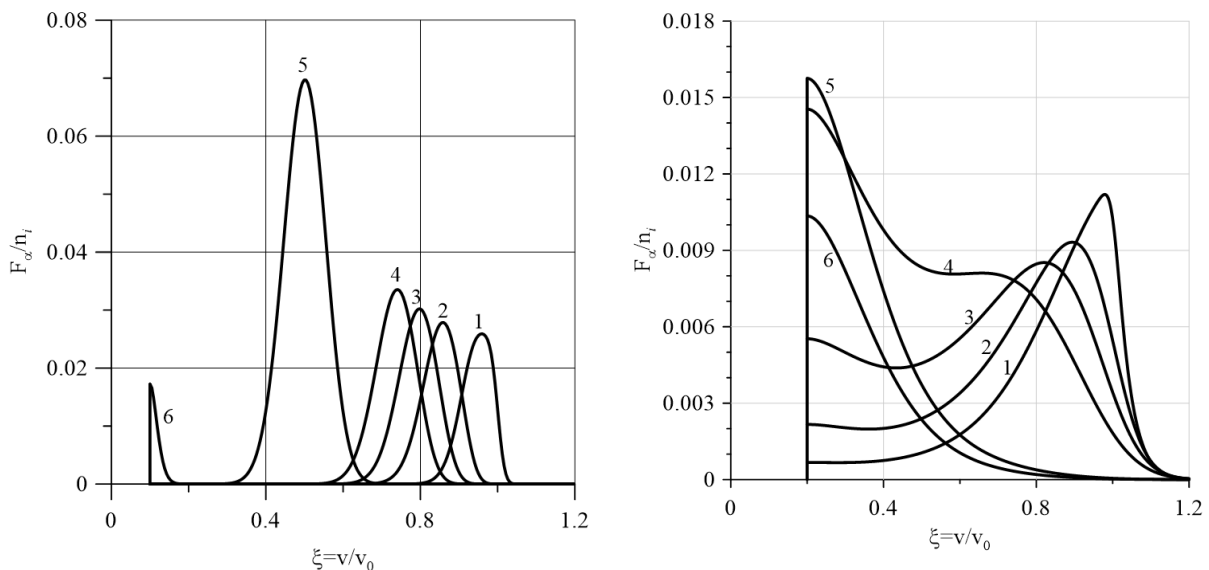


Рис.1. Зліва, часова еволюція функції розподілу протонів, що виникають у результаті D-D реакції (початкова енергія  $E_0=3.02$  MeV) після короточасного імпульсу пучка нейтральної інжекції (час імпульсу є набагато меншим за час гальмування): 1 –  $t=0.03$  сек (це відповідає моменту вимкнення нейтральної інжекції), 2 –  $t=0.06$  сек, 3 –  $t=0.08$  сек, 4 –  $t=0.1$  сек, 5 –  $t=0.2$  сек, 6 –  $t=0.74$  сек. Спостерігається ріст амплітуди імпульсу з часом.

Справа, часова еволюція функції розподілу протонів, що виникають у результаті інжекції пучка нейтральних атомів (початкова енергія  $E_0=60$  KeV) після короточасного імпульсу пучка нейтральної інжекції (час імпульсу є набагато меншим за час гальмування): 1 –  $t=0.03$  сек (це відповідає моменту вимкнення нейтральної інжекції), 2 –  $t=0.037$  сек, 3 –  $t=0.045$  сек, 4 –  $t=0.058$  сек, 5 –  $t=0.15$  сек, 6 –  $t=0.17$  сек. Спостерігається падіння амплітуди імпульсу з часом.

Робота частково підтримана коштами проекту УНТЦ-НАНУ №6392 та коштами бюджетної програми «Підтримка розвитку пріоритетних напрямів наукових досліджень» (КПКВК 6541230).

## ВИСОКОЧАСТОТНІ ШВИДКІ МАГНІТОЗВУКОВІ МОДИ У ЦЕНТРАЛЬНІЙ ОБЛАСТІ ПЛАЗМИ

О.С. Бурдо, Я.І. Колесниченко

*Інститут ядерних досліджень, пр. Науки 47, Київ, Україна*

Більшість робіт, присвячених власним МГД-модам в тороїдальній плазмі, присвячено альфвеновим модам. Тим часом швидкі магнітоакустичні моди (ШММ) також можуть відігравати важливу роль. Нещодавно ШММ привернули до себе увагу у зв'язку з дейтерієво-третієвими (DT) експериментами на JET впродовж дейтерієво-третієвої кампанії (DTE1) [1]. Ці експерименти продемонстрували деяке покращення характеристик плазми (краще утримання енергії плазми та аномальне нагрівання йонів) при найбільшій потужності реакцій синтезу [2,3]. Можливим поясненням цього факту є те, що в них мало місце спрямоване всередину просторове каналювання [4] енергії термоядерних альфа-частинок завдяки ШММ [1]. Аналіз у [1] ґрунтувався на припущенні, що ШММ з частотами, близькими до гармонік гірочастоти альфа-частинок ( $\omega \approx l\omega_{B\alpha}$ ,  $\omega_B$  - гірочастота,  $l$  - ціле число, індекс  $\alpha$  позначає альфа-частинки), займають значну частину об'єма плазми. Проте, ані експериментів, ані теорії на підтримку цього припущення не було. З іншого боку, нещодавно було спостережено йонно-циклотронне випромінювання з частотою, близькою до йонно-циклотронної частоти на магнітній осі [5-7].

Наведені факти мотивували здійснення цієї роботи, яка мала на меті з'ясувати, чи існує ШММ з глобальною радіальною структурою, що містить навколоосьову область, та має частоти  $\omega \approx l\omega_B$ ,  $l \geq 1$ .

Наше дослідження показало, що добре відомі ШММ, локалізовані на периферії плазми, які, ймовірно, є відповідальними за йонно-циклотронну емісію надтеплових йонів і спостерігались у багатьох експериментах на токамаках та стелараторах, представляють окремий випадок ШММ. Крім них, існують ШММ моди, локалізовані у середині плазми. Також, було знайдено ШММ з амплітудами, які мають максимум на магнітній осі.

[1] Ya.I. Kolesnichenko, V.V. Lutsenko, M.H. Tyshchenko, H. Weisen, Yu.V. Yakovenko, and JET Contributors, Nucl. Fusion **58** (2018) 076012.

[2] Thomas P.R. *et al* Phys. Rev. Lett. **80** (1998) 5548.

[3] Weisen H., Sips A.C.C., Challis C.D. *et al* AIP Conf. Proc. **1612** (2014) 77.

[4] Ya.I. Kolesnichenko, Yu.V. Yakovenko, V.V. Lutsenko, Phys. Rev. Lett. **104** (2010) 075001.

[5] R. Ochoukov *et al.*, Review of Scientific Instruments **89** (2018) 10J101.

[6] K. E. Thome, D. C. Pace, R. I. Pinsker, O. Meneghini, C. A. del Castillo, and Y. Zhu, Review of Scientific Instruments **89** (2018) 10I102.

[7] L.G. Askinazi *et al.*, Nucl. Fusion **58** (2018) 082003.

## ЗАСТОСУВАННЯ КОДІВ DESC ТА JETSTA ДЛЯ РОЗРАХУНКУ ПАРАМЕТРІВ ПИЛЧАСТИХ КОЛИВАНЬ

Б.С. Лепявко, А.І. Тіщенко, Ю.В. Яковенко та співробітники JET

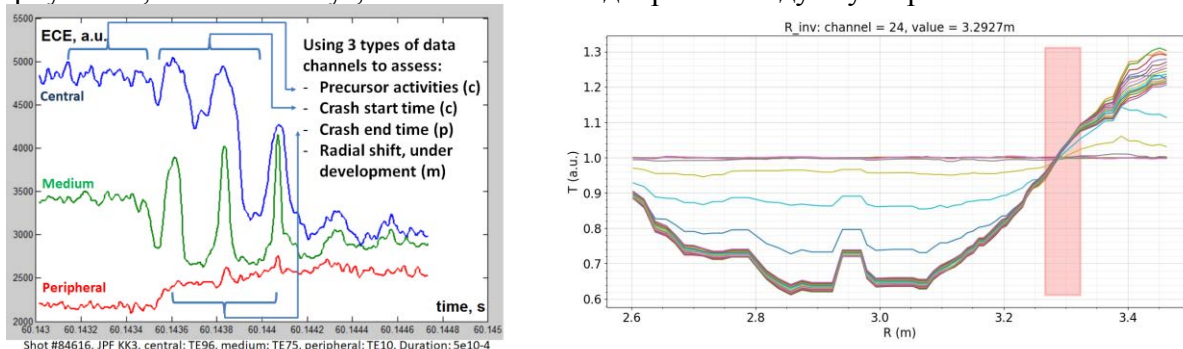
Інститут ядерних досліджень НАНУ, Київ, Україна

Відомо, що колапси (фази швидких змін при пилчастих коливаннях у токамаках) супроводжуються перерозподілом швидких йонів. Зокрема, впливу зазнають пролітні йони, а також частина захоплених, енергія яких менше певного критичного значення [1], яке залежить від просторових характеристик колапсу, таких як радіус інверсії та радіус перемішування, а також від його тривалості. Внаслідок колапсів температура в центрі плазми спадає, а на периферії в той же час зростає. Радіус інверсії є тим радіальним значенням, де температура під час процесу лишається сталою. Радіус перемішування показує, у якій області плазми відчутно вплив колапсу загалом. Інформація про ці характеристики дає можливість оцінити кількість перерозподілених йонів, що дозволяє розраховувати та моделювати розряди, у яких спостерігаються пилчасті колапси.

Для розрахунку цих параметрів з експериментальних даних було створено два коди. Обидва вони використовують необроблені дані вимірювання електронно-циклотронної емісії з експериментів токамаку JET для визначення зміни температури. Код DESC (Duration Evaluation of Sawtooth Crashes) аналізує поведінку температури в різних просторових точках, визначаючи узгодження з певними розрахованими з теорії Кадомцева [2] передбаченнями змін температури у певній області плазми перед перезамкненням та під час нього. Код JETSTA (JET Sawtooth Analysis) використовує кореляційний аналіз і визначає характеристики колапсу з побудованих коефіцієнтів кореляції. Таким чином, він є незалежним від моделі Кадомцева і може використовуватись для аналізу будь-яких процесів, що супроводжуються суттєвим падінням температури в центрі.

Обидва коди було використано для понад сотні колапсів, що спостерігались під час експериментів на токамаку JET. У доповіді буде наведено їх порівняння, наведено результати застосування, та висвітлено міркування про обмеження для їх застосування.

Ця робота виконувалася у рамках Консорціуму EUROfusion і отримувала підтримку Програми досліджень та навчання 2014—2018 Євратома за грантовою угодою № 633053, а також Національної академії наук України за темою «Явища, пов'язані з енергійними йонами, в токамаках та стелараторах» та Проектом № ПЛ15/19. Погляди та міркування, висловлені тут, не обов'язково відображають думку Європейської Комісії.



**Рис.1** Зліва — дані електронно-циклотронної емісії з центру, середини та периферії пилчастого колапсу. Позначено характерні риси, які шукає код DESC. Справа — визначення радіусу інверсії кодом JETSTA порівнянням даних з різних радіальних точок вимірювання.

1. Ya. I. Kolesnichenko and Yu. V. Yakovenko. Nucl. Fusion 36, 159 (1996).
2. B. V. Kadomtsev, Sov. J. Plasma Phys. 1, 389 (1976).

## БАЗА ДАНИХ JETPEAK: ЗАГАЛЬНИЙ ОГЛЯД ТА ОСОБЛИВОСТІ ВНЕСЕННЯ ДАНИХ РОЗРАХУНКІВ КОДУ FIDIT

Б.С. Лепявко<sup>1</sup>, В.Я. Голобородько<sup>1</sup>, П. Сірен<sup>2</sup>, Г. Вейсен<sup>2</sup>

*1. Інститут ядерних досліджень НАНУ, Київ, Україна*

*2. CCFE, Калемський науковий центр, Абінгдон, Оксфордшир, Велика Британія*

JETPEAK — база даних та середовище, придатне для різноманітної аналітичної роботи. Вона містить в собі інформацію про певні типові розряди токамака JET, а саме дані про стаціонарні режими, що в них спостерігались. Дані з різних діагностик, а також різних моделювань зберігаються у єдиному форматі, зручному для роботи через інтерфейси Matlab або Python.

Одною з головних особливостей бази даних є її розмір (менше 1 Гб на даний момент) та простота використання, що зумовлюється лише одним набором змінних для кожного стаціонарного стану, припускаючи, що протягом вказаного проміжку часу вони залишаються сталими. Це дозволяє якісно та кількісно оцінити основні параметри плазми для кожного з близько 6000 розрядів, наявних на даний момент в базі, порівнювати їх між собою, використовувати для власних розрахунків та моделювань, наприклад [1]. В доповіді буде представлено опис даних, присутніх в базі, та приклади їх використання.

На даний момент JETPEAK активно поповнюється як результатами нових розрядів з поточної експериментальної кампанії на JET, так і результатами моделювань розрядів з минулих кампаній. Зокрема, нами проводяться розрахунки функції розподілу швидких йонів кодом FIDIT з внесенням в базу його результатів. Для прискорення розрахунків та швидшого наповнення бази найбільш цікавими розрядами з'явилась необхідність модифікувати код FIDIT. Таким чином, була створена його швидка версія — Fast FIDIT, придатна для застосування при розрахунках стаціонарних режимів у розрядах. Особливості використання коду, а також приклад побудови інтерфейсу для взаємодії з базою JETPEAK на основі нашого інтерфейсу FIDIT-JETPEAK, буде також описано в цій доповіді.

Ця робота виконувалася у рамках Консорціуму EUROfusion і отримувала підтримку Програми досліджень та навчання 2014—2018 Євратома за грантовою угодою № 633053, а також Національної академії наук України за темою «Явища, пов'язані з енергійними йонами, в токамаках та стелараторах» та Проектом № ПЛ15/19. Погляди та міркування, висловлені тут, не обов'язково відображають думку Європейської Комісії.

1. Paula Sirén, Jari Varje, Henri Weisen, Luca Giacomelli, JET Contributors. Role of JETPEAK database in validation of synthetic neutron camera diagnostics and ASCOT- AFSI fast particle and fusion product calculation chain in JET. JINST, accepted to print.

## ШЛЯХИ КВАЗІЛІНІЙНОЇ ЕВОЛЮЦІЇ ПРИ ЙОННОМУ-ЦИКЛОТРОННОМУ НАГРІВАННІ ПЛАЗМИ

Я.І. Колесниченко, В.В. Луценко, Т.С. Руденко

*Інститут ядерних досліджень НАН України, м. Київ*

Отримано рівняння квазілінійної теорії плазми [1]. Воно базується на тих же припущеннях, як і відоме рівняння роботи [2]. Проте воно має іншу форму квазілінійного оператора, яка не містить повздовжнього хвильового числа. Завдяки цьому характеристики отриманого рівняння визначають шлях квазілінійної еволюції функції розподілу частинок навіть тоді, коли резонансна область, що визначається спектром повздовжніх хвильових чисел, є широкою. Продемонстровано, що (і) під час йонного циклотронного нагріву плазми (ICRH) зміна повздовжньої енергії йонів може бути значною, (іі) збільшення енергії частинок може значно перевищувати збільшення, що визначається характеристиками рівняння роботи [2] (які наведено, зокрема, у книгах [3,4]), оскільки останні є придатними лише коли резонансна область є вузькою.

Виведене рівняння узагальнено для тороїдальної плазми. Вивчено 3-D шляхи квазілінійної еволюції функції розподілу під час йонного циклотронного нагріву з аномальним доплерівським зсувом (ICRH-D), що є узагальненням 2-D аналізу роботи [5].

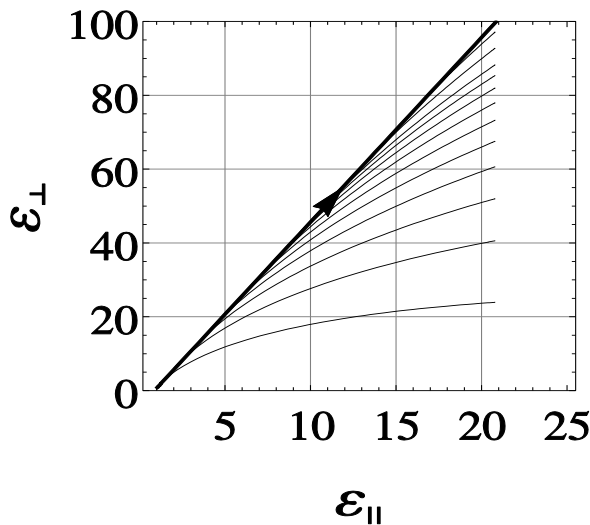


Рис. 1. Шлях квазілінійного прискорення резонансних йонів під час ICRH (товста пряма лінія) та характеристики K&E (тонкі лінії) в площині  $(\epsilon_{||}, \epsilon_{\perp})$ . При розрахунках взято  $\tilde{\omega} = 1.2$  та  $\ell = 1$ . Показано лише ті частини характеристик K&E, які лежать вище точок, де вони торкаються товстої прямої лінії. Стрілка показує напрямок квазілінійного прискорення частинок з початковими енергіями  $\epsilon_{||} = 1$  та  $\epsilon_{\perp} = 1$  (енергія нормована на температуру плазми). Припускалося, що спектр  $k_{||}$  забезпечує взаємодію хвиля-частинка для прискорення до енергій  $\epsilon_{\perp} = 100$ .

1. Ya. I. Kolesnichenko, V.V. Lutsenko, V.S. Rudenko, *Ukrainian Journal of Physics* (2018), **63**(3), 232-237.
2. C. F. Kennel, F. Engelmann *Phys. Fluids* **9** 2377-2388 (1966).
3. T. H. Stix *Waves in Plasmas*. Springer-Verlag, New-York, 1992.
4. A.I. Akhiezer, I.A. Akhiezer, R.V. Polovin, A.G. Sitenko, K.N. Stepanov. *Plasma Electrodynamics*, Vol. 2 (Pergamon Press, 1975).
5. Ya. I. Kolesnichenko, V.V. Lutsenko, V.S. Rudenko, Ya.I. Kolesnichenko, V.V. Lutsenko, T.S. Rudenko, H. Helander, *Nucl. Fusion* **57**, 66004 (2017).

## ЙОННЕ-ЦИКЛОТРОННЕ НАГРІВАННЯ ТОРОЇДАЛЬНОЇ ПЛАЗМИ З ВИКОРИСТАННЯМ АНОМАЛЬНОГО ДОПЛЕРІВСЬКОГО ЗСУВУ

Я.І. Колесниченко, В.В. Луценко, Т.С. Руденко

*Інститут ядерних досліджень НАН України, м. Київ*

Робота присвячена вивченню властивостей йонного циклотронного резонансного нагріву із збільшеною частотою доплерівського зсуву (Doppler-shifted Ion Cyclotron Resonance Heating, ICRH-D) тороїдальної плазми. В ній ICRH-D визначено як йонний циклотронний резонансний нагрів (ICRH) з квазілінійною сепаратрисою в області пролітних частинок. Метою ICRH-D є мінімізація частки захоплених частинок (частинок з малими поздовжніми швидкостями) у популяції швидких іонів, що утворюється внаслідок прискорення ВЧ полем, а також при інжекції пучків нейтральних атомів. Основну ідею ICRH-D – переміщення сепаратриси в область пролітних частинок – було висунуто в [Kolesnichenko et al., *Nuclear Fusion* 57 (2017) 06604], де ICRH-D було застосовано до стелатора Wendelstein 7-X. У цій роботі, розглянуто ICRH-D у токамаках. Відкрито нові особливості ICRH-D. Розглянуто вплив кулонівських зіткнень на шляхи квазілінійної еволюції функції розподілу енергійних іонів. Отримані умови, що забезпечують переважаючий квазілінійний потік у порівнянні з потоком, спричиненим пітч-кутовим кулонівським розсіюванням. Отримано рівняння для функції розподілу швидких іонів, створених інжекцією нейтрального пучка (NBI), які прискорені завдяки ICRH-D. Це рівняння включає квазілінійний оператор, що описує квазілінійну еволюцію функції розподілу, доданок зіткнень, що описує сповільнення та розсіювання іонів, та джерело, що описує утворені при інжекції йони. Створено числовий код для розв'язку цих рівнянь. Розглянуто конкретні приклади, де використовуються параметри токамака JET.



## ДІАГНОСТИКА ПРОФІЛЮ МАГНІТНОГО ЧИСЛА ОБЕРТІВ ЗІ ЗМІНИ ТЕМПЕРАТУРИ ПІД ЧАС ПИЛЧАСТИХ КОЛИВАНЬ

А. І. Тищенко<sup>1</sup>, Ю. В. Яковенко<sup>1,2</sup>, співробітники JET<sup>3</sup>

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

<sup>2</sup> Національний університет «Києво-Могилянська академія», Київ

<sup>3</sup> Див. список авторів у «X. Litaudon et al., Nucl. Fusion 57, 102001 (2017)»

Магнітне число обертів  $q$  (коефіцієнт запасу стійкості) є важливим параметром, що характеризує топологічну структуру силових ліній магнітного поля. При вивченні магнітогідродинамічних процесів важливо знати, чи є ця величина на певній магнітній поверхні більшою, рівною чи меншою від певного раціонального числа, а для цього потрібно доволі точно вимірювати її. Наразі основними методами діагностики  $q$  є, по-перше, непряме визначення через розв'язання рівнянь рівноваги [1] і, по-друге, визначення нахилу силових ліній з рухового ефекту Штарка (розщеплення спектральних ліній в електричному полі, що виникає в системі координат атома, що випромінює) [2]. Похибка і, особливо, просторова роздільна здатність згаданих методів є в багатьох випадках незадовільною.

У цій роботі для знаходження профілю  $q$  в центральній частині плазми пропонується використати перерозподіл температури електронів під час колапсу (тобто фази швидкої зміни параметрів плазми) пилчастих коливань. Згідно з моделлю Кадомцева [3], швидке перемішування плазми при колапсі викликається перезамкненням магнітних силових ліній. Зміна густини та температури при цьому залежить від форми профілю  $q$ .

У роботі пропонується метод, який дає змогу визначити профіль  $q$  в області перемішування плазми колапсом (принаймні, деякі характерні точки профілю), якщо знати профіль густини та зміну профілю температури електронів ( $T_e$ ). Демонструються приклади визначення профілю  $q$  у розрядах токамака JET; при цьому для діагностики  $T_e$  використовуються виміри електронно-циклотронної емісії з плазми. Обговорюються джерела похибки, зокрема, теплообмін поперек силових ліній та можливе неповне погодження колапсу з моделлю Кадомцева.

Ця робота виконувалася у рамках Консорціуму EUROfusion і отримувала підтримку Програми досліджень та навчання 2014—2018 Євратома за грантовою угодою № 633053, а також Національної академії наук України за темою «Явища, пов'язані з енергійними йонами, в токамаках та стелараторах» та Проектом № ПЛ15/19. Погляди та міркування, висловлені тут, не обов'язково відображають думку Європейської Комісії.

1. L. L. Lao et al., Nucl. Fusion **30**, 1035 (1990).
2. F. M. Levinton et al., Phys. Rev. Lett. **63**, 2060 (1989).
3. V. V. Kadomtsev, Sov. J. Plasma Phys. **1**, 389 (1976).

**СОЛІТОНИ В УЛЬТРАРЕЛЯТИВІСТСЬКІЙ ПЛАЗМІ****В. М. Лашкін***Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна*

Ультрарелятивістська плазма - це плазма, яка нагріта до надзвичайно високих температур, коли температура електронів перевищує масу спокою електронів. При цьому повинні враховуватися й позитрони. Ультрарелятивістська плазма відіграє важливу роль в астрофізичних об'єктах - у магнітосфері пульсарів, магнетарів, у ядрах галактик при вибухах сверхнових зірок. На ранній стадії еволюції Всесвіту матерія також являла собою ультрарелятивістську плазму. У лабораторних умовах створення ультрарелятивістської плазми обговорювалося при нагріванні мішеней надзвичайно інтенсивними лазерними пучками.

Рівноважна функція розподілу ультрарелятивістських електронів (позитронів) відрізняється від звичайної максвелівської функції розподілу. Іони вважаються нерелятивістськими з максвелівською функцією розподілу. У довгохвильовому випадку дисперсійне рівняння лінійних хвиль у такій плазмі нагадує дисперсійне рівняння для ленгмюрівських хвиль. У даній роботі розглядається короткохвильовий випадок, що не має аналога в класичній плазмі. У цій межі дисперсійне співвідношення для плазмових хвиль містить експонентний множник від хвильового числа й нагадує дисперсію так званого нульового звуку у фермі-рідині. У роботі отримано нелінійне рівняння для таких плазмових хвиль. Нелінійні внески від функцій розподілу електронів і позитронів взаємно компенсуються (ненульовий внесок дає тільки третій порядок по полю), тому в другому порядку по полю внесок дає тільки іонна нелінійність. Нелінійність носить нелокальний характер. Отримане нелінійне рівняння принципове відрізняється від усіх раніше відомих нелінійних еволюційних рівнянь – як за рахунок лінійної частини (дисперсії), так і за рахунок нелінійності. В одновимірному випадку чисельним методом (метод стабілізуючого множника) знайдені розв'язки у вигляді солітонів, амплітуда солітона однозначно визначається швидкістю. Показано, що зіткнення солітонів один з одним є абсолютно пружними – більш швидкий солітон доганяє повільний, потім солітони проходять друг через друга (з викривленням форми), а потім солітони повністю відновлюють свою первісну форму. Така поведінка характерна для повністю інтегрованих нелінійних рівнянь типу рівнянь Кортевега-Де Фриза, нелінійного рівняння Шредингера й подібних.

## ВЗАЄМОЗВ'ЯЗОК СТАТИСТИЧНОЇ ФІЗИКИ З ФРАКТАЛАМИ ТА КВАНТОВИМИ КОМП'ЮТЕРАМИ ЧЕРЕЗ МЕТОД РІВНОВЕЛИКОГО ТРИКУТНИКА

М. А. Белошенко

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

Що спільного між фракталами та квантовими комп'ютерами? Сутності макросвіту з фізичними законами мікросвіту. Частковим випадком фракталу є фрактал «сніжинка». Зі збільшенням фрактального числа цей(сніжинка) фрактал за його характерними розмірами сягає розмірів властивих мікросвіту(молекули, атоми, іони, тощо).

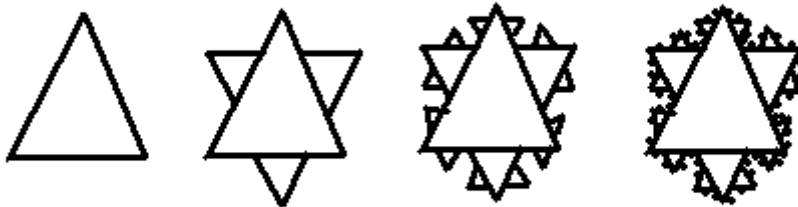


Рис. 1. Побудова фракталу «сніжинка». Приклад фракталу.

Побудову фракталу «сніжинка», як приклад фракталу, можна побачити на Рис.1. Метод рівновеликого трикутника має властивість самоподібності – тому, власне, є фракталом. Це можна побачити, якщо побудувати множину з «опуклих площ»(подувати множину, як послідовність чисел та як послідовність геометричних об'єктів). Метод рівновеликого трикутника застосовується для дослідження зміни температури ядра та густини ядерних рівнів при врахуванні збудження ядерних вібраційних станів. Це встановлює взаємозв'язок фракталів з ядерною та статистичною фізикою.

## ОСОБЛИВОСТІ ТРАНСПОРТНИХ ВЛАСТИВОСТЕЙ ТЕРМІЧНОЇ ПЛАЗМИ КОНСТРУКЦІЙНИХ МАТЕРІАЛІВ ЯДЕРНОЇ ЕНЕРГЕТИКИ

Порицький П.В., Свята Л.М.

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

E-mails: poryts@kinr.kiev.ua, lsvjat@kinr.kiev.ua

Металеві матеріали широко використовуються в багатьох галузях промисловості, зокрема в ядерних технологіях і пристроях для атомних електростанцій. Удосконалення технології матеріалів пов'язане з використанням плазмових приладів та промислових електронних установок. При експлуатації процес ерозії призводить до випаровування металевих домішок в область розряду, що викликає зміну властивостей плазми.

Удосконалення управління плазмовою обробкою матеріалів потребує ретельного чисельного моделювання плазмових процесів. Транспортні властивості є незамінними вхідними даними для моделювання. При слабкій іонізації теорія Лоренца підходить для розрахунку властивостей багатокомпонентної слабоіонізованої плазми [1]. Але при підвищенні температури плазми та підсилення процесів іонізації збільшується кількість різновидів процесів зіткнення, які необхідно враховувати. Через це необхідно враховувати в процесі розрахунку багато процесів.

У роботі розраховані транспортні коефіцієнти для багатокомпонентної плазми з домішками цирконію, танталу, вольфраму та нержавіючої сталі на основі методу Греда [2,3]. Показано, що домішки сильно впливають на транспортні властивості багатокомпонентної плазми.

Досліджено вплив збільшення концентрації металевих домішок на властивості плазми, зокрема на її електропровідність. Показано, що поряд з очікуваним збільшенням провідності плазми в умовах високої концентрації металевих домішок в плазмовому середовищі, також має місце зменшення електричної провідності. Досліджено умови розвитку та контрольованості зазначеного процесу. Запропоновано метод та розроблено методику контрольованого зниження електричної провідності у багатокомпонентному плазмовому середовищі із високим вмістом металевих домішок.

1. P. Porytsky, I. Krivtsun, V. Demchenko, et al. On the application of the theory of Lorentzian plasma to calculation of transport properties of multicomponent arc plasmas // *European Phys. Journ. D.* 2010. Vol.57, No.1., pp.77-85.

2. H. Grad. On the kinetic theory of rarefied gases // *Comm. Pure and Appl. Math.*, 1949. Vol.2., pp.331-407.

3. V.M. Zhdanov. *Transport Processes in Multicomponent Plasma.* - NY: Taylor&Francis, 2002.

## РОЗРАХУНКИ ПЕРЕРІЗІВ ЗБУДЖЕННЯ АВТОІОНІЗАЦІЙНИХ СТАНІВ АТОМА РУБІДІЮ

В.І. Роман, О.М. Поп, І.В. Пилипчинець

*Інститут електронної фізики НАН України, вул. Університетська 21, 88017, Ужгород*

Автоіонізація за своєю суттю є непрямим процесом іонізації і тому впливає на перебіг, енергетичний баланс та зарядовий розподіл компонент різних типів плазмових середовищ, для кількісного опису параметрів яких необхідні дані з перерізів збудження та каналів розпаду автоіонізаційних станів. Відомо, що найбільш повну інформацію про сукупність процесів, які беруть участь у формуванні певного збудженого атомного стану, а саме тип електронного переходу, каскадне заселення, утворення резонансів негативних іонів, дає енергетична залежність його перерізу збудження.

На рисунку 1 представлено порівняння експериментальних та теоретичних перерізів збудження автоіонізаційних станів конфігурації  $4p^5(4d5s)$  атома рубідію.

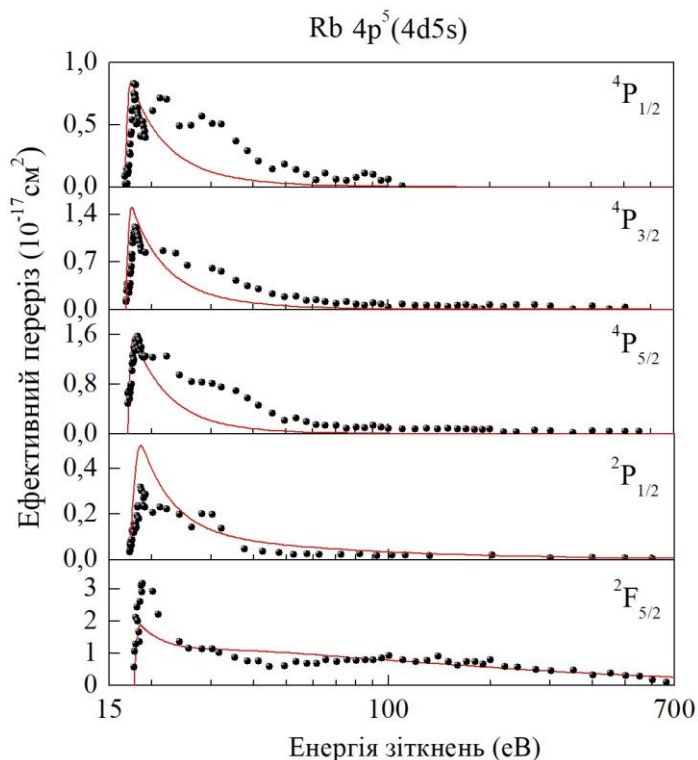


Рис. 1. Ефективні перерізи збудження автоіонізаційних станів атома рубідію: ● – експеримент, — – розрахунок.

автоіонізаційних станів. Практичною цінністю цих досліджень є отримання нових даних, важливих при аналізі емісійних спектрів плазмових джерел випромінювання, при одержанні пучків негативних іонів металів для інжекційного нагріву плазми, для розробки нових теоретичних моделей взаємодії електронів зі складними атомними системами.

Робота підтримана цільовою програмою наукових досліджень НАН України “Перспективні дослідження з фізики плазми, керованого термоядерного синтезу та плазмових технологій”, а також науковим проектом молодих вчених НАН України “Динаміка формування збуджених станів атомів та іонів у плазмі на парі металів: механізми елементарних процесів”.

Розрахунки проведено у наближенні спотворених хвиль з використанням релятивістських хвильових функцій, отриманих у стандартному методі Дірака-Фока-Слейтера.

Всі одержані перерізи демонструють значне резонансне припорогове збудження, що відображає тут наявність негативних іонів  $Rb^-$ . Повільний спад величини експериментальних перерізів збудження в області енергій 20-40 еВ квартерних автоіонізаційних станів вказує на наявність каскадного заселення з більш високоенергетичних рівнів, яке, на жаль, не може в повній мірі бути враховано в теоретичних розрахунках. Проте, чудове узгодження обох типів даних в області енергій вище 50 еВ дає змогу пронормувати експериментальні дані та отримати абсолютні значення ефективних перерізів збудження даних

## РОЗРАХУНКИ ПЕРЕРІЗІВ РОЗСІЮВАННЯ ЕЛЕКТРОНА АТОМНИМИ СИСТЕМАМИ

Ш.Ш. Демеш<sup>1</sup>, В.І. Келемен<sup>2</sup>, Е.Ю. Ремета<sup>2</sup>, В.І.Роман<sup>2</sup>

- <sup>1</sup> *Інститут ядерних досліджень, Угорська Академія наук (АТОМКИ),  
Ну тер 18/с, 4026 Дебрецен, Угорщина*
- <sup>2</sup> *Інститут електронної фізики, Національна Академія наук України,  
Університетська вул. 21, 88017 Ужгород, Україна*

Теоретичні дослідження особливостей енергетичної і кутової поведінки пружних та непружних перерізів розсіювання електрона атомними системами – атомами, позитивними та негативними атомарними і молекулярними іонами, в т.ч. багатозарядними – вкрай необхідні для побудови адекватних мікро- та макроскопічних моделей перебігу процесів у різних типах плазми, від лабораторної низько- та високотемпературної до астрофізичної.

За допомогою програмного пакету ELSEPA, що базується на методі оптичного потенціалу, проведено розрахунки амплітуд та інтегральних (повний, пружний, поглинання, передачі імпульсу, в'язкості) і пружних диференціальних перерізів потенціального розсіювання електрона атомами H, C, F, P, S, Cl при енергіях від порога до 1000 eV. Оптичний потенціал складається зі статичного, обмінного, поляризаційного, поглинання потенціалів, які в цілому визначаються електронною густиною атома. З цим потенціалом розв'язується рівняння Дірака для знаходження парціальних фазових зсувів. Енергетичну і кутову поведінку перерізів порівняно з наявними теоретичними (за програмами RSEP і RSEPA) та експериментальними даними.

Розраховані амплітуди розсіювання електрона на атомах у подальшому можна використати для розрахунку інтегральних та диференціальних перерізів його розсіювання на молекулах у підході незалежних атомів.

Робота підтримана цільовою програмою наукових досліджень НАН України “Перспективні дослідження з фізики плазми, керованого термоядерного синтезу та плазмових технологій”

## РОЗРАХУНКИ ПЕРЕРІЗІВ РОЗСІЮВАННЯ ЕЛЕКТРОНА МОЛЕКУЛЯРНИМИ СИСТЕМАМИ

Ш.Ш. Демеш<sup>1</sup>, В.І. Келемен<sup>2</sup>, Е.Ю. Ремета<sup>2</sup>, В.І.Роман<sup>2</sup>

<sup>1</sup> *Інститут ядерних досліджень, Угорська Академія наук (АТОМКИ),  
Ну тер 18/с, 4026 Дебрецен, Угорщина*

<sup>2</sup> *Інститут електронної фізики, Національна Академія наук України,  
Університетська вул. 21, 88017 Ужгород, Україна*

Теоретичні дослідження особливостей енергетичної і кутової поведінки пружних та непружних перерізів розсіювання електрона молекулярними системами необхідні для розуміння перебігу квантовохімічних процесів у різних середовищах, в тому числі у біологічних.

Розраховані, за програмами ELSEPA, RSEP, RSEPA, амплітуди потенціального розсіювання електрона атомами водню, вуглецю, фтору, сірки, хлору використано для розрахунку інтегральних (повний, пружний, поглинання, передачі імпульсу, в'язкості) та пружних диференціальних перерізів розсіювання електрона молекулами  $\text{CH}_4$ ,  $\text{CF}_n$  ( $n=1-4$ ),  $\text{CF}_2\text{Cl}$ ,  $\text{S}_n$  ( $n=1-8$ ),  $\text{SF}_n$  ( $n=1-6$ ) у двох наближеннях підходу незалежних атомів. Необхідні у цьому підході міжатомні відстані отримані з розрахунку енергетичної та геометричної структури молекул.

Особливості розсіювання електрона молекулою у підході незалежних атомів, що є достатньо хорошим при енергіях зіткнень приблизно від 10 еВ, в цілому визначаються відповідними особливостями розсіювання електрона на атомах цієї молекули. Перерізи розраховані до енергій декількох сотень електронвольтів та мають достатньо великі абсолютні значення. Їх енергетичну та кутову поведінку порівняно з наявними експериментальними даними. Наприклад, порівняння у випадку  $e+\text{CF}_3$  розсіювання при енергіях електрона менше 20 еВ, дозволяє припустити, що розсіювання відбувається на молекулі, збудженій у коливні стани.

Робота підтримана цільовою програмою наукових досліджень НАН України “Перспективні дослідження з фізики плазми, керованого термоядерного синтезу та плазмових технологій”

## СТЕРИЛІЗАТОР СТОМАТОЛОГІЧНИХ ІНСТРУМЕНТІВ НА ОСНОВІ ДІЕЛЕКТРИЧНОГО БАР'ЄРНОГО РОЗРЯДУ

А.С.Лозіна, В.С.Таран, А.В.Таран, В.В. Красний

*Інститут Фізики Плазми ННЦ ХФТІ, 61108, Харків, Україна*

*vtaran@ipp.kharkov.ua*

Розроблено комплекс для обробки імплантологічних компонентів, свердел, алмазних борів і ендодонтичних інструментів в стоматології. Даний комплекс складається з ультразвукової ємності з випромінювачем 40 кГц для попереднього замочування і очищення медичних виробів та низькотемпературного озонowego водного стерилізатора з реактором на основі діелектричного бар'єрного розряду [1, 2].

Реактор для генерації озону складається з двох паралельно розташованих на відстані 0,8 мм одна від одної скляних пластин ( $\varepsilon = 6$ ). Розмір реактора 140x120x60 мм, товщина пластин реактора - 0,8 мм, споживана потужність - 10 Вт. На скляних пластинах закріплені ребристі алюмінієві радіатори, які одночасно служать і електродами. Озон виробляється в розрядному проміжку між скляними пластинами при подачі високовольтної напруги з імпульсного джерела живлення на електроди. Охолодження реактора здійснюється за допомогою вентилятора, напругою 12 В. Швидкість потоку робочого газу (осушене повітря) - 0,25 л/хв. Максимальна вихідна концентрація озону 30 мг / л.

В роботі досліджувалася ефективність стерилізації бактерій *Pseudomonas aeruginosa*, *Escherichia coli* й *Staphylococcus aureus*. Мікроорганізми барботували озono-повітряною сумішшю з концентрацією озону 5,8 мг / л при температурі 17 °С протягом 5, 10, 20 і 30 хв. Інактивіація бактерій *Pseudomonas aeruginosa* відбувалася через 10 хвилин, *Escherichia coli* - 20 хвилин, а *Staphylococcus aureus* - після 30- хвилинної обробки.



*Загальний вигляд озонowego стерилізатора*

1. U. Kogelschatz. Dielectric-barrier discharges: Their History, Discharge Physics, and Industrial Applications, Plasma Chemistry and Plasma Processing. Vol. 23, P. 1-46, 2003.
2. V.S.Taran, I.E. Garkusha, V.V. Krasnyj, A.S. Lozina, R.M. Muratov, V.M. Shulaev, A.I. Timoshenko. Recent developments of plasma-based technologies for medicine and industry // Nukleonika. Vol. 57, №2, P. 277-282, 2012.



## ПІДВИЩЕННЯ ТОЧНОСТІ БАГАТОКАНАЛЬНОЇ СИСТЕМИ РАДІАЦІЙНОГО КОНТРОЛЮ ДЛЯ ФІЗИЧНИХ УСТАНОВ

С.П. Губарев, А.В. Клосовський, А.В. Леонович, Г.П. Опалева, В.С. Таран,

М.И. Золототрубова

*Інститут фізики плазми Національний науковий центр Харківський фізико - технічний інститут*

У даній статті розглянуті проблеми і технічні рішення при створенні автоматизованої системи радіаційного контролю на основі напівпровідникових детекторів іонізуючого випромінювання і фотоелектронного помножувача для використання в різних перспективних напрямках ядерної енергетики і термоядерних установках.

Система дозволяє вимірювати інтенсивність іонізуючого випромінювання та отримувати його енергетичний спектр. Система налаштована на отримання значного масиву даних за короткий час. При максимальній програмно заданій швидкодії АЦП, що становить 1 Мгц та використанні мікроконтролера PIC32MX795F512H забезпечується можливість детальної реєстрації процесу іонізуючого випромінювання за період часу, рівного 64 мілісекунд. При цьому в пам'ять контролера записується: 64 000 результатів вимірювань.

Також у роботі описано досвід створення детектора на базі CdZnTe та ФЕП і процес їх калібрування.

Значна частина статті присвячена проведенню робіт по усуненню зашумленості сигналу, та калібруванню нелінійної чутливості системи шляхом використання методу машинного навчання та подальшому підвищенню точності вимірювання.

## ВПЛИВ СОЛЕНОЇДА ЗОВНІШНЬОГО МАГНІТНОГО ПОЛЯ НА ПРОСТОРОВІ РОЗПОДІЛИ СТРУМІВ В ПЛАЗМОВИХ ПОТОКАХ, ЩО ГЕНЕРУЮТЬСЯ МПК

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

<sup>1</sup>Національний Науковий Центр «Харківський фізико-технічний інститут»  
Інститут Фізики Плазми, вул. Академічна 1, 61108, Харків, Україна

<sup>2</sup>Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна, майдан Свободи 4, 61022,  
Харків, Україна

Зовнішнє магнітне поле часто застосовується в різних плазмодинамічних системах [1-2] як для оптимізації їхньої роботи, так і з метою проведення фундаментальних досліджень. У роботах із числового моделювання динаміки самостиснених плазмових потоків у зовнішньому поздовжньому магнітному полі було показано, що зовнішнє магнітне поле призводить до обертання плазми, збільшуючи її щільність біля зовнішнього електрода пристрою [1]. Крім того, в експериментах із квазістаціонарним плазмовим прискорювачом було встановлено, що навіть слабке зовнішнє поздовжнє магнітне поле впливає на прискорення плазми й лінійний розмір зони стиснення [2]. Експериментальне дослідження впливу зовнішнього поздовжнього магнітного поля на динаміку плазмових потоків, що генеруються магнітоплазмовим компресором (МПК), уже розпочато й перші кроки описано в [3]. Уперше було експериментально продемонстровано [3], що зовнішнє поздовжнє магнітне поле значно впливає на розрядні характеристики й на процеси поблизу електродів прискорювального каналу МПК. Наразі, протягом другого етапу дослідження, оцінено вплив металевої циліндричної конструкції із соленоїдом зовнішнього магнітного поля, що встановлено на прискорювальний канал, на струми виносу, які протікають у потоці поза межами прискорювального каналу. Проведено вимірювання просторового розподілу власного магнітного поля за допомогою набору магнітних зондів. Побудовано та проаналізовано топограми струмів виносу. Виявлено, що наявність конструкції із соленоїдом зовнішнього магнітного поля призводить до того, що змінюється радіальний розподіл власного магнітного поля, зменшується частка струмів виносу відносно повного розрядного струму (на (10 — 15)%, як порівняти з режимами роботи до встановлення соленоїда), а замкнені конфігурації вихорів струму, що виникають у потоці поза межами каналу, займають менший об'єм у просторі.

[1] A.N. Kozlov, J. Plasma Physics Part 2 74 (2007) 1-26.

[2] G.A. Dyakonov, V.B. Tikhonov, Plasma Physics Reports 20, 6 (1994) 533-540.

[3] D.G. Solyakov, Y.E. Volkova, et al., Problems of At. Sci. and Tech. 1 (2019), Series: Plasma Physics (25).

## ПІДВИЩЕННЯ ЕФЕКТИВНОСТІ ПРИСКОРЕННЯ ТЕСТОВОГО ЕЛЕКТРОННОГО ЗГУСТКУ ПОСЛІДОВНІСТЮ ЕЛЕКТРОННИХ ЗГУСТКІВ У ПРЯМОКУТНОМУ ДІЕЛЕКТРИЧНОМУ РЕЗОНАТОРІ ПРИ ПЛАЗМОВОМУ ЗАПОВНЕННІ

П.І. Марков, І.М. Оніщенко, Г.В. Сотніков

*Національний Науковий Центр «Харківський Фізико-Технічний Інститут», Харків, Україна*

Представлені результати чисельного моделювання прискорення тестового згустку електронів, що прямує за послідовністю релятивістських електронних згустків у прямокутному діелектричному резонаторі при заповненні каналу дрейфу плазмою з різною щільністю. Діелектричний резонатор створювався на базі хвилеводу R26 із фторопластовими пластинами, що покривали протилежні широкі стінки хвилеводу. Торці хвилеводу були закриті провідними сітками, прозорими для електронних згустків. Канал дрейфу діелектричної структури заповнювався плазмою. Послідовність драйверних електронних згустків, проходить через сповільнювану структуру й збуджує кільватерне поле. Початкова енергія електронів згустків становила 4.5 МэВ. Заряд одного згустку драйверної послідовності — 2.6 нКл, його довжина 1.337 см, діаметр згустку 1 см. Через певний час запізнювання слідом за останнім драйверним згустком у систему інjektується тестовий згусток із зарядом в 100 раз меншим, ніж у драйверного згустку й попадає під вплив кільватерного поля драйверної послідовності. Заряд тестового згустку — 0.026 нКл, його довжина 2.674 см, діаметр 1 см. Частота повторення згустків драйверної послідовності 2.803 ГГц. Час запізнювання тестового згустку становив 0.08966 нс. Згустки прямували по осі структури. Кількість згустків драйверної послідовності змінювалося від 1 до 30.

При дослідженні прискорення тестового електронного згустку в плазмово-діелектричному резонаторі у полі послідовності драйверних згустків електронів ми виявили, що:

- При зміні кількості згустків послідовності спостерігається східчає зростання енергії прискореного тестового згустку.
- При зміні щільності плазми в діапазоні від  $10^9 \text{см}^{-3}$  до  $10^{10} \text{см}^{-3}$  спостерігається лінійне зростання збільшення енергії електронів тестового згустку для випадків, коли драйверна послідовність містить більше 10 згустків.
- Це пов'язане з упорядкуванням структури поздовжнього прискорювального електричного поля, а також зі збільшенням його амплітуди в області, де перебуває тестовий згусток.
- Що, у свою чергу, відбувається внаслідок того, що на осі резонатора утворюються області з підвищеною концентрацією плазмових електронів при періодичній інжекції драйверних згустків. При цьому, чим вище початкова концентрація плазми в системі, тим вище коливання концентрації плазмових електронів на осі резонатора.

Робота підтримана програмою НАН України «Перспективні дослідження з фізики плазми, керованому термоядерному синтезу й плазмовим технологіям», проект Р-1/63-2017 «Кільватерне прискорення електронів у мультizonних діелектричних і плазмово-діелектричних структурах»

## РОЗРОБКА СПОСОБУ СТВОРЕННЯ ЕЛЕКТРОННИХ ВІТНЕС- ЗГУСТКІВ ТА ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ ДОСЛІДЖЕННЯ ЇХ ПРИСКОРЕННЯ КІЛЬВАТЕРНИМИ ПОЛЯМИ, ЗБУДЖУВАНИМИ ПОСЛІДОВНІСТЮ РЕЛЯТИВІСТСЬКИХ ЕЛЕКТРОННИХ ЗГУСТКІВ

А.Ф. Лінник, И.Н. Оніщенко, В.И. Приступа, Г.В. Сотніков В.С. Ус  
Національний науковий центр «Харківський фізико-технічний інститут»,  
Харків, Україна

E-mail: pristupa@kipt.kharkov.ua

На прискорювачі електронів «Алмаз-2М» експериментально досліджувалися процес збудження кільватерного поля в діелектричному хвилеводі/резонаторі періодичною послідовністю електронних згустків-драйверів і процес прискорення в цьому полі іншої частини сгустков-вітнесов цієї ж послідовності. Така можливість виникає при розладі частоти слідування згустків і частоти збуджувано-го кільватерного поля, що призводить до послідовного зміщення згустків по фазі збудженого перед ними кільватерного поля. У експериментах, що проводяться, частота кільватерного поля була фіксована і визначалася Черенковским резонансом (збігом швидкості згустків і фазової швидкості збуджуваної хвилі діелектричного хвилеводу). Частота слідування згустків варіювалася зміною частоти задаючого генератора "Рубин" клістронного підсилювача. У такій концепції "збудження-прискорення" з однією і тією ж послідовністю згустків відпадає необхідність в додатковому прискорювачі-інжекторі для отримання згустків - вітнесів, що спрощує експериментальну демонстрацію прискорення згустків у збуджуваних кільватерних полях.

У разі резонансу, тобто збігу частоти слідування згустків  $f_{\text{rep}}$  і частоти основної моди збуджуваного кільватерного поля  $f_0$  ( $f_{\text{rep}} = f_0$ ) усі згустки знаходяться в гальмівній фазі і втрачають енергію на збудження кільватерного поля. За наявності розладу  $\Delta f = f_{\text{rep}} - f_0 \neq 0$ ) згустки першої частини послідовності, що знаходяться в гальмівних фазах збуджуваного поля, втрачають енергію на збільшення сумарного кільватерного поля, а згустки наступної частини послідовності, що змістилися в область прискорюючих фаз кільватерного поля, збудженого попередньою частиною послідовності, отримують додаткову енергію.

Для точкових і моноенергетичних згустків число згустків  $N^*$  першої частини послідовності, що збуджують кільватерне поле, визначається з умови зміщення по фазі  $N^*$ -го згустка на  $\pi$

$$N^* = f_{\text{rep}} / 2\Delta f \quad (1)$$

Наступна частина послідовності згустків такої ж тривалості прискорюється.

**ПЛАЗМОВЕ ДЖЕРЕЛО ЕЛЕКТРОНІВ ДЛЯ ДУГОВОГО ГЕНЕРАТОРА ПЛАЗМИ  
НИЗЬКОГО ТИСКУ**

В.О. Хомич<sup>1</sup>, В.Г. Назаренко<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Інститут фізики НАН України, Київ*

<sup>2</sup>*Інститут газу НАН України, Київ*

Подано результати дослідження об'ємного дугового розряду з плазмовим джерелом електронів, виконаним на основі порожнистого катоду з газоманетронним запалюванням розряду і дуговим саморозігрівом катоду до термомісійних температур. Газорозрядна плазма, що генерується при тисках робочого газу  $0.1 \div 1$  Па, має концентрацію електронів  $10^{10} - 5 \cdot 10^{11}$  см<sup>-3</sup> в об'ємі 0.1 м<sup>3</sup>. Отримано вольт-амперні характеристики та залежності розподілу густини йонного струму в робочому об'ємі від умов розряду. Показано, що плазмогенератор може бути використаний у процесах йоно-плазмових технології (оксидування, азотування в безводневих середовищах), а також в енергозберігаючих технологіях комбінованої йонно-плазмової обробки конструкційних матеріалів. Було вдосконалено плазмове джерело електронів з порожнистим катодом, що дозволить працювати в широкому діапазоні розрядних струмів і з більшим робочим ресурсом пристрою.

## ЗАСТОСУВАННЯ ПУЧКІВ НЕГАТИВНИХ ІОНІВ ВОДНЮ ДЛЯ СТВОРЕННЯ ОРІЄНТУЮЧИХ ПІДКЛАДОК, ЩО ВИКОРИСТОВУЮТЬСЯ В РІДКОКРИСТАЛІЧНИХ ТЕХНОЛОГІЯХ

Горецький В.П., Кравчук Р.М.

*Інститут фізики НАН України, м.Київ.*

Використання іонно-плазмових методів з метою модифікації поверхневих властивостей матеріалів привертає велику увагу світової наукової спільноти. Зокрема, починаючи з 2000-х років в Інституті фізики НАН України, також було ініційовано багато досліджень з використанням як прискореної аргонної плазми з енергіями 0.5-3 кЕв [1,2] так і високочастотної атмосферної плазми [3] для обробки різних типів поверхонь і надання їм орієнтуючих властивостей, що можуть бути використані в рідкокристалічних (РК) технологіях. В цій роботі запропоновано і здійснено опромінення подібних підкладок прискореними пучками негативних іонів водню з енергією 8-10 кЕв.

Експерименти проводились у вакуумному середовищі з пучками негативних іонів Н<sup>-</sup>, що витягувались з вісесиметричного джерела з газовим розрядом та прискорювались в напрямку оброблюваної поверхні. Відокремлення пучка від потоків супутніх електронів забезпечувалось поперечним магнітним полем величиною декілька десятків Гс. Плазмове джерело працювало в імпульсно-періодичному режимі з протяжністю імпульсу 0,5 мс. та частотою повторення 1,5-2 Гц. Для забезпечення направленості обробки зразки встановлювались під кутами 45°, 65° та 75° до опорної площини. Слід зазначити, що щільність струму пучка негативних іонів спадала з відстанню, і становила 20, 7 та 0,1 мА/см<sup>2</sup>, відповідно, на відстанях 8, 16 та 50 см. від вихідної апертури джерела. Час опромінення зразків контролювався в межах 5-80 хв. Усі експериментальні РК зразки виготовлялись шляхом складання оброблених підкладок в антипаралельних напрямках для отримання плоского мікрокапіляра, а його товщина задавалась каліброваним скляним спейсером діаметром 20 мкм.

В результаті проведених досліджень була отримана високоякісна, однорідна в площині зразка, орієнтація РК шару, а напрям орієнтації співпадав з напрямом проекції падіння частинок на поверхню. Виявлено, що на відміну від [2], при збільшенні часу обробки, переорієнтації РК молекул (в перпендикулярному напрямку) не відбувається навіть при великих часах обробки (40-80 хв.) орієнтуючої поверхні. Встановлено, що температурна стабільність РК орієнтації сильно погіршується для зразків, що оброблялись незначною щільністю струму (0,1 мА/см<sup>2</sup>) пучка негативних іонів. Отримана незначна кількість орієнтаційних дефектів пояснюється неякісними початковими умовами створення орієнтуючих поверхонь. Спостережений кут переднахилу в 1° не зазнавав особливих змін протягом довгого часу зберігання експериментальних зразків (від 4-8 місяців), що вказує на хорошу стабільність отримуваної орієнтації молекул РК. Варто відмітити, що середня потужність, вкладена в орієнтуючі підкладки, не перевищує 0,2 Вт/см<sup>2</sup>, що значно знижує вимоги до експериментального обладнання.

Тобто, можна констатувати, що запропонований вид обробки заслуговує уваги, як альтернативний метод виготовлення орієнтуючих шарів для РК технологій.

1. O. Yaroshchuk, et. al., *Liq. Cryst.*, **31**, N6, 859-869 (2004).
2. O. Yaroshchuk, A. Kiselev, and R. Kravchuk, *Phys. Rev. E.*, **77**, 031706, (2008).
3. V.Y. Bazhenov, et. al., *IEEE Transactions on Plasma Science* **45** (12), 3218-3223 (2017).

## ГЕНЕРАЦІЯ МАГНІТНОГО ПОЛЯ СОНЦЯ ГЛОБАЛЬНИМИ ГІДРОДИНАМІЧНИМИ ТЕЧІЯМИ

О.О. Логінов<sup>1</sup>, В.Н. Криводубський<sup>2</sup>, О.К. Черемних<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Інститут космічних досліджень НАНУ-ДКАУ, м.Київ. [lesha.loginov@gmail.com](mailto:lesha.loginov@gmail.com)

<sup>2</sup> Астрономічна обсерваторія Київського національного університету імені Тараса Шевченка, [krivod2@ukr.net](mailto:krivod2@ukr.net).

Запропоновано концепцію виникнення глобальних гідродинамічних течій речовини і генерації глобальних магнітних полів в сонячній конвективній зоні, провідну роль в якій відіграє нестійкий профіль диференційного обертання. Внаслідок втрати стійкості диференційного обертання генеруються всі глобальні гідродинамічні течії речовини на Сонці: полоїдальна циркуляція, торсіонні коливання і просторово-часові варіації полоїдальної течії. Подібний результат не отримано ні в одній з відомих нам моделей, в яких, як правило, торсіонні коливання і варіації меридіональної циркуляції розраховуються окремо і тому вони вважаються незалежними течіями. На відміну від цього, проведені в рамках нашої моделі розрахунки дозволяють стверджувати, що зазначені течії насправді служать тороїдальною і полоїдальною компонентами єдиної 3-х вимірної течії. У даній роботі нами продемонстровано визначальну роль торсіонних коливань у генерації радіального змінного магнітного поля. В результаті чисельного моделювання встановлено, що змінне в часі радіальне магнітне поле на поверхні Сонця досягає своєї максимальної величини на полюсах, де воно змінює свою полярність з періодом близько 22 років. Цей процес можна ототожнити з ефектом спостережуваної переполюсовки полярного поля впродовж магнітного циклу Хейла. Виявлено, що лінії нульових значень (зміни полярності) поверхневого радіального магнітного поля проходять по максимумам величини модуля швидкості зональних течій (торсіонних коливань). При цьому лінії зміни магнітної полярності радіального поля і максимальні величини швидкості поверхневих зональних течій дрейфують від полюсів до екватора. Відзначено, що отримані нами результати про широтну еволюцію поверхневих зональних течій корелюють з поведінкою глибинних зональних течій, отриманих в результаті обробки геліосейсмологічних даних.

## ОСОБЛИВОСТІ ВАХ ЕЛЕКТРИЧНОЇ ДУГИ, ВІЛЬНО ПІДТРИМУВАНОЇ МІЖ ПЛАВКИМИ ЕЛЕКТРОДАМИ

В.А. Жовтянський<sup>1</sup>, Е.П. Колеснікова<sup>2</sup>, Ю.І. Лелюх<sup>1</sup>, Я.В. Ткаченко<sup>1</sup>

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

<sup>2</sup> НТТУ «Київський політехнічний інститут ім. Ігоря Сікорського», Київ, Україна

Одним з напрямків подальшого підвищення енергоефективності в плазмових технологічних процесах є використання нерівноважних властивостей плазми. Характер цієї нерівноважності визначається, в кінцевому рахунку, градієнтними ефектами в розряді [1]. На прикладі електричної дуги, вільно підтримуваної між плавкими електродами, нами показана визначальна роль нерівноважності за рахунок перенесення випромінювання в плазмі. Вона, в свою чергу, істотно залежить від точності визначення радіальної неоднорідності плазми в каналі електричної дуги [2].

У цій роботі детально досліджено взаємозв'язок ВАХ і теплопровідності плазми електричної дуги на основі окремих прикладів залежності коефіцієнтів теплопровідності від температури. Їм властиві яскраво виражені максимуми, зумовлені дисоціативною та іонізаційною компонентами реактивної складової теплопровідності. В мультиінгредієнтній плазмі, наприклад повітряно-пароводяній з домішкою пари електродного металу, відносна величина цих максимумів може коригуватися залежно від співвідношення концентрації таких інгредієнтів як повітря та водяна пара [3]. Саме така суміш використовується як газифікуючий агент для роботи потужних плазмотронів у технологіях переробки небезпечних відходів [4], що визначає практичну цінність роботи.

Параметри плазми вважалися функціями температури, радіальний розподіл якої визначався рівнянням балансу енергії Еленбааса-Геллера.

У результаті чисельного моделювання встановлено, 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.

Незважаючи на позірну простоту, рівняння енергії Еленбааса-Геллера все ще не стало поширеним інструментом для досліджень дугової плазми. Ця робота додатково ілюструє можливі складнощі інтерпретації отриманих результатів при розв'язку цього рівняння.

*Виконання роботи підтримано Національною академією наук України, програма «Перспективні дослідження з фізики плазми, керованого термоядерного синтезу і плазмових технологій», грант № 2-19.*

1. V.A. Zhovtyansky. The nonequilibrium properties of high-density plasma in electric arc // XII Symp. on Phys. of Switching Arc, Czech Republic, October 14-18, 1996. – V.1: Contr. Papers. – P. 256 – 259.

2. V A Zhovtyansky, Yu I Lelyukh and Ya V Tkachenko. Nonequilibrium of the dense nonuniform plasma due to radiation transfer / Invited lecture // XIX Int. Conf. on Gas Discharges and their Applications (2nd – 7th September 2012, Beijing, China). – Beijing: Tsinghua University, 2012. – P. 40 – 47.

3. Kagone A.K., Koalaga Z., Zougmore F. Calculation of air-water vapor mixtures thermal plasmas transport coefficients. Proc. IOP Conference Series. Materials Science and Engineering. – 2004. – Vol. 29. 012004. – 15 pp.

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



## ПРО ЧИЩЕННЯ СТІНОК КАМЕРИ ТОРСАТРОНУ У-2М ЗА РЕЗУЛЬТАТАМИ ЗОНДІВ-КОЛЕКТОРІВ (ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ КАМПАНІЇ 2017-2018 рр.)

В.С. Войцєня, В.Г. Коновалов, С.І. Солодовченко, А.Н. Шаповал, І.В. Рижков, А.Ф. Штань

Під час експериментальних кампаній 2015 і 2016 рр., в установці Ураган-2М п'ять зразків дзеркал з нержавіючої сталі (SS) і два скляних зразка (всі розмірами 22x22 мм) експонувалися в різних полоїдальних перетинах вакуумної камери. До і після експонування коефіцієнт відбиття (КО) зразків вимірювався в діапазоні довжин хвиль 220-650 нм при нормальному падінні, а пропускання зразків скла в діапазоні 400-650 нм.

Результати показали [1], що на всіх зразках з'явився осад, що призвело до погіршення коефіцієнта відбиття (зразки SS) і пропускання (скла). Зменшення КО варіювалося від ~2,5% до ~32,0% (на  $\lambda=500$  нм), в залежності від розташування дзеркал у вакуумній камері У-2М. Найбільше погіршення (на 32,4%) спостерігалось для зразка, найближчого до ВЧ антени, використовуваної для створення плазми. Витягнуті зразки легко очищалися іонами водневої або дейтерієвої плазми, утворюваної в умовах електронного циклотронного резонансу на стенді DCM-2, так що за короткий час спостерігалось повне відновлення КО для SS зразків, за винятком експонованого поруч з ВЧ-антеною: для повного його очищення потрібен був більш тривалий вплив іонів D-плазми з набагато більш високою їх енергією. Цей факт є свідченням того, що шар, що з'явився на поверхні цього зразка, містить металевий компонент. Отримані результати показали корисність використання зондів-колекторів для оцінки ефективності чистки.

У наступну експериментальну кампанію (2017-2018 рр.) вісім SS зразків були встановлені на двох вертикально розташованих кільцях з нержавіючої сталі, впритул притиснутих до стінок вакуумної камери (внутрішній радіус 34 см). Кільця знаходилися в перетинах, близьких до перетину, де велика вісь крайньої магнітної поверхні, форма якої близька до еліптичної, розташована горизонтально (ліворуч і праворуч від цього перетину). На кожному кільці – по чотири зразки через кожні 90°: вгорі, внизу, по внутрішньому обходу і по зовнішньому. Цього разу зразки не були почищені перед установкою в камеру У-2М, було тільки ретельно виміряно їх КО в діапазоні довжин хвиль 220-650 нм. Основний експериментальний час роботи установки було присвячено вивченню процесу очищення стінок вакуумної камери У-2М.

Оптичні вимірювання після вилучення зразків виявили: зразки розташовані горизонтально на одному з кілець декілька почистилися (КО збільшився), а інші шість вкрилися забруднюючою плівкою (КО зменшився). З взаємного розташування зразків і форми магнітних поверхонь в полоїдальних перетинах кілець можна зробити висновок, що активний процес очищення мав місце тільки уздовж двох гвинтових смуг шириною в полоїдальнім напрямку  $\sim 12^\circ$ , розташованих поблизу «вершин» крайньої замкнутої магнітної поверхні, що представляє собою кілька спотворений еліпс, велика вісь якого орієнтована майже горизонтально.

Отримані результати і їх аналіз будуть представлені на Конференції в стендовій доповіді.

1. V.S. Voitsenya, V.G. Kononov, I.V. Ryzhkov, S.I. Solodovchenko, A.F. Shtan', A.N. Shapoval, S.M. Maznichenko. First results with collecting probes in U-2M torsatron. Problems of Atomic Science and Technology. Series: Plasma Physics. Харків, 2018, № 6, pp. 17-20.

## ПРОБЛЕМА МОДЕЛЮВАННЯ ЕЛЕКТРИЧНОЇ ДУГИ В ДВОТЕМПЕРАТУРНОМУ НАБЛИЖЕННІ

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

*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 цієї плазми до так званої термічної. Однак, строго кажучи, термодинамічна рівновага притаманна лише замкнутим системам.

В електродуговому розряді електрична енергія, що вводиться в об'єм плазми, безпосередньо сприймається найбільш легкою і рухомою електронною компонентою. Атоми та йони нагріваються в результаті зіткнень з електронами, тому швидкість нагрівання важкої компоненти плазми визначається балансом енергії, одержуваної від електронів, і переважним витрачанням 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 нашому випадку) не враховуються. Електрони передають в зіткненнях важкій компоненті частину енергії  $P_c$  з урахуванням відповідних коефіцієнтів акомодатії  $\delta$ :

$$P_c = \frac{3}{2} k (T_e - T_h) N_e v_e (\delta_m N_m Q_{em} + \delta_a N_a Q_{ea} + \delta_i N_i Q_{ei}), \quad (2)$$

Граничні умови мають вигляд:

$$\left. \frac{dT_e}{dr} \right|_{r=0} = 0, \quad T_e|_{r=R} = T_w^h + \frac{2\sigma_e E^2}{3k\delta v_e N_e}, \quad \left. \frac{dT_h}{dr} \right|_{r=0} = 0, \quad T_h|_{r=R} = T_w^h. \quad (3)$$

Задача розв'язувалась стосовно електричної дуги, вільно підтримуваної між плавкими мідними електродами; вона є важливою для оптимізації конструкції потужних електродугових плазмотронів. Тепло- і електрофізичні властивості мідно-повітряної плазми враховані на основі відомих розрахункових даних [2]; для зручності обчислень вони апроксимовані зручними і досить точними аналітичними виразами [3].

Дослідження поставленої задачі в її постановці у варіанті [1] показує, що навіть на основі максимальних можливо досяжних значень коефіцієнтів акомодатії з урахуванням непружних ефектів при високих температурах [4], система неспроможна відводити тепло, яке виділяється в дузі. Це вказує на необхідність урахування також втрат енергії за рахунок випромінювання та з дифузиею заряджених частинок.

*Виконання роботи підтримано Національною академією наук України, програма «Перспективні дослідження з фізики плазми, керованого термоядерного синтезу і плазмових технологій», грант № 2-19.*

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

2. Н. Ouajji, В. Cheminat, Р. Andanson // *J. Phys. D: Appl. Phys.* – 1986. – Vol.19. – P.1903 – 1916.

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

4. В.Л. Гинзбург, А.В. Гуревич // *УФН*. – 1960. – Т.70, вып. 2. – С. 201 – 246.

**МОДЕЛЮВАННЯ ПРОЦЕСУ ВІДСІЧЕННЯ ЕЛЕКТРОНІВ У  
ВАКУУМНИХ ПЕРЕРИВНИКАХ СТРУМУ ІЗ ЗАСТОСУВАННЯМ  
КОНЦЕНТРАТОРІВ МАГНІТНОГО ПОЛЯ**

Дрозд І.М., Кузьмичев А.І., Майкут С.О., Цибульський Л.Ю.

*Національний технічний університет України «Київський політехнічний  
інститут імені Ігоря Сікорського»*

При вимиканні струму у високовольтних вакуумних комутуючих приладах можуть відбуватися процеси, що призводять до виникнення вакуумного дугового розряду в парах матеріалу електродів. Для придушення виникнення дуги застосовується магнітне поле індуктора, який охоплює прилад, що дозволяє реалізувати режим відсічення електронів від анода. Є потреба в підвищенні ефективності магнітного керування відсічкою. Для цього запропоновано використовувати концентратор імпульсного магнітного поля і проведено комп'ютерне дослідження його роботи з урахуванням впливу вторинних магнітних полів, які генеруються вихровими струмами, що наводяться в електродах комутуючого приладу. Для проведення досліджень була побудована 3-D модель комутуючого приладу. В роботі досліджені характеристики режиму відсічення електронів в імпульсному магнітному полі зовнішнього індуктора і вплив різних чинників, включаючи вплив конструкції і форми електродів. Зроблені рекомендації по оптимальному конструюванню високовольтних комутуючих приладів – переривників струму.

**ПЕРЕНЕСЕННЯ ЗАРЯДЖЕНИХ ЧАСТИНОК У СХРЕЩЕНИХ МАГНІТНОМУ ТА ВИПАДКОВОМУ АНІЗОТРОПНОМУ ЕЛЕКТРИЧНОМУ ПОЛЯХ**

О.М. Черняк, В.І. Засенко,

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

Процеси перенесення відіграють важливу роль в еволюції плазмових систем, зокрема в нерівноважній плазмі з розвиненими колективними рухами. За таких умов перенесення частинок є аномальним — воно більшою мірою визначається взаємодією частинок з інтенсивними хвилями ніж парними зіткненнями. Такі хвилі можна розглядати як випадкові поля. Тоді важливим завданням аналітичного опису є знаходження статистичних характеристик ансамблю частинок за відомими статистичними характеристиками випадкових полів, які можуть бути виміряні в експериментах. Побудова аналітичних моделей є корисною як для інтерпретації результатів експериментальних спостережень та числового моделювання, так і для опису механізмів, що лежать в основі складних процесів перенесення у плазмі.

Важливим з огляду побудови аналітичного опису є випадок стохастичних полів з повільним загасанням кореляцій, коли час зіткнень частинок з полем є величиною того ж порядку, що й час еволюції розподілу частинок. Для таких систем необхідно враховувати ефекти захоплення частинок полем. Раніше нами було запропоновано аналітичний опис перенесення частинок в ізотропному електричному полі поперек постійного магнітного поля, як для нескінченного [1, 2] так і скінченного [3] кореляційних часів. Він ґрунтується на новій процедурі замикання статистичних рівнянь, яка враховує захоплення частинок.

В цій роботі запропоноване нами замикання застосовано для опису перенесення частинок в анізотропних випадкових електричних полях. На основі аналітичної моделі розраховано основні статистичні характеристики ансамблю частинок: лагранжеву кореляційну функцію, коефіцієнт дифузії та середньоквадратичного зміщення. Передбачення аналітичної моделі порівняно з результатами прямого числового моделювання.

Робота виконана в рамках проекту № 9-02/19.

- [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.

## ОПТИМАЛЬНЕ ПІДСИЛЕННЯ ТЕРМОЯДЕРНОГО ГОРІННЯ ЙОННО-ЦИКЛОТРОННИМ РЕЗОНАНСНИМ НАГРІВАННЯМ ПАЛИВА

Ю. В. Яковенко<sup>1,2</sup>, А. І. Тіщенко<sup>1</sup>

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

<sup>2</sup> Національний університет «Києво-Могилянська академія», Київ

Оскільки максимуми перерізів реакцій синтезу знаходяться при надтеплових енергіях, популяції швидких йонів, створені інжекцією нейтральних струменів (ІНС) та йонно-циклотронним резонансним нагріванням (ЙЦРН) у плазмі, можуть впливати на інтенсивність горіння в термоядерному реакторі. Очікується, що реакції струмись-плазма робитимуть помітний внесок у потужність реактора ITER. Ще більшою є їхня роль у субреакторних пристроях, таких як JET, де, зокрема, спостерігалась синергія ІНС та йонно-циклотронного резонансного нагрівання (ЙЦРН) [1]. Раніше в низці робіт вивчалась можливість підвищити ефективність реактора при застосуванні ІНС [2, 3].

У цій роботі розглядається задача оптимізації, метою якої є знайдення граничних можливостей підвищення енергетичної ефективності реактора при застосуванні ЙЦРН до йонів палива або при одночасному застосуванні ІНС та ЙЦРН. Наразі розроблено багато методів ЙЦРН з різними властивостями. Тому здається доцільним на першому етапі шукати оптимальну стратегію, не беручи до уваги її технічну здійсненність. Це міркування приводить до такої оптимізаційної задачі: знайти розподіл квазілінійної дифузії (КД) йонів палива у фазовому просторі, який максимально підвищує потужність реакції при заданій потужності, що вводиться при цьому в плазму. Як початковий крок, ми розглядаємо одновимірну задачу, вважаючи, що функція розподілу швидкої компоненти палива та коефіцієнт КД залежать лише від енергії частинки (тобто ігноруючи просторову та пітч-кутову неоднорідності цих величин).

Проведено числовий аналіз описаної оптимізаційної задачі з використанням принципу мінімуму Понтрягіна. Знайдено, що оптимальна стратегія ЙЦРН полягає у створенні максимально сильної квазілінійної дифузії в певному околі максимуму перерізу реакції. При цьому потужність реакції синтезу струмись-плазма є суттєвою, у кілька разів перевищуючи потужність нагрівання. За відсутності ІНС ця потужність зростає з підвищенням температури плазми і приблизно лінійно залежить від потужності нагрівання, незважаючи на сильно нелінійну залежність функції розподілу струменя; така залежність спостерігалась в експериментах на JET [3]. Досліджено також випадок комбінованого застосування ІНС + ЙЦРН. Вивчено залежність внеску ЙЦРН у потужність реакції в залежності від енергії інжекції, потужності ІНС та ЙЦРН, температури плазми і інших чинників.

Ця робота виконувалась у рамках Консорціуму EUROfusion і отримувала підтримку Програми досліджень та навчання 2014—2018 Євратома за грантовою угодою № 633053, Національної академії наук України (НАНУ) за темою «Явища, пов'язані з енергійними йонами, в токамаках та стелараторах» та Проектом № ПЛ15/19, а також за проектом № 6392 Науково-технологічного центру в Україні (STCU) та НАНУ. Погляди та міркування, висловлені тут, не обов'язково відображають думку Європейської Комісії.

[1] J. M. Dawson, H. P. Furth, and F. H. Tenney, *Phys. Rev. Lett.* **26** (1971) 1156

[2] D. L. Jassby, *Nucl. Fusion* **17** (1977) 309

[3] A. V. Krasilnikov et al., *Plasma Phys. Control. Fusion* **51** (2009) 044005

## МОДЕЛЮВАННЯ СТВОРЕННЯ СТРУМУ ЗАХОПЛЕННЯ ШВИДКИМИ МАГНІТОЗВУКОВИМИ ХВИЛЯМИ З УРАХУВАННЯМ РЕАЛЬНОЇ ГЕОМЕТРІЇ ТОКАМАКА

С.В. Касілов<sup>1,2</sup>, А.А. Савченко<sup>1,3</sup>

<sup>1</sup>*Національний Науковий Центр «Харківський фізико-технічний інститут»  
Інститут Фізики Плазми, вул. Академічна 1, 61108, Харків, Україна*

<sup>2</sup>*Інститут теоретичної та обчислювальної фізики, Технічний Університет Граца,  
Петерсгассе 16, А-8010 Грац, Австрія*

<sup>3</sup>*Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна, майдан Свободи 4, 61022,  
Харків, Україна*

Добре відомо, що найбільш вразливим місцем у концепції реактора-токамака є циклічність його роботи, яка пов'язана з необхідністю використання індукційного електричного поля для створення полоїдального магнітного поля, яке утримує плазму. Присутність необхідних для перемагнічування індуктора «пауз» у роботі реактора призводить до багатьох вкрай небажаних наслідків. Найбільш небезпечні з них це циклічні силові навантаження на елементи реактора, які виникають через флуктуації полоїдального поля, що знижують довговічність реактора. Тому проблема підтримання стаціонарного струму у токамаках є однією з найбільш важливих проблем у дослідженнях з керованого термоядерного синтезу. Спряжений підхід [1], [2] є найбільш зручним методом для розрахунку струму захоплення у плазмі. Головна ідея спряженої техніки полягає у використанні самоспряженої властивості лінеаризованого оператора зіткнень, замінюючи вираз для струму через спряжену функцію Гріна, яка пропорційна лінійному відгуку плазми за наявності паралельного електричного поля, що формально є розв'язком задачі Спітцера-Харма [3]. На основі методу функцій Гріна та рівнянь квазілінійної теорії нагріву плазми у тороїдальних пастках, були отримані вирази для середніх по магнітній поверхні густини поглиненої потужності та щільності струму захоплення при черенковському поглинанні швидких магнітозвуків хвиль. Ці вирази враховують нелокальність взаємодії хвиля-частинка у повздовжньо - неоднорідному магнітному полі без модельних спрощень. Компактний вигляд цих виразів отриманий для беззіштовхувального випадку за допомогою методу розвинення за баунс частотами. Був розроблений програмний пакет для розрахунку вищезазначених величин для заданого розподілу поля швидкої магнітозвуків хвилі. Проведено приблизний розрахунок профілей щільності поглиненої потужності та щільності струму захоплення для геометрії токамака ASDEX Upgrade за допомогою швидких магнітозвуків хвиль в області високих гармонік іонно-циклотронної частоти. Було отримано пікіруваний поблизу осі розподіл цих величин, що узгоджується з розрахунками інших авторів, які були виконані раніше. Показано, що в основному об'ємі плазми, за винятком достатньо невеликої околиці магнітної осі, необхідно використовувати нелокальну модель.

[1] T.M. Antonsen, K.R. Chu, Phys. Fluids 25, 1295 (1982).

[2] G. Kapper, S.V. Kasilov, et al., Phys. Plasmas 23, 112511 (2016).

[3] L. Spitzer, R. Harm, Phys. Rev. 89, 977 (1953).

## ДО САМОУЗГОДЖЕНОЇ ТЕОРІЇ ЕЛЕКТРОНА: ПРЕДСТАВЛЕННЯ РІВНЯННЯ ДІРАКА СИСТЕМОЮ РІВНЯНЬ ДЛЯ ЧИСЕЛ ДІРАКА

А. Гурин

<sup>1</sup>*Institute for Nuclear Research of National Academy of Science, Kiev*

Реалізовано підхід, згідно з яким густини електричного заряду й струму, що визначають потенціали електромагнітного поля в рівнянні Дірака, ототожнюються з густиною й потоком імовірності, нормованої на заряд електрона. Таким чином, ототожнюються і закони збереження густини ймовірності та заряду для електрона та створюваного ним електромагнітного поля. Унаслідок цього диференційне рівняння другого порядку [1, 2], що витікає з рівняння Дірака та узагальнює скалярне рівняння Клейна-Гордона, спричиняє закон збереження енергії в об'єднаній системі рівнянь Максвелла і дійсних чисел Дірака – білінійних форм біспінорів Дірака. Останні утворюють замкнену систему, подібну до рівнянь Максвелла, відповідно до числа гіперкомплексних алгебраїчних операторів у рівнянні Дірака. Вони визначають, крім просторової густини електричного заряду та струму, додаткові квантові густини спіна або магнітного моменту електрона і відповідних потоків. Одержана система рівнянь обговорюється як перспективна для несингулярної теорії усамітненого електрона.

1. P. A. M. Dirac. The Principles of Quantum Mechanics. Oxford, 1958.
2. R.P.Feynman, M.Gell-Mann. Phys. Rev. 1958, v.109, p. 193-198.

## ЛІНІЙНИЙ ОПЕРАТОР БОЛЬЦМАНА ДЛЯ ПРУЖНОГО РОЗСІЮВАННЯ ЧАСТИНОК ДОМІШКИ НИЗЬКОЇ КОНЦЕНТРАЦІЇ

В. В. Горін

Рівняння Больцмана

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla f + \mathbf{a} \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{v}} = \int d^3 v_1 \iint d^2 o' v_{el} (u, \cos \chi) (F_T(\mathbf{v}') f(\mathbf{v}') - F_T(\mathbf{v}_1) f(\mathbf{v})) + \dots; \quad (1)$$

$$v_{el} = Nu \sigma_{el}, \quad u = |\mathbf{v} - \mathbf{v}_1| = |\mathbf{v}' - \mathbf{v}'_1|, \quad \cos \chi = \frac{(\mathbf{v} - \mathbf{v}_1) \cdot (\mathbf{v}' - \mathbf{v}'_1)}{u^2}, \quad F_T(\mathbf{v}_1) = \left( \frac{m_1}{2\pi kT} \right)^{\frac{3}{2}} \exp\left( -\frac{m_1}{2kT} \mathbf{v}_1^2 \right).$$

з таким інтегралом пружних зіткнень із частинками головної компоненти, що знаходиться в тепловій рівновазі при температурі  $T$ , який є лінійним за шуканою функцією розподілу (ФР)  $f = f(t, \mathbf{r}, \mathbf{v})$  частинок домішки низької концентрації, зустрічається в багатьох задачах фізичної кінетики плазми. Цей інтеграл є лінійним оператором вигляду:

$$el f(\mathbf{v}) = \int d^3 v' (\Omega_{el}(\mathbf{v}; \mathbf{v}') f(\mathbf{v}') - \Omega_{el}(\mathbf{v}'; \mathbf{v}) f(\mathbf{v})). \quad (2)$$

У цій роботі отримано явний вираз для ядра  $\Omega_{el}(\mathbf{v}; \mathbf{v}')$  оператора (2):

$$\begin{aligned} \Omega_{el}(\mathbf{v}; \mathbf{v}') &= 2\pi \frac{(m+m_1)^2}{m_1^2} \left( \frac{m_1}{2\pi kT} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{N}{|\mathbf{v}' - \mathbf{v}|} \exp\left( -\frac{m_1}{2kT} \left( \left( \frac{m_1-m}{m_1+m} u_{\parallel} + v_{\parallel} \right)^2 + v_{\perp}^2 \right) \right) \times \\ &\times \int_0^{\infty} u_{\perp} du_{\perp} \sigma_{el} \left( \sqrt{u_{\parallel}^2 + u_{\perp}^2}, 1 - \frac{2u_{\parallel}^2}{u_{\parallel}^2 + u_{\perp}^2} \right) I_0 \left( \frac{m_1}{kT} u_{\perp} v_{\perp} \right) \exp\left( -\frac{m_1}{2kT} u_{\perp}^2 \right); \quad (3) \\ u_{\parallel} &= \frac{m+m_1}{2m_1} |\mathbf{v}' - \mathbf{v}|, \quad v_{\parallel} = \mathbf{v} \cdot \frac{\mathbf{v}' - \mathbf{v}}{|\mathbf{v}' - \mathbf{v}|}, \quad v_{\perp} = \left| \mathbf{v} \times \frac{\mathbf{v}' - \mathbf{v}}{|\mathbf{v}' - \mathbf{v}|} \right|. \end{aligned}$$

Тут:  $m, m_1$  – маси частинки домішки та основної компоненти;  $N$  – густина основної компоненти;  $\sigma_{el} = \sigma_{el}(u, \cos \chi)$  – диференціальний переріз пружного розсіювання як функція відносної швидкості  $u$  та кута розсіювання  $\chi$  в системі центру мас частинок, що зіштовхуються;  $I_0$  – модифікована функція Бесселя нульового порядку.

Цікаво, що інтегрування в (3) здійснюється за многовидом, що включає різні кути розсіювання при різних енергіях відносного руху частинок, що зіштовхуються.

У випадку моделі абсолютно твердих куль розсіювання є рівномірним за напрямками  $\sigma_{el} = \sigma/(4\pi)$ , і вираз (3) значно спрощується:

$$\begin{aligned} \Omega_{el}(\mathbf{v}; \mathbf{v}') &= \frac{1}{4\pi} \frac{(m+m_1)^2}{m_1^2} \frac{N\sigma}{|\mathbf{v}' - \mathbf{v}|} \sqrt{\frac{m_1}{2\pi kT}} \exp\left( -\frac{m_1}{2kT} \left( \frac{m_1-m}{m_1+m} u_{\parallel} + v_{\parallel} \right)^2 \right); \quad (3) \\ \Omega_{el}(\mathbf{v}; \mathbf{v}') &= \frac{1}{\pi} \frac{N\sigma}{|\mathbf{v}' - \mathbf{v}|} \sqrt{\frac{m}{2\pi kT}} \exp\left( -\frac{m}{2kT} \left( \mathbf{v} \cdot \frac{\mathbf{v}' - \mathbf{v}}{|\mathbf{v}' - \mathbf{v}|} \right)^2 \right), \quad m_1 = m. \end{aligned}$$

При цьому частота зіткнень частинок домішки з частинками основної компоненти дорівнює

$$\omega_{el}(\mathbf{v}) = \int d^3 v' \Omega_{el}(\mathbf{v}'; \mathbf{v}) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} N\sigma v_T \left( \frac{1}{2} \exp\left( -\left( \frac{v}{v_T} \right)^2 \right) + \frac{\sqrt{\pi}}{4} \left( \frac{v_T}{v} + 2 \frac{v}{v_T} \right) \operatorname{erf}\left( \frac{v}{v_T} \right) \right); \quad v_T = \sqrt{\frac{2kT}{m}}. \quad (4)$$

Цей вираз має асимптотики:  $\omega_{el}(0) = N\sigma \sqrt{8kT/(\pi m)}$ .  $\omega_{el}(v) \rightarrow N\sigma v$ ;  $v \rightarrow \infty$ .



**Попередній список учасників  
(згідно з надісланими реєстраційними формами)**

**Інститут газу НАН України**

- |                     |                   |
|---------------------|-------------------|
| 1. Жовтянський В.А. | 3. Назаренко В.Г. |
| 2. Лелюх Ю.І.       | 4. Ткаченко Я.В.  |

**Інститут електронної фізики НАН України**

- |                 |                 |
|-----------------|-----------------|
| 1. Гомонай Г.М. | 3. Симулик В.М. |
| 2. Роман В.І.   |                 |

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

- |                      |                  |
|----------------------|------------------|
| 1. Войцеховська А.Д. | 3. Логінов О.О.  |
| 2. Кришталь О.Н.     | 4. Черемних О.К. |

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

- |                    |                |
|--------------------|----------------|
| 1. Загородній А.Г. | 2. Черняк О.М. |
|--------------------|----------------|

**Інститут прикладної фізики НАН України**

1. Мордик С.М.

**Інститут фізики НАН України**

- |                   |               |
|-------------------|---------------|
| 1. Баженов В.Ю.   | 4. Найко І.В. |
| 2. Гончаров О.А.  | 5. Хомич В.О. |
| 3. Горещький В.П. | 6. Цюлко В.В. |

**Інститут ядерних досліджень НАН України**

- |                      |                    |
|----------------------|--------------------|
| 1. Бурдо О.С.        | 9. Порицький П.В.  |
| 2. Голобородько В.Я. | 10. Різник С.М.    |
| 3. Гурин А.А.        | 11. Руденко Т.С.   |
| 4. Колесниченко Я.І. | 12. Слісенко В.І.  |
| 5. Лашкін В.М.       | 13. Тихий А.В.     |
| 6. Лепявко Б.С.      | 14. Тищенко М.Г.   |
| 7. Луценко В.В.      | 15. Федорович О.А. |
| 8. Марченко В.С.     | 16. Яковенко Ю.В.  |

**Київський національний університет ім. Т.Г. Шевченка**

- |                   |                   |
|-------------------|-------------------|
| 1. Анісімов І.О.  | 4. Винник О.К.    |
| 2. Борецький В.Ф. | 5. Козак Л.В.     |
| 3. Веклич А.М.    | 6. Кравченко О.Ю. |

7. Мартиш Є.В.
8. Мурманцев О.О.
9. Недибалюк О.А.
10. Нікулін Д.А.
11. Петренко Б.А.
12. Федірчик І.І.
13. Фесенко С.О.
14. Черняк В.Я.
15. Юхименко В.В.

**Національний технічний університет України  
«Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського»**

1. Майкут С.О.

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

1. Афанасьєва І.О.
2. Бобков В.В.
3. Галайдич В.К.
4. Гірка І.О.
5. Кондратенко В.М.
6. Марушенко І.М.
7. Махотка І.С.
8. Оксенюк І.І.
9. Труш О.В.

**ННЦ «Харківський фізико-технічний інститут»  
Інститут фізики плазми**

1. Гаркуша І.Є.
2. Волкова Ю.Є.
3. Ковтун Ю.В.
4. Лозіна А.С.
5. Леонович А.В.
6. Махлай В.О.
7. Моїсеєнко В.Є.
8. Рижков І.В.
9. Савченко А.А.
10. Соляков Д.Г.

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

1. Карась В.І.
2. Марков П.І.
3. Онищенко І.М.
4. Приступа В.І.

**ННЦ «Харківський фізико-технічний інститут»  
НВК «Відновлювані джерела енергії і ресурсозберігаючі технології»**

1. Ткаченко І.В.

**ТОВ «Гресем Іновейшн»**

1. Семенюк В.Ф.

1. Горін В.В.

### **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.
- ІПФ - Інститут прикладної фізики НАН України, м. Суми.
- 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.
- КПІ - Київський політехнічний інститут.
- РІ - Радіоастрономічний інститут НАН України, м. Харків.
- ХНУ - Харківський національний університет ім. В.Н. Каразіна.
- ХФТІ - Національний науковий центр «Харківський фізико-технічний інститут».
- ІПЕ - Інститут плазмової електроніки та нових методів прискорення ННЦ «Харківський фізико-технічний інститут».
- ІФП - Інститут фізики плазми ННЦ «Харківський фізико-технічний інститут».