

ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА СПЕКТРЫ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ В ПЛАЗМЕ $E \times B$ -РАЗРЯДА

© 2025 г. Н. А. Строкин^{а,*}, А. В. Ригин^{а,**}

^аИркутский национальный исследовательский технический университет, Иркутск, Россия

*e-mail: strokin85@inbox.ru

**e-mail: arseniy.rigin@mail.ru

Поступила в редакцию 01.11.2024 г.

После доработки 19.12.2024 г.

Принята к публикации 22.12.2024 г.

Одновременные измерения амплитудно-частотных характеристик колебаний на частотах 20 кГц – 30 МГц производной разрядного тока и ионного тока в плазме самостоятельного $E \times B$ -разряда в ускорителе с анодным слоем — в условиях сильного неоднородного магнитного поля (на катоде радиальная составляющая до $B_{rK} = 4200$ Гс; на аноде до $B_{rA} = 1010$ Гс) выявили как одинаковые, так и отличающиеся свойства колебаний производной разрядного и ионного токов. Общими чертами являются дискретный спектр и, в основном, кластерный характер колебаний. Обнаружены пороговые значения магнитного поля $B_{rA} = 660$ – 720 Гс, при которых происходит быстрый рост частоты колебаний, имеющих максимальную амплитуду, до $f_{\max} \sim 4.5$ МГц. В это же время в области частот не более 1 МГц происходят броски выделенных пиков амплитудно-частотной характеристики от десятков кГц к сотням кГц. Отличиями амплитудно-частотных характеристик колебаний разрядного тока и тока ионов являются и меньшие \sim в 5 раз частоты колебаний, имеющих максимальную амплитуду, разрядного тока по отношению к току ионов при $205 \leq B_{rA} \leq 660$ Гс, резкий спад f_{\max} для АЧХ разрядного тока, но резкий рост f_{\max} для АЧХ-тока ионов, когда B_{rA} становится больше 820 Гс. Результаты измерения характеристик анализируются совместно с измеренными в тех же режимах разряда спектрами излучения плазмы в диапазоне длин волн 200–1100 нм и распределениями ионов по энергии в диапазоне 50–1200 эВ. Обсуждаются возможные причины генерации колебаний разрядного и ионного токов при возбуждении в плазме $E \times B$ -разряда модифицированной двухпоточковой и электронно-циклотронной дрейфовой неустойчивостей для частот $f \leq 1$ МГц. Влияние на ионы анализируется со стороны аксиальной неустойчивости потока незамагниченных ионов при более высоких частотах.

Ключевые слова: самостоятельный разряд, скрещенные электрическое и магнитное поля, ток разряда, ток ионов, электростатические колебания, амплитудно-частотная характеристика

DOI: 10.31857/S0367292125010047, EDN: DWNORG

1. ВВЕДЕНИЕ

Для плазмы разрядов в скрещенных электрическом и магнитном полях с замагниченными электронами и незамагниченными ионами по результатам работ экспериментаторов, теоретических исследований и численного моделирования было определено, что электростатические колебания существуют в диапазоне частот от единиц кГц до $\sim 10^9$ Гц и ограничиваются наибольшей из ω_{pe} , ω_{ce} частот (ω_{pe} , ω_{ce} — плазменная и циклотронная электронные частоты). Достаточно полная информация об истории поиска колебаний, видах и причинах их генерации содержится в обзорах [1–4]. Во введении к нашей статье мы огра-

ничимся рассмотрением уже проведенных экспериментов. В разделе “Обсуждение результатов” — обратимся к сведениям из теоретических исследований и моделирования.

В работах [5–7] изложены результаты первых экспериментов по исследованию электростатических колебаний ионного тока и плавающего потенциала в плазме несамостоятельного $E \times B$ -разряда стационарного плазменного двигателя (stationary plasma thruster — SPT). Два основных типа колебаний, которые наблюдались, — это низкочастотные ($f_{HЧ} = 10$ – 70 кГц) и высокочастотные колебания с $f_{ВЧ} \leq 1$ МГц и шириной полосы $\Delta f \sim f_{ВЧ} \sim v_0/L$ (v_0 — скорость ионов на выходе SPT; L — длина канала) были идентифицированы как ази-

мутальные ионизационные колебания (breathing oscillations) и продольные пролетные колебания. Ионизационные колебания мы не будем рассматривать подробно, так как в нашем случае в плазме ускорителя с анодным слоем (accelerator with anodic layer — AAL) и самостоятельным разрядом в неоне неустойчивость, связанная с “выгоранием нейтралов”, не раскачивается, поскольку степень ионизации η в AAL низкая: при рабочем давлении $\sim 10^{-4}$ Торр, плотности ионов $n_i \sim 10^7 \text{ см}^{-3}$, $\eta = n_i/n_0 \sim 10^{-4}$. Кроме того, мы убираем из рассмотрения колебания с частотами $f \leq 20 \text{ кГц}$, исключая вклад возможных контурных колебаний, определяемых цепью питания AAL.

Увеличение магнитного поля от 100 до 260 Гс приводило к уширению амплитудно-частотной характеристики (АЧХ) колебаний азимутального электрического поля в высокие частоты — до 200 МГц и нелинейному росту амплитуды колебаний по всей длине разрядного канала; при малых полях на АЧХ были замечены некоторые выделенные частоты [7]. Азимутальные колебания ионного тока с частотами до 25 МГц исследовались и авторами работы [8]. Сигналы с зондов имели нестационарный характер; среднее по времени значение амплитуды колебаний не коррелировало ни с одним из рабочих параметров SPT. В АЧХ наблюдался набор кластеров (кустов) колебаний, ширина которых на полувысоте $\Delta f \sim 1\text{--}3 \text{ МГц}$, — “множество волн с одинаковой фазовой скоростью и несколькими волновыми числами”, обладающих, достаточно точно, кратными частотами. Рост магнитного поля приводил к монотонному уменьшению частоты колебаний. Всплесковый вид сигналов с плавающих зондов и АЧХ азимутальных колебаний в диапазоне высоких частот (5–150 МГц) был продемонстрирован также в работах [9, 10].

Учет неоднородности плазмы — $d(H_0/n_0)/dx \neq 0$ ($dH_0/dx \neq 0$ (H_0 , n_0 — максимальная напряженность радиального магнитного поля и плотность плазмы; x — продольная координата) привел авторов работы [11] к заключению о возможности возбуждения дрейфовой неустойчивости с частотами $\omega_{ci} \ll \omega \ll (\omega_{ce}, \omega_{pe})$. Проведенные зондовые измерения плавающего потенциала в пристеночной плазме ксенона в SPT выявили зависимость АЧХ от величины магнитного поля. При $H < H_{opt} \approx 170 \text{ Э}$ (H_{opt} — поле, при котором были максимальными разрядный ток и ток ионов) — это последовательность кратных пиков с частотой первой гармоники $f = 2\text{--}5 \text{ МГц}$ и максимальной частотой $f_{\max} \sim 15 \text{ МГц}$. Авторы идентифицировали эти колебания как азимутальные электронные дрейфовые волны. При $H > 170 \text{ Э}$ АЧХ — это одиночный широкий по частоте пик в том же диапазоне частот [11].

Что касается пролетных колебаний, то они нами также не будут рассматриваться при интерпретации результатов, так как спектры ионов по энергии в AAL широкие: от $\sim 50 \text{ эВ}$ до $\sim 1.2eU_d$ (U_d — разрядное напряжение), поэтому спектр частот колебаний, в рамках пролетной неустойчивости, оказывается сплошным, что не соответствует результатам экспериментов.

Плазменные ускорители с анодным слоем не нашли широкого применения как двигатели космических аппаратов, но повсеместно используются в качестве источников ионов в установках вакуумной очистки поверхности, ионного распыления с целью получения тонкопленочных объектов, точной доводки поверхностей, модификации поверхностных свойств материалов — для осуществления операций ионно-лучевых технологий. В нашем случае AAL является элементом макета плазмооптического масс-сепаратора — источником многокомпонентного пучка ионов. Колебания разрядного и ионного токов, очевидно, будут оказывать влияние на качество разделения ионов по массам, поэтому знать частоты и закономерности изменения АЧХ при вариации параметров разряда необходимо. Внешний катод — обычно плазменный источник электронов может вносить свой вклад в АЧХ $E \times B$ несамостоятельного разряда, поэтому в нашей работе он не применялся и в AAL реализован самостоятельный $E \times B$ -разряд.

В предлагаемой работе нами измерялись спектры электростатических колебаний плазмы самостоятельного аномального (растущая вольтамперная характеристика) тлеющего $E \times B$ -разряда в плазменном ускорителе с анодным слоем на частотах 20 кГц — 30 МГц при изменении индукции неоднородного магнитного поля в широком диапазоне значений: радиальная (основная на оси разрядной камеры) компонента на аноде $B_{rA} \approx 200\text{--}1100 \text{ Гс}$; при этом на катоде AAL $B_{rK} \approx 800\text{--}4200 \text{ Гс}$. Напряжение разряда изменялось от 500 до 2000 В. Неон со скоростью напуска $q_{Ne} = 100 \text{ см}^3/\text{мин}$ использовался как плазмообразующий газ. Результаты измерения спектров колебаний — АЧХ соотносились с измеренными в тех же режимах разряда распределениями ионов по энергии в диапазоне 50–1200 эВ и спектрами излучения плазмы в диапазоне длин волн 200–1100 нм.

2. УСТАНОВКА

Плазма генерировалась в AAL. На рис. 1а приведена схема области $E \times B$ -разряда в AAL. Магнитное поле в промежутке анод-катод создавалось с помощью двух аксиально расположенных внутри AAL катушек; на рис. 1б — пример распределения радиальной составляющей магнитного поля B_r вдоль оси разрядного промежутка.

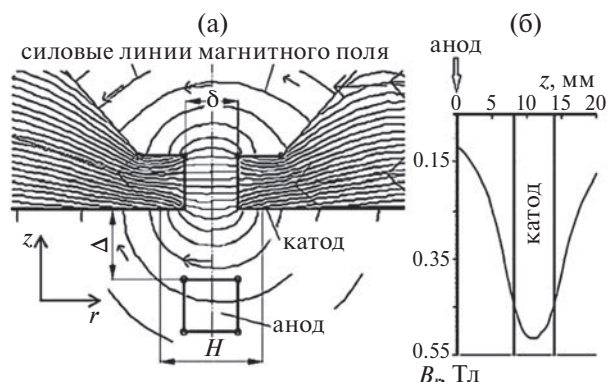


Рис. 1. Фрагмент конструкции AAL: $\delta = 6$ мм; $\Delta \approx 10$ мм; $H \approx 14$ мм — область эмиссии электронов с поверхности катода (а); $B_r = f(z)$ на оси разрядного промежутка (б).

3. ДИАГНОСТИКА

Исследование плазменных колебаний проводилось бесконтактно. Возмущение разрядного тока контролировалось по производной разрядного тока, которая измерялась с помощью экранированного индукционного датчика — пояса Роговского без интегрирующей цепочки, охватывающего вблизи анода цепь питания анод-катод AAL [12]. Принималось, что в случае гармонических колебаний, частоты колебаний тока и его производной одинаковые. Регистрировалась только переменная составляющая колебаний ионного тока — сигнал с коллектора ионов анализатора с задерживающим потенциалом (analyzer with retarding potential — RPA) [13] подавался на вход осциллографа через разделительный трансформатор. Оба сигнала регистрировались одновременно на разных каналах цифрового осциллографа на развертке 100 мкс/дел (разрешение по частоте 1 кГц) или 2.5 мкс/дел (разрешение по частоте 40 кГц). Пояс Роговского не искажает форму и частоту сигнала в диапазоне 25 кГц — 30 МГц. Ток ионов снимался с коллектора RPA, когда на его разделительной сетке потенциал был равен нулю, а на анализирующей сетке поддерживался потенциал -20 В. Разделительный трансформатор не искажает форму и частоту сигнала с 3 кГц до 30 МГц. Обработка сигналов с обоих датчиков проводилась в созданной нами программе, которая позволяет визуализировать на одной панели сигналы с двух каналов осциллографа, строить АЧХ (от одной до пяти) и сравнивать их между собой с возможностью определения для каждой точки АЧХ как частоту, так и амплитуду [14].

RPA устанавливался на выходе из катода AAL на оси разрядной камеры — регистрировал интегральные по длине разрядного промежутка распределения ионов по энергии. Анализирующее напряжение увеличивалось ступенчато с шагом 1–20 В с выдержкой на каждой ступени 10 мс (временное разрешение). Управление работой RPA осуществлялось аппаратно-программным комплексом [15].

Спектры излучения плазмы регистрировались с помощью спектрометра CCS200, оптоволоконный кабель которого устанавливался на выходе из катода AAL. Таким образом, регистрировал интегральный по длине разрядного промежутка спектр излучения. Разрешение CCS200 по длинам волн $\Delta\lambda = 1.1$ нм; спектры были интегральными по времени накопления оптического сигнала $\Delta t \sim 1$ с.

4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

4.1. Колебания производной разрядного тока

Частоты f_{\max} колебаний разрядного тока, имеющие максимальные амплитуды, при магнитных полях $205 \text{ Гс} \leq B_{rA} \leq 650 \text{ Гс}$ были равны 160–280 кГц (рис. 2, кривая 1). Когда $720 \text{ Гс} \leq B_{rA} \leq 820 \text{ Гс}$ частота $f_{\max} \sim 4$ МГц, а когда $B_{rA} \geq 820 \text{ Гс}$, колебания с максимальной амплитудой возвращаются к значениям 150–200 кГц.

Амплитудно-частотный спектр колебаний тока разряда состоит из набора многих частот. На рис. 3 (кривая 1) показана АЧХ сигнала с пояса Рогов-

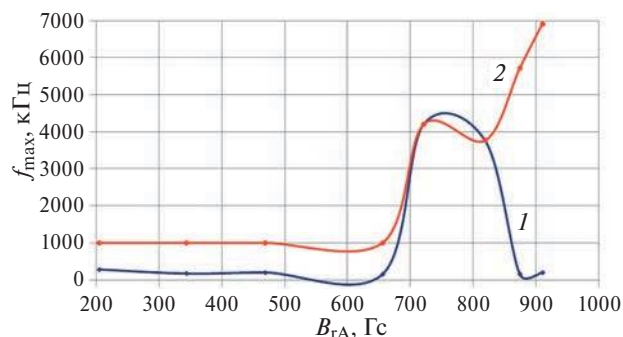


Рис. 2. Частоты, имеющие максимальные амплитуды; кривая 1 (синяя) — информация с пояса Роговского; 2 (красная) — с ионного датчика; $q_{Ne} = 100 \text{ см}^3/\text{мин}$, $U_d = 900$ В.

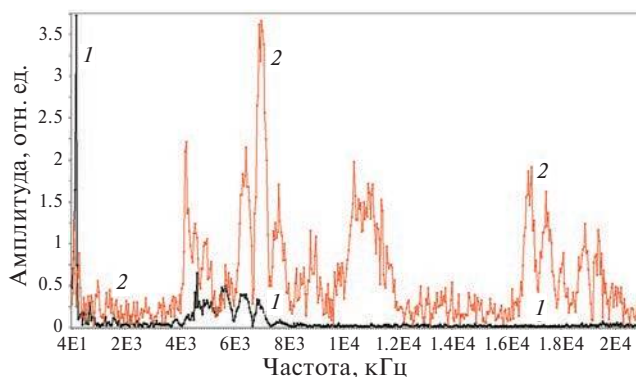


Рис. 3. Амплитудно-частотные характеристики сигналов с пояса Роговского (кривая 1; черная) и коллектора ионов (кривая 2; красная). Численные значения амплитуд колебаний разрядного и ионного токов разные из-за разной природы и чувствительности используемых датчиков. $B_{rA} = 910 \text{ Гс}$; $q_{Ne} = 100 \text{ см}^3/\text{мин}$, $U_d = 900$ В; расстояние между соседними точками АЧХ $\Delta f = 40$ кГц.

ского, на которой выделяются колебания с частотой 211 кГц (максимальная амплитуда), с амплитудой на порядок меньше с частотами ~ 400 , 485, 723 кГц, кластер колебаний с частотами от 4.5 до 7 МГц, “следы” на частотах ~ 20 МГц. “Двухпучковость” АЧХ сохраняется при изменении B_{rA} в диапазоне 344–910 Гс с подрастанием амплитуды более низкочастотных колебаний примерно на порядок. АЧХ, показанная на рис. 3 (кривая 1), построена по сигналам, на которых есть нерегуляр-

ные всплески высокочастотных колебаний, лучше различаемые на ионном сигнале (10–12 периодов колебаний) и проявляющиеся на сигнале с пояса Роговского (рис. 4а, б). Всплески колебаний могут иметь и регулярный характер (рис. 4в, г).

Изменение условий для $E \times B$ -разряда может приводить к исчезновению всплесков и появлению регулярного сигнала, АЧХ которого — это всплески на выделенных (моно) частотах (рис. 5).

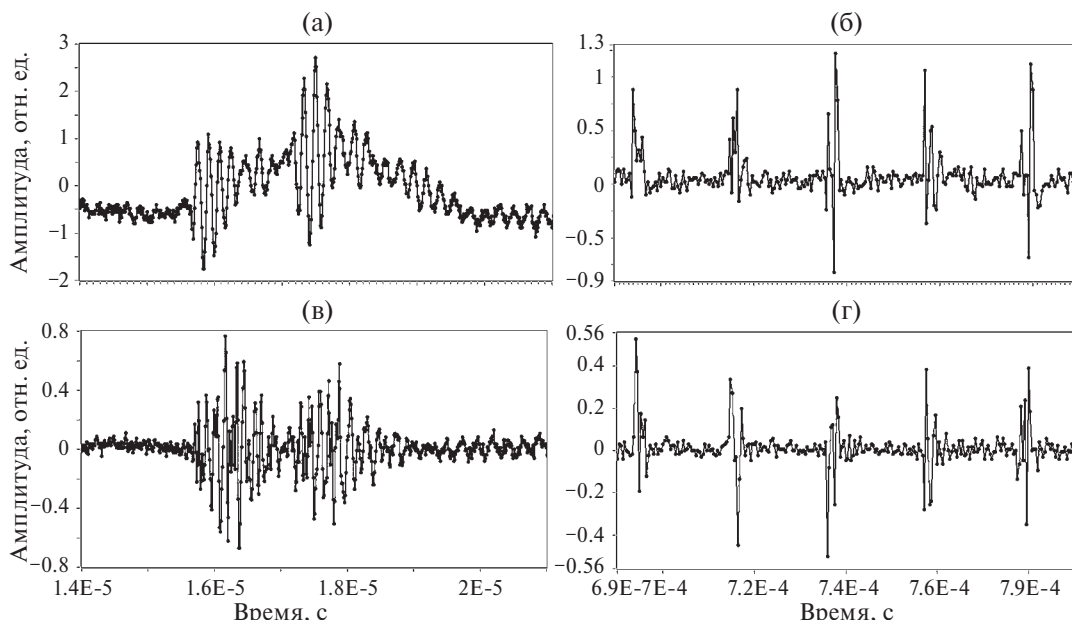


Рис. 4. Фрагменты осциллограмм сигналов с пояса Роговского (а, в) и датчика ионного тока (б, г): $q_{Ne} = 100 \text{ см}^3/\text{мин}$, $U_d = 900 \text{ В}$; $B_{rA} = 910 \text{ Гс}$ (а, б); $B_{rA} = 660 \text{ Гс}$ (в, г).

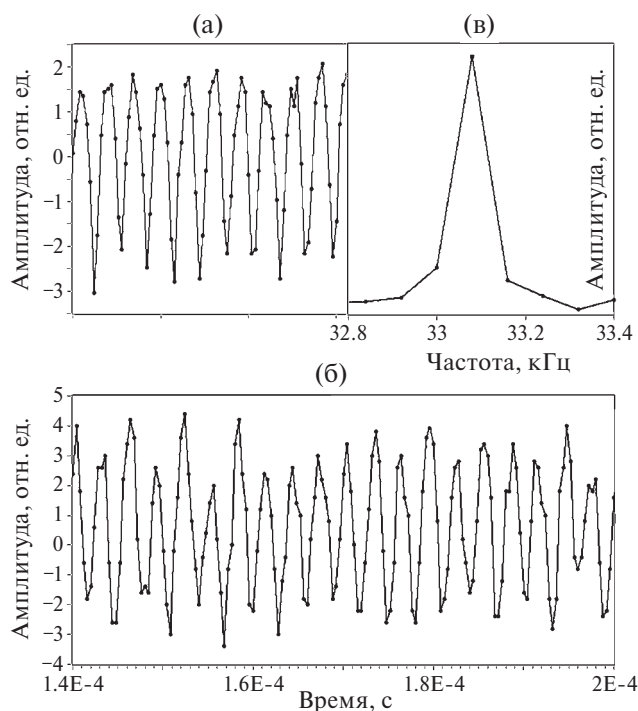


Рис. 5. Фрагменты осциллограмм регулярных сигналов с датчика ионного тока (а) и пояса Роговского (б); АЧХ-сигнала с ионного датчика (в); $q_{Ne} = 100 \text{ см}^3/\text{мин}$, $U_d = 1100 \text{ В}$, $B_{rA} = 720 \text{ Гс}$.

При небольших изменениях магнитного поля возможны “прыжковые” изменения АЧХ-колебаний разрядного тока, что иллюстрирует рис. 6. До $B_{rA} < 660$ Гс заметных колебаний тока разряда не было. При $B_{rA} = 660$ Гс появился пик на частоте $f_1 \approx 43$ кГц. Увеличение B_{rA} до 720 Гс привело к исчезновению колебаний на частоте f_1 и появлению колебаний на $f_2 \approx 331$ кГц. Следующим пороговым магнитным полем стало значение B_{rA} на 100 Гс большее, приведшее к исчезновению узких по частоте АЧХ и появлению широкого по частоте 150–220 кГц кластера колебаний. Кластерный характер колебаний разрядного тока сохраняется до 968 Гс (далее не было измерений) как для частот \sim сотен кГц, так и для частот ~ 4 –5 МГц. Тонкая структура АЧХ хорошо различается для АЧХ-2 на рис. 6.

4.2. Колебания тока ионов

Характер изменения частоты, имеющей максимальную амплитуду, для индукционного токового и ионного сигналов при изменении магнитного поля (см. рис. 2), можно назвать одинаковым до $B_{rA} \approx 820$ Гс, а дальше f_{\max} ионного тока быстро нарастает, тогда как частота, имеющая максимальную амплитуду, для разрядного тока — падает. АЧХ ионного сигнала в области частот $f \geq 1$ МГц более “богатая” по сравнению с АЧХ колебаний разрядного тока. Так на рис. 3 (кривая 2) видны кластеры около частот 119, 320 кГц; 4.2; 5; 6.4; 7.6 МГц, которые, в определенной мере, соответствуют частотам колебаний разрядного тока, но кусты около 9; 10.4; 11; 16.8; 17; 18; 18.8; 19.3 МГц — колебания, к которым чувствительны только ионы.

Эволюция видов сигналов с коллектора ионов (рис. 4б, 4г, 5а) определяет разнообразие АЧХ. На рис. 7 показаны пять АЧХ-колебаний тока ионов для $f \geq 4$ МГц при изменении B_{rA} от 470 до 870 Гс. Общие черты колебаний — это набор частот, кластеры, всплески на выделенных частотах как далеко от кустов, так и внутри кластера колебаний.

В области частот $f \leq 1$ МГц также видна определяющая роль магнитного поля в генерации колебаний ионного тока. Интересные события происходят при изменении магнитного поля от 660 до 720 Гс: выделенные пики колебаний 43 и 87 кГц (660 Гс) “превращаются” в пики на частотах 331 и 622 кГц (рис. 8, кривые АЧХ 1 и 2). А далее — за порогом 720 Гс до $B_{rA} \approx 910$ Гс явных ионных сигналов нет, причем разрядные токи при этом максимальные в серии (на рис. 8 кривые АЧХ 3 и 4).

5. СОВМЕСТНЫЙ АНАЛИЗ ДАННЫХ

Магнитное поле в зоне $E \times B$ -разряда ААЛ определяет изменение не только спектров электростатических колебаний плазмы, но и распределения ионов по энергии и спектры излучения плазмы. На рис. 9 приведены энергетические спектры ионов и плотность ионов (вставка), вычисленная по этим спектрам. Значительные изменения распределений происходят при переходе B_{rA} от 470 Гс (кривая 2; максимальная плотность ионов) к 660 Гс (кривая 3): падает амплитуда и подрастает примерно на 150 эВ наиболее вероятная энергия W . Этому соответствует спад плотности ионов (площади под кривой dI/dW) в 2.8 раза.

Для частот $f \geq 4$ МГц переход B_{rA} от 470 к 660 Гс приводит к генерации выделенных пиков колебаний тока ионов (см. рис. 7, кривые 2–4).

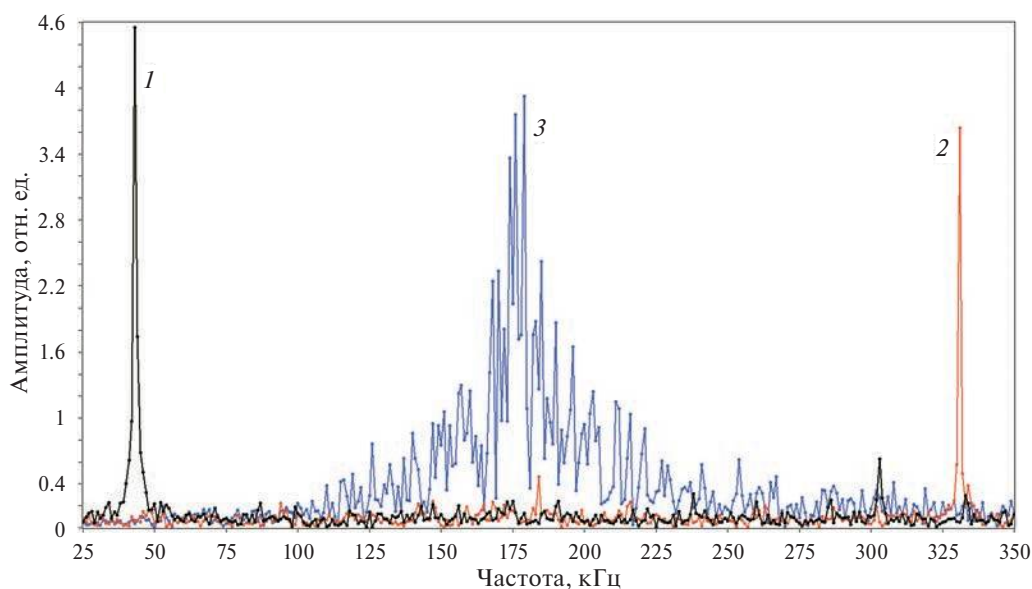


Рис. 6. АЧХ-сигнала с пояса Роговского: 1 (черный) $B_{1rA} = 660$ Гс; $f_1 \approx 43$ кГц; 2 (красный) $B_{2rA} = 720$ Гс; $f_2 \approx 331$ кГц; 3 (синий) $B_{1rA} = 820$ Гс; f_3 — куст 150–220 кГц с максимальной амплитудой на 179 кГц. $q_{Ne} = 100$ см³/мин, $U_d = 1100$ В. Расстояние между соседними точками АЧХ составляет 1 кГц.

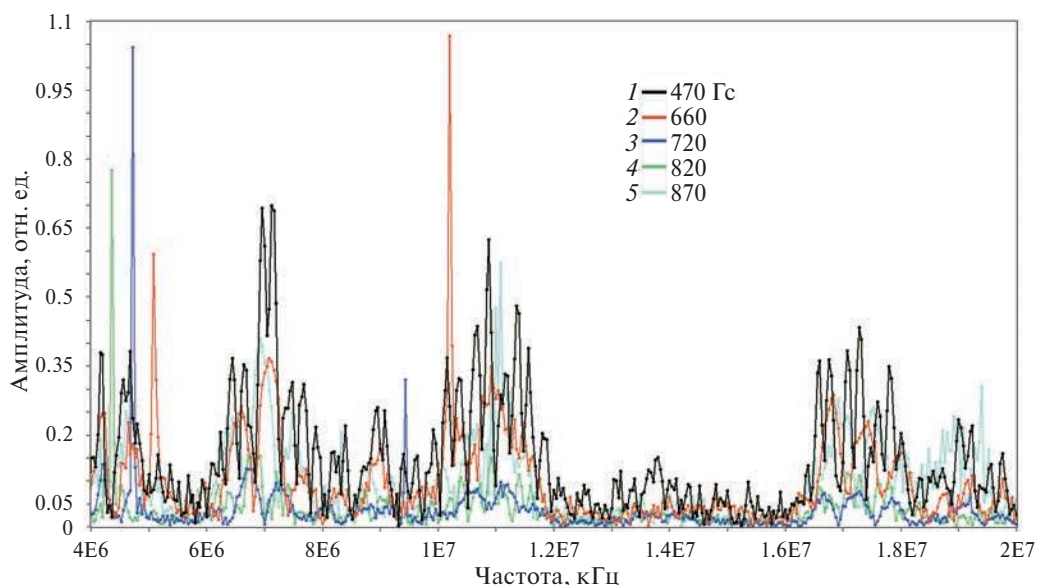


Рис. 7. Изменение АЧХ колебаний ионного тока при росте B_{rA} ; $q_{Ne} = 100 \text{ см}^3/\text{мин}$, $U_d = 1100 \text{ В}$. На катоде, соответственно, $B_{rK1} = 2070 \text{ Гс}$, $B_{rK2} = 2860 \text{ Гс}$, $B_{rK3} = 3200 \text{ Гс}$, $B_{rK4} = 3570 \text{ Гс}$, $B_{rK5} = 3830 \text{ Гс}$. Для лучшей визуализации амплитуды АЧХ умножены на разные коэффициенты.

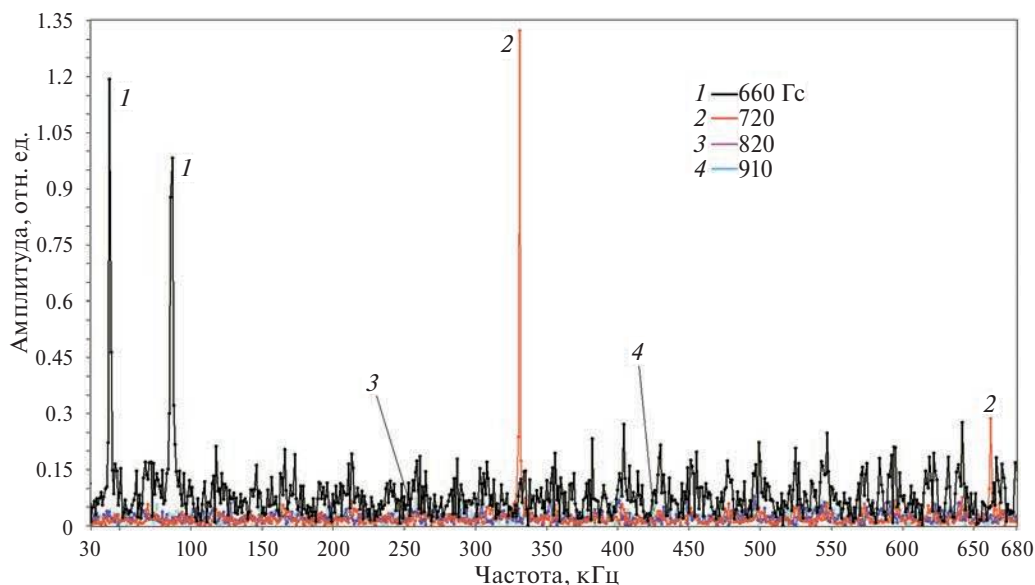


Рис. 8. Изменение АЧХ-колебаний ионного тока в килогерцовом диапазоне при росте B_{rA} ; $q_{Ne} = 100 \text{ см}^3/\text{мин}$, $U_d = 1100 \text{ В}$. Токи разряда равны 23 мА (1), 24 мА (2), 30 мА (3) и 32 мА (4). Амплитуда 1 умножена на 4.

При этом уровень колебаний в кустах изменяется слабо. В диапазоне 30–700 кГц при полях 660 и 720 Гс также наблюдаются одиночные всплески на “ионных” АЧХ (см. рис. 8, кривые 1, 2). Дальнейший рост B_{rA} приводит к исчезновению всплесков и спаду уровня колебаний (см. рис. 8, кривые 3, 4). При всех регистрируемых частотах наиболее ярко колебания ионов проявляются в МГц-диапазоне.

Как уже отмечалось, до $B_{rA} < 660 \text{ Гс}$ не регистрировались колебания тока разряда. При $B_{rA} \geq 660 \text{ Гс}$ они появились на различных выделенных частотах с последующим переходом к АЧХ типа “кластер” при 720 Гс. Кластерный характер АЧХ (не набор гармоник с кратными

частотами) отражает, по-видимому, интегральный характер сигнала как по азимутальному, так и по аксиальному направлениям всего разрядного промежутка, но с выделенной зоной раскачки колебаний.

Сравнение событий при переходе 470 Гс \rightarrow 660 Гс для распределений ионов по энергии и АЧХ ионных колебаний приводит к выводу о том, что спад плотности ионов определяется снижением эффективности ионизации нейтралов из-за уменьшения температуры электронов, которая контролируется, по-видимому, низкочастотными колебаниями. Электрон, в присутствии колебаний, уже не может оставаться на оптимальной для набора энергии в макроскопическом электрическом поле

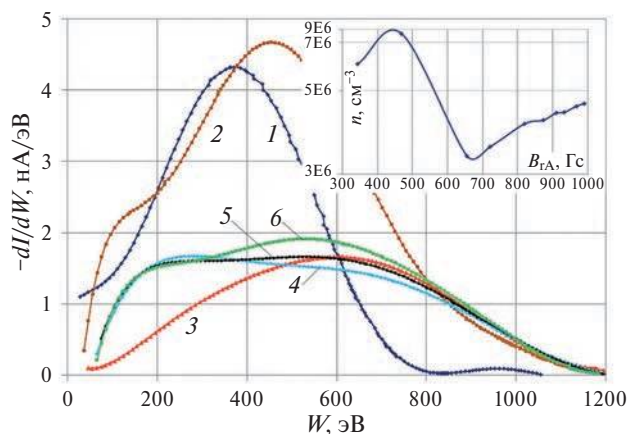


Рис. 9. Распределения ионов по энергии и плотность ионов (вставка): 1 — $B_{rA} = 340$; 2 — 470; 3 — 660; 4 — 820; 5 — 870; 6 — 910 Гс; $P = 1.2 \cdot 10^{-4}$ Торр, $U_d = 1200$ В, $q_{Ne} = 100 \text{ см}^3/\text{мин}$.

анод-катод траектории из-за рассеяния. На спектрах ионов по энергии 4–6 (рис. 9) видно уширение распределений в сторону низких энергий — нагрев ионов, что также совпадает с появлением колебаний на частотах 160–200 кГц, которые, можно предположить, и определяют данную трансформацию распределений. Такое предположение подтверждается оценкой длин волн λ азимутальных колебаний с фазовой скоростью $v_\phi = \omega/k = f\lambda$ ($\lambda = v_\phi/f$), обеспечивающих резонанс волна-ион, которые могут возбуждаться в плазме AAL. Например, для ионов неона с энергией $W = 500$ эВ и скоростью $v \approx 7 \cdot 10^4$ м/с при длине средней ($R = 9$ см) окружности разрядной камеры AAL $L \approx 0.56$ м, если $\lambda_{\max} = L$, то минимальная возбуждаемая резонансная частота $f_{\min} \approx 124$ кГц. Следовательно, в AAL колебания с $f \leq 1$ МГц можно отнести к азимутальным колебаниям.

В спектрах излучения плазмы новых линий возбужденных атомов при изменении магнитного поля не появляется. Изменяется лишь интенсивность линий аналогично изменению плотности ионов. Линий излучения возбужденных однозарядных ионов неона нет, что дает оценку верхней границы температуры электронов ~ 30 эВ (излучение ионов вблизи длины волны $\lambda = 376.733$ нм). Переход 470 Гс \rightarrow 660 Гс сопровождается заметным спадом интенсивности всех линий (рис. 10; скан с интерфейса Thorlabs OSA) в основном диапазоне излучения возбужденных атомов неона. Спектры получены при регистрации “в налетающем потоке”, когда интегрируется сигнал из разрядного промежутка и ближнего факела плазменного потока.

Измерения спектров излучения проводились и когда спектрометр был ориентирован поперек потока. Плазма на выходе из катода AAL еще достаточно плотная: отношение интенсивностей вдоль потока / поперек потока, например, для линии 640.1517 нм $I_B/I_\Pi \approx 3$. В спектре “поперек” есть все линии, что и в спектре “вдоль”. Но соотношения интенсивности соседних линий в этих двух спектрах могут отличаться. Например, для линий 6438.5447 нм — 1 и 640.1435 нм — 2 вдоль потока $I_1/I_2 = 2.176$, а поперек потока — $I_1/I_2 = 1.684$. При росте магнитного поля от 720 до 820 Гс при регистрации вдоль потока происходит изменение длины волны излучения плазмы с максимальной амплитудой: 640.1399 нм (переход 18.726–20.663 эВ) \rightarrow 585.495 нм (переход 16.848–18.966 эВ). В то же время при регистрации поперек потока во всем диапазоне магнитных полей длина волны с максимальной амплитудой остается равной 640.139 нм. Изменение длины волны с максимальной амплитудой отражает изменения, происходящие внутри разрядного промежутка, а именно, спад температуры электронов T_e при больших магнитных по-

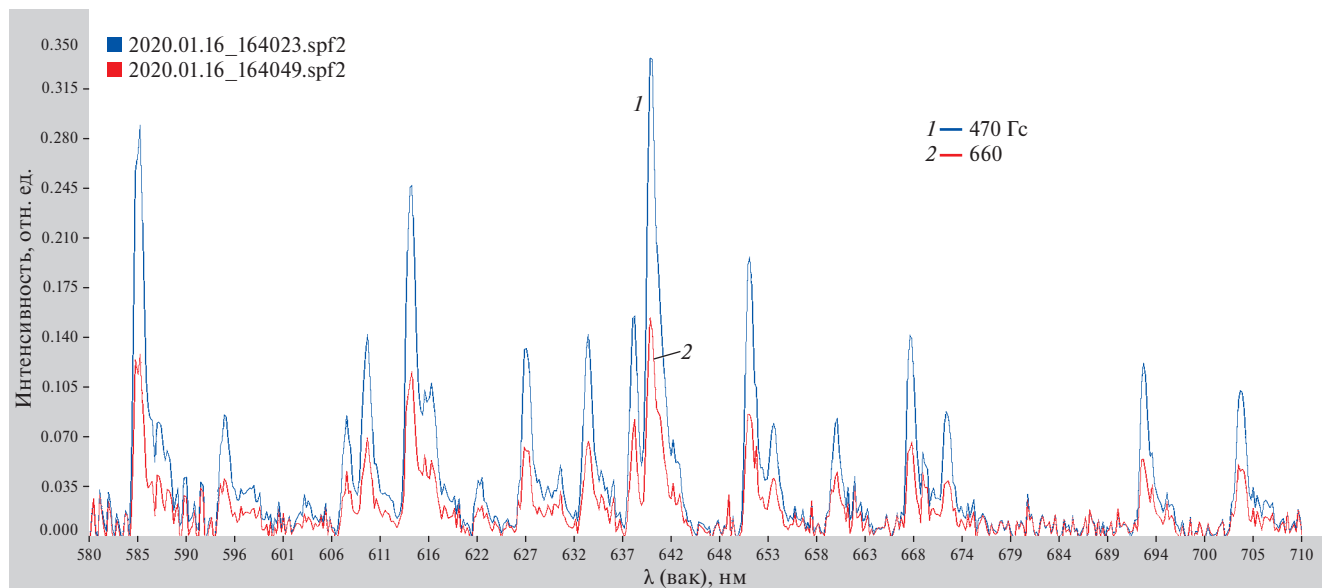


Рис. 10. Спектры излучения плазмы неона: $P = 1.2 \cdot 10^{-4}$ Торр, $U_d = 1200$ В, $q_{Ne} = 100 \text{ см}^3/\text{мин}$.

лях, что коррелирует с таким же выводом, полученным при совместном анализе АЧХ и распределений ионов по энергии. В ближнем факеле в спадающем по величине магнитном поле T_e восстанавливает свое значение.

6. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Дрейф замагниченных электронов относительно незамагниченных ионов в плазме $E \times B$ -разряда приводит к возбуждению широкого спектра колебаний при скоростях относительного движения $v_d \geq v_{Ti}$, где v_{Ti} — тепловая скорость ионов [16, 17], что для ААЛ выполняется всегда. Максимальная угловая частота колебаний соответствует $k_y v_d \approx \omega_{pe}$ [18] и составляет для условий нашего эксперимента при $v_d = 2.5 \cdot 10^5$ м/с и $n = 10^{13}$ м $^{-3}$ величину порядка $\omega \leq 1.3 \cdot 10^6$ с $^{-1}$; $f \leq 2.1 \cdot 10^5$ с $^{-1}$. В работе [18] также было обнаружено, что узкие области существования электронной циклотронной дрейфовой неустойчивости (ECDI) разделены областями стабильности, а переходы от стабильности к неустойчивости происходят всякий раз, когда $k_y v_d = n \omega_{ce}$ (n — целое число). В нашем ААЛ это определяет длины волн ECDI азимутальных колебаний $\lambda = 1\text{--}10$ см ($n_1 = 1$; $n_2 = 10$), что много меньше длины L . Каждому резонансу соответствует определенное соотношение $k_y v_d / \omega_{pr}$, по которому можно понять, есть колебания, или нет — будет пик или впадина на зависимости $(\omega_r / \omega_{pe}) = \varphi(k_y v_d / \omega_p)$, и, когда есть, определить значение частоты колебаний. Если шаг пик–впадина взять равным $\Delta f \sim 0.1 k_y v_d / \omega_p$ (из рис. 2 цитируемой работы; точное сравнение невозможно, так как рис. 2 построен для $\omega / \omega_{pe} = 0.1$, а у нас $\omega / \omega_{pe} \sim 10^2$), то для диапазона генерируемых длин волн $\lambda = 10^{-5}$ м– L шаг $\Delta f \sim 1.6 \cdot 10^{11}\text{--}2.78 \cdot 10^6$ с $^{-1}$ — слишком большой для наших АЧХ. Поэтому скачки АЧХ разрядного тока на рис. 6 объяснить рассмотренным эффектом нельзя. Для длинноволновых колебаний с $\lambda \approx L$ (рис. 8) характерны расстояния между кластерами колебаний АЧХ тока ионов в несколько МГц, что вписывается в рамки модели, изложенной в работе [18]. Но нужна ее модификация, позволяющая объяснить кластерный характер колебаний. Можно заметить, что условие резонанса $k_y v_d = n \omega_{ce}$ дает связь длины волны колебаний с макроскопическими параметрами $E \times B$ -разряда $\lambda \sim K n^{-1/2} E / B^2$, наиболее сильную, как видно из эксперимента, с величиной индукции магнитного поля (K — постоянная). Рост B должен приводить к появлению более коротковолновых высокочастотных колебаний, что мы и видим в эксперименте.

При наличии конечного волнового числа вдоль магнитного поля резонансное поведение сглаживается, взаимодействие волна-частица приводит к расширению циклотронного резонанса. Более приемлемым кандидатом на неустойчивость, имеющую составляющую k_r вдоль B_r , является модифицированная двухпоточковая неустойчивость (MTSI) с максимальной амплитудой колебаний при $k_r \geq k_0$, где k_0 — азимутальный волновой вектор [19, 20]. Еще одним свойством MTSI, согласующимся с нашими результатами, является слабое, по сравнению с ECDI, уменьшение амплитуды колебаний в диапазоне длинных волн, соответствующих нашей области колебаний разрядного тока, при росте магнитного поля.

То, что в нашем эксперименте с ω_{ce} ω_{pi} могут раскачиваться колебания на частотах, кратных ионной плазменной частоте ω_{pi} с λ порядка дебаевской электронной длины λ_D , которая изменяется в диапазоне 0.1–10 см, следует и из результатов работы [21]. Для неона при изменении n от 10^6 до 10^7 см $^{-3}$ первая гармоника частоты азимутальных колебаний равна $\omega_{pi} = f_{pi} = 300\text{--}930$ кГц.

Как известно [17, 22], колебания, возбуждаемые в процессе раскачки ECDI, эффективно взаимодействуют с электронами, в частности, повышая их температуру. Но рост магнитного поля приводит к спаду амплитуд возмущенного электрического поля ECDI-волны, соответственно, к уменьшению вклада колебаний в энергию электронов. Для наших условий температура электронов не превышает величину ~ 31 эВ — минимальный потенциал возбуждения ионов. В спектрах излучения, приведенных на рис. 10, нет линий излучения возбужденных ионов, что говорит и о конечных возможностях ECDI в смысле нагрева электронов. Кроме того, увеличение индукции магнитного поля ведет к уменьшению длины волны колебаний — росту их частоты. Оба названных эффекта, качественно, наблюдаются в нашем эксперименте.

Из результатов работы [17] следует также эффективное взаимодействие ECDI-колебаний с ионами в плазме $E \times B$ -разряда: может наблюдаться сильная пространственная азимутальная модуляция плотности (до 70%) и энергии (до 100%) ионов. В цитируемой работе обнаружены колебания $\omega_E = 2\pi v_d / L$ заметной амплитуды, определяемые геометрией разрядной камеры L и дрейфовой скоростью v_d , с растущей от первой к третьей гармонике амплитудой. Оценка для наших условий вблизи катода ($B = 4$ кГс; $L = 0.565$ м) при $v_d = 2.5 \cdot 10^5$ м/с дает $\omega_{E1} \approx 2.8$ МГц, $\omega_{E2} \approx 2.6$ МГц, $\omega_{E3} \approx 8.4$ МГц — такие частоты колебаний наблюдаются при регистрации как тока разряда, так и тока ионов. Вблизи анода, соответственно, $\omega_{Ei} \approx 28, 56$ и 84 МГц, что в эксперименте не наблюдалось, поэтому можно сделать вывод, что преимущественной областью

раскачки колебаний с частотами ω_E является прикатодная область — зона высоких значений магнитных полей.

Амплитуда возмущенного электрического поля большая и на частотах порядка нижегибридной ω_{LH} . Для плазмы малой плотности (наш случай), когда $\omega_{He}/\omega_{pe} \sim 10^2$, нижегибридная частота вычислялась по канонической формуле $\omega_{LH} = \sqrt{\omega_{Hi}\omega_{He} \left(1 + \omega_{Hi}^2/\omega_{pi}^2\right) / \left(1 + \omega_{He}^2/\omega_{pe}^2\right)}$ и при $B_{rA} = 340\text{--}990$ Гс, $n = 7.5 \cdot 10^6\text{--}5.38 \cdot 10^6$ см⁻³ линейная нижегибридная частота $f_{LH} = 126\text{--}109$ кГц. Такие колебания в основном были зарегистрированы для производной разрядного тока.

В неоднородном магнитном поле AAL на азимутальный дрейф электронов накладывается градиентный дрейф [23]; азимутальная модуляция будет рождать и модуляцию в аксиальном направлении.

Измерения колебаний полного (постоянная и переменная составляющие) разрядного тока I_d показывали модуляцию I_d до $\sim 90\%$ частотами f от 6 до 100 кГц. Об этом сообщалось в литературе для несамостоятельных $E \times B$ -разрядов (с внешним источником электронов поджигания, поддержания разряда и нейтрализации потока ионов в факеле) в SPT традиционной конструкции и цилиндрических [24, 25]. Изменение режимов колебаний происходило при изменении магнитного или электрического полей и скорости напуска рабочего газа. Причиной называли изменение конфигурации зоны ионизации, раскачку ионизационной неустойчивости и нелинейное взаимодействие различных мод колебаний. При объяснении сильной модуляции тока разряда, на наш взгляд, недостаточное внимание уделялось взаимосвязи модуляции и эффективности поддержания разряда внешним источником электронов. Ионизационная неустойчивость в плазме самостоятельного разряда нашего AAL не наблюдается, так как степень ионизации неона не превышает 10^{-4} , т. е. выгорания нейтралов не происходит.

Так как ионы в AAL движутся исключительно аксиально от точки рождения к катоду, появляется желание увидеть в плазме AAL причину раскачки аксиальных колебаний электрического поля, которые могут взаимодействовать с ионами. Максимальную длину волны колебаний примем равной длине разрядного промежутка: $\lambda_{\max} = d \approx 1$ см. Для оценки примем скорость ионов неона равной $v_{Ne} \approx 7 \cdot 10^4$ м/с, что соответствует энергии 500 эВ (см. рис. 9), которая при резонансе равна фазовой скорости колебаний $\omega_k = \omega\lambda/2\pi$. Тогда минимальная линейная частота продольных колебаний $f_{\min} = 7 \cdot 10^6$ Гц — такие частоты нами регистрируются (см. рис. 7). Когда в разрядном промежутке укладывается 3λ , этому случаю сопоставим максимальную линейную частоту $f_{\max} = 21 \cdot 10^6$ Гц, ко-

торая для режима рис. 8 также является верхней граничной частотой. Таким образом, для условий AAL при широком по энергии спектре ионов мы можем ожидать эффективное взаимодействие ионов с продольными колебаниями в диапазоне от нескольких МГц до ~ 30 МГц. В AAL есть возможность раскачки аксиальной неустойчивости потока немагнитных ионов, возникающей из-за сдвига фазы в реакции электронов и ионов на квазинейтральное возмущение электрического поля [26]. Спектр длин волн у этой неустойчивости широкий: $\lambda \leq 2\rho_e$, где ларморовский радиус электронов для плазмы AAL (25 эВ, 1 кГц — середина разрядного промежутка) $\rho_e \approx 1.7 \times 10^{-3}$ м d. При учете эффектов диффузии с классической или аномальной частотой столкновений электронов в [26] показано, что в плазме возбуждаются моды с высокими частотами — до десятков ω_{LH} , что лежит в диапазоне полученных в эксперименте АЧХ (см. рис. 7). Наличие спектра равновесных скоростей ионов уширяет диапазон неустойчивых частот, особенно сильно при $v_i \sim 10\rho_e\omega_{LH}$, которая для наших условий (25 эВ, 2 кГц) $v_i \approx 6 \cdot 10^4$ м/с, что примерно совпадает с использованной нами выше оценкой скорости $v_{Ne} \approx 7 \cdot 10^4$ м/с.

Всплесковая двойная структура сигналов с ионного датчика (см. рис. 4а, б) с “внутренним” периодом $T_1 \approx 5 \cdot 10^{-8}$ (частотой до 20 МГц) повторяется с периодом $T_2 \approx 10^{-7}$ с (см. рис. 4в, г). Сравнение низкочастотных сигналов с пояса Роговского (см. рис. 4а) и высокочастотных с ионного датчика (см. рис. 4б) позволяет говорить о различных типах колебаний, сосуществующих в плазме AAL, следовательно, о разных причинах возникновения данных колебаний. ВЧ-колебания модулируют НЧ-колебания, и наоборот. В обсуждении мы уже рассмотрели два возможных кандидата. Остается неясной причина периодического затухания колебаний. В работе [26] показано, что наряду с сильным влиянием на частоту генерации колебаний, введение равновесной скорости ионов $v_i \sim 10\rho_e\omega_{LH}$ приводит к быстрому уменьшению инкремента колебаний с ростом длины волны. Поэтому низкочастотные колебания на АЧХ ионов должны быть менее заметными, что качественно соответствует экспериментальным данным. Режим “пик–впадина” для ВЧ-колебаний объяснить в рамках нахождения зоны генерации в одном месте (при фиксированных магнитном и электрическом полях и плотности плазмы) разрядного промежутка, по-видимому, нельзя, нужен другой подход. В работе авторов данной статьи [27] сообщалось о наблюдении стационарных ограниченных в пространстве (аксиальный размер порядка долей ρ_e) областей с большой аксиальной напряженностью электрического поля — одного или двух изомагнитных скачков потенциала, кото-

рые являются и генераторами скачков плотности ионов. На энергетических спектрах ионов это проявляется в виде всплесков функции распределения в узких энергетических диапазонах. Изомагнитные скачки “передвигаются” вверх или вниз по энергии, когда изменяется индукция магнитного поля. А в работе [26] вдоль разрядного канала обнаружена пространственная модуляция \tilde{n} плотности плазмы n_0 , приводящая к образованию квазипериодических волн с $\tilde{n}/n_0 \sim 1$ и характерным масштабом порядка нескольких ρ_e , которые также можно назвать движущимися изомагнитными скачками. В таких случаях, качественно, условия раскачки колебаний, чувствительные к величинам магнитного и электрического полей, плотности плазмы, могут нарушаться, что и будет приводить к срыву существовавших колебаний.

Практически аксиальные коротковолновые моды с частотами $\omega_{ci} \leq \omega \leq \omega_{ce}$ (ω_{ci} — ионная циклотронная частота) в области разряда SPT могут развиваться и в процессе развития градиентно-дрейфовой неустойчивости [28] при неоднородных профилях магнитного поля и плотности плазмы вдоль разрядного канала. Здесь условие развития неустойчивости определяется соотношением между градиентами индукции магнитного поля и плотности плазмы — разрядный промежуток может содержать зоны стабильного и неустойчивого горения разряда. Уровень колебаний при этом сильно зависит от соотношения k_x/k_y (x — вдоль оси; y — азимутальное направление), разном в разных точках камеры, так как k_x в ней изменяется примерно в 1.6 раза.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполнены одновременные измерения АЧХ-колебаний на частотах 20 кГц–30 МГц производной разрядного тока и ионного тока в плазме самостоятельного $E \times B$ -разряда в ускорителе с анодным слоем при изменении магнитного поля на аноде $B_{rA} = 205$ –1010 Гс, на катоде — $B_{rK} = 800$ –4200 Гс в условиях сильного магнитного поля. Регистрировались только переменные составляющие токов. Результаты измерения АЧХ анализировались совместно с измеренными в тех же режимах разряда распределениями ионов по энергии в диапазоне 50–1200 эВ и спектрами излучения плазмы в диапазоне длин волн 200–1100 нм.

Колебания имеют как регулярный характер, так и вид нерегулярных всплесков. Общими чертами АЧХ обоих токов являются набор из многих частот и, в основном, кластерный характер колебаний. При изменении B_{rA} от 660 Гс до 720 Гс происходит быстрый рост частоты колебаний, имеющих максимальную амплитуду, до частоты $f_{\max} \sim 4.5$ МГц, которая не изменяется до $B_{rA} \approx 820$ Гс. Индикаторами изменения режима раскачки колебаний при

изменении магнитного поля выступают отдельные мощные пики на выделенных частотах. В области низких частот (не более 1 МГц) можно выделить пороговое магнитное поле $B_{rA} \approx 720$ Гс, при котором происходят резкие броски АЧХ в сторону более высоких частот: колебания разрядного тока на частоте 43 кГц исчезают, но появляются колебания на 331 кГц; выделенные пики колебаний ионного тока на частотах 43 и 87 кГц также исчезают, но появляются всплески колебаний на частотах 331 и 622 кГц. При $B_{rA} \geq 720$ Гс АЧХ обоих токов имеют кластеры колебаний с некоторыми выделенными пиками.

АЧХ разрядного тока имеют меньшие примерно в 5 раз частоты колебаний f_{\max} , имеющие максимальную амплитуду, чем частоты колебаний тока ионов при $205 \leq B_{rA} \leq 660$ Гс. Когда B_{rA} становится больше 820 Гс, происходит резкий спад f_{\max} для АЧХ разрядного тока, но резкий рост f_{\max} для АЧХ-тока ионов.

Наблюдаемый спад интенсивности всех линий излучения возбужденных атомов неона при увеличении B_{rA} от 470 до 660 Гс можно связать с появлением электростатических колебаний разрядного и ионного токов. Кроме того, при этом регистрируется резкое уменьшение плотности ионов, происходящее из-за снижения эффективности ионизации нейтралов, что при постоянном рабочем давлении неона определяется спадом энергии электронов. Основной набор энергии электронами происходит при их движении вдоль стационарного электрического поля анод-катод. Колебания электрического поля уменьшают часть пути, проходимую электронами вдоль поля, отклоняя частицы на длине свободного пробега от оптимальной траектории, ограничивая конечную энергию. Увеличение же температуры электронов до величин $T_e > 30$ –35 эВ при взаимодействии с колебаниями, не происходит.

Широкий спектр колебаний в плазме ААЛ говорит о выполнении в ней условий возбуждения различных неустойчивостей. Так, одной из возможных для объяснения колебаний разрядного тока с частотами $f \leq 200$ кГц может быть МТСИ [19, 20], когда нет жесткого требования на чисто радиальное магнитное поле. Кроме соответствия по частоте, еще одним свойством МТСИ, согласующимся с нашими результатами, является слабая чувствительность амплитуды колебаний к росту магнитного поля. Параметры ЕСДИ азимутальных колебаний [17, 18] объясняют частоты колебаний тока ионов $f \leq 1$ МГц и появление коротковолновых высокочастотных колебаний с ростом магнитного поля.

Эффективно влиять на ионы могут продольные колебания с частотами от нескольких МГц до ~ 30 МГц, которые возбуждаются при развитии аксиальной неустойчивости потока незамагниченных ионов [26] и градиентно-дрейфовой неустой-

чивости [28]. Режим “пик—впадина” для колебаний с $f \geq 1$ МГц можно понять, если предположить, что в процессе измерений зона генерации колебаний или изменяла свое положение, перемещаясь в область с другими полями и плотностью, или в фиксированном месте изменялись поля и плотность плазмы. Такое объяснение не противоречиво, если в качестве областей с особыми изменениями параметров подразумевать изомагнитные скачки [27] или квазипериодические волны с $\tilde{n}/n_0 \sim 1$ и характерным масштабом порядка нескольких ρ_e [26], где условия раскачки колебаний, чувствительные к величинам магнитного и электрического полей, плотности плазмы, могут изменяться, что и будет приводить к срыву или возбуждению колебаний.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Lashmore-Davies C.N., Martin T.J.* // Nucl. Fusion. 1973. V. 13. P. 193.
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/13/2/007>
2. *Choueiri E.Y.* // Phys. Plasmas. 2001. V. 8. P. 1411.
<https://doi.org/10.1063/1.1354644>
3. *Smolyakov A.I., Chapurin O., Frias W., Koshkarov O., Romadanov I., Tang T., Umansky M., Raitses Y., Kaganovich I.D., Lakhin V.P.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2017. V. 59. P. 014041.
<https://doi.org/10.1088/0741-3335/59/1/014041>
4. *Boeuf J.-P., Smolyakov A.* // Phys. Plasmas. 2023. V. 30. P. 050901.
<https://doi.org/10.1063/5.0145536>
5. *Morozov A.I., Esipchuk Y.V., Kapulkin A., Nevrovskii V., Smirnov V.A.* // Sov. Phys. Tech. Phys. 1972. V. 17. P. 482.
6. *Есипчук Ю.В., Морозов А.И., Тилинин Г.Н., Трофимов А.В.* // ЖТФ. 1973. Т. 43 С. 1466.
7. *Tilinin G.N.* // Sov. Phys. Tech. Phys. 1977. V. 22. P. 974.
8. *Litvak A.A., Raitses Y., Fisch N.J.* // Phys. Plasmas. 2004. V. 11. P. 1701.
<https://doi.org/10.1063/1.1634564>
9. *Khmelevskoi I.A., Tomilin D.A.* // Plasma Phys. Rep. 2020. V. 46. P. 563.
<https://doi.org/10.1134/S1063780X20050050>
10. *Khmelevskoi I.A., Shashkov A.S., Kravchenko D.A., Tomilin D.A., Krivoruchko D.D.* // Plasma Phys. Rep. 2020. V. 46. P. 627.
<https://doi.org/10.1134/S1063780X20060033>
11. *Есипчук Ю.В., Тилинин Г.Н.* // ЖТФ. 1976. Т. 46. С. 718.
12. *Von W. Rogowski, Steinhaus W.* // Arch. Elektrotech. 1912. B. 1. Z. 141.
<https://doi.org/10.1007/BF01656479>
13. *Bardakov V.M., Ivanov S.D., Kazantsev A.V., and Strokin N.A.* // Rev. Sci. Instrum. 2015. V. 86. P. 053501.
<https://doi.org/10.1063/1.4920998>
14. *Ригин А.В., Строкин Н.А.* // Свид. гос. рег. прог. ЭВМ 2022683136. 01.12.2022.
15. *Bardakov V.M., Ivanov S.D., Kazantsev A.V., Strokin N.A.* // Instrum. Exp. Tech. 2015. V. 58. P. 359.
<https://doi.org/10.1134/S0020441215030045>
16. *Sizonenko V.L. and Stepanov K.N.* // Nucl. Fusion. 1967. P. 131.
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/7/2-3/007>
17. *Janhunen S., Smolyakov A., Chapurin O., Sydorenko D., Kaganovich I., Raitses Y.* // Phys. Plasmas. 2018. V. 25. P. 011608.
<https://doi.org/10.1063/1.5001206>
18. *Ducrocq A., Adam J.C., Heron A., Laval G.* // Phys. Plasmas. 2006. V. 13. P. 102111.
<https://doi.org/10.1063/1.2359718>
19. *Reza M., Faraji F., Knoll A.* // Phys. Plasmas. 2024. V. 31. P. 032120.
<https://doi.org/10.1063/5.0176581>
20. *Reza M., Faraji F., Knoll A.* // Phys. Plasmas. 2024. V. 31. P. 032121.
<https://doi.org/10.1063/5.0176586>
21. *Cavalier J., Lemoine N., Bonhomme G., Tsikata S., Honore C., Gresillon D.* // Phys. Plasmas. 2013. V. 20. P. 082107.
<https://doi.org/10.1063/1.2359718>
22. *Smolyakov A., Zintel T., Couedel L., Sydorenko D., Umnov A., Sorokina E., Marusov N.* // Plasma Phys. Rep. 2020. V. 46. P. 496.
<https://doi.org/10.1134/S1063780X20050086>
23. *Wong H.V.* // Phys. Fluids. 1970. V. 13. P. 757.
<https://doi.org/10.1063/1.1692983>
24. *Yamamoto N., Nakagawa T., Komurasaki K., Arakawa Y.* // 27 Int. Electric Propulsion Conf., Pasadena, 2001. IEPC-01-055.
25. *Polzin K.A., Sooby E.S., Raitses Y., Merino E., Fisch N.J.* // 31 Int. Electric Propulsion Conf., Ann Arbor, 2009. IEPC-2009-122.
26. *Koshkarov O., Smolyakov A.I., Romadanov I.V., Chapurin O., Umansky M.V., Raitses Y., Kaganovich I.D.* // Phys. Plasmas. 2018. V. 25. P. 011604.
<https://doi.org/10.1063/1.5017521>
27. *Strokin N.A., Kazantsev A.V., Bardakov V.M., Thang The Nguyen, Kuzmina A.S.* // Phys. Plasmas. 2019. V. 26. P. 073501.
<https://doi.org/10.1063/1.5093778>
28. *Marusov N.A., Sorokina E.A., Lakhin V.P., Ilgisonis V.I., Smolyakov A.I.* // Plasma Sources Sci. Technol. 2019. V. 28. P. 015002.
<https://doi.org/10.1088/1361-6595/aae23d>

INFLUENCE OF MAGNETIC FIELD ON SPECTRA OF ELECTROSTATIC OSCILLATIONS IN THE PLASMA OF THE $E \times B$ DISCHARGE

N. A. Strokin^{a,*}, and A. V. Rigin^{a,**}

^a *Irkutsk National Research Technical University, Irkutsk, 664074 Russia*

* *e-mail: strokin85@inbox.ru*

** *e-mail: arseniy.rigin@mail.ru*

Simultaneous measurements of the amplitude–frequency characteristics (AFCs) of oscillations of the derivative of the discharge current and the ion current at the frequencies of 20 kHz – 30 MHz in the plasma of a self-sustained $E \times B$ discharge in an accelerator with an anodic layer under conditions of a strong inhomogeneous magnetic field (the radial component is up to $B_{rC} = 4200$ G at the cathode; up to $B_{rA} = 1010$ G at the anode) have revealed both identical and different properties of oscillations of the derivative of discharge and ion currents. Common features are the discrete spectrum and, mainly, the cluster character of oscillations. The threshold magnetic field values of $B_{rA} = 660$ – 720 G, at which there is a rapid increase in the frequency of oscillations having a maximum amplitude up to $f_{\max} \sim 4.5$ MHz, have been discovered. At the same time, there are jumps of the selected peaks of the amplitude–frequency characteristic from tens of kilohertz to hundreds of kilohertz in the frequency range of not higher than 1 MHz. The differences in the amplitude–frequency characteristics of the discharge current and ion current oscillations are the frequencies of discharge current oscillations with the maximum amplitude, which are ~ 5 times lower than those of the ion current at $205 \leq B_{rA} \leq 660$ G, sharp decay of f_{\max} for AFC of the discharge current, but sharp increase in f_{\max} for AFC of the ion current, when B_{rA} becomes larger than 820 G. The results of the measurement of characteristics are analyzed together with the plasma emission spectra in the wavelength range of 200–1100 nm and ion energy distributions in the range of 50–1200 eV measured in the same discharge modes. The possible origin of the generation of discharge and ion current oscillations during excitation of the modified two-stream and electron-cyclotron drift instabilities in the plasma of the $E \times B$ discharge for frequencies $f \leq 1$ MHz are discussed. At higher frequencies, the influence of the axial instability of the flow of non-magnetized ions on the energy ion distribution is analyzed.

Keywords: Cself-sustained discharge, crossed electric and magnetic fields, discharge current, ion current, electrostatic oscillations, amplitude–frequency characteristic