

Особенности динамического спектра сигналов, возбуждаемых широкоапертурным электронным потоком в замагниченной плазме большого объема

И. Ю. Зудин⁺¹⁾, М. Е. Гуцин⁺, А. В. Стриковский⁺, Н. А. Айдакина⁺, С. В. Коробков⁺, А. С. Николенко⁺,
В. И. Гундорин⁺, К. Н. Лоскутов⁺, А. Г. Демехов⁺

⁺Институт прикладной физики РАН, 603950 Н. Новгород, Россия

Поступила в редакцию 8 ноября 2023 г.

После переработки 17 ноября 2023 г.

Принята к публикации 20 ноября 2023 г.

На крупномасштабном стенде “Крот” исследованы электромагнитные сигналы, возбуждаемые широкоапертурным потоком электронов в лабораторной плазме в условиях, ограниченно моделирующих взаимодействие волн и частиц в околосредней плазме. Спектр электромагнитного излучения включает шумы свистового диапазона, возбуждаемые, предположительно, за счет токовой неустойчивости, а также дискретные (узкополосные) сигналы вблизи гармоник электронной циклотронной и плазменной частот. Показано, что узкополосные сигналы с положительным дрейфом частоты, наблюдаемые при инжекции электронного потока, обусловлены нестационарными вариациями концентрации плазмы за счет дополнительной ионизации нейтрального газа ускоренными электронами. Такие эффекты необходимо учитывать при интерпретации необычных форм динамического спектра в различных лабораторных экспериментах, моделирующих процессы в ионосфере и магнитосфере Земли.

DOI: 10.31857/S1234567824010063, EDN: sbdodt

Генерация электромагнитного излучения потоками энергичных электронов – явление, хорошо известное в космической плазме, попытки лабораторного моделирования которого предпринимаются на протяжении почти 50 лет [1]. Лабораторное моделирование считается перспективным подходом, дополняющим натурные исследования и открывающим возможности качественного понимания природы развивающихся плазменных неустойчивостей, а также верификации теоретических и численных моделей с использованием правил подобия [2].

Значительная часть излучений околосредней плазмы (хоры, шипения, триггерные излучения, свистящие атмосферерики и др.) возбуждается в виде свистовых волн с частотами, удовлетворяющими условию $f_{lh} < f < f_{ce} < f_p$, где f_{lh} , f_{ce} и f_p – частоты нижнегибридного, электронного циклотронного и плазменного резонансов соответственно [3]. Генерация свистовых волн электронными потоками активно изучается и в лабораторной плазме. Ранее в лабораторных экспериментах было установлено, что “узкие” моноэнергетические электронные пучки, ширина которых меньше $\delta_e = c/2\pi f_p$ (где c – скорость света) в фоновой замагниченной плазме устойчивы, и излучают свистовые волны только при

наличии начальной модуляции [4]. Более приближены к натурной ситуации постановки лабораторных экспериментов с “широким” распределением электронов в пространстве и с особенностями функции распределения электронов по энергиям в виде “хвоста”, в которых зафиксирована генерация электромагнитных сигналов в результате развития тех или иных неустойчивостей. Всплески излучения со сложным спектральным составом, подобные магнитосферным хорам эмиссиям [5, 6], наблюдаются в неравновесной плазме электронно-циклотронного резонансного (ЭЦР) разряда [7, 8] и при инжекции в лабораторную плазму “широких” электронных пучков [9, 10]. Наряду со свистовыми волнами, довольно распространены сигналы на частотах ионных и электронных гирогармоник [11–13]. Теория говорит, что такие сигналы наиболее эффективно возбуждаются в условиях двойного плазменного резонанса [14], что отмечено и в лабораторных экспериментах [15].

В работе [16] нами была описана токовая неустойчивость, возбуждаемая электродом под высоким положительным потенциалом в столбе замагниченной плазмы, которая сопровождается генерацией широкого спектра свистовых волн. Примечательно, что хотя поток ускоренных частиц формировался посредством их сбора из фоновой замагниченной плаз-

¹⁾e-mail: zudiniy@ipfran.ru

мы, а энергии и скорости оказывались сравнительно невелики, общая картина генерации свистовых волн и отдельные особенности их спектра, включая провал в окрестности половинной гирочастоты, оказались схожи с результатами, полученными ранее с широкоапертурными пучками электронов и интерпретированными как развитие кинетических неустойчивостей для объяснения магнитосферных эффектов [10]. Поэтому для лучшего понимания возможной природы наблюдаемых сигналов нами был поставлен новый эксперимент по инъекции в большой столб замagnetической плазмы широкоапертурного электронного потока при параметрах плазмы, близких как к использованным в предыдущей работе [16], так и к параметрам установки из цитируемых работ [9, 10].

Схема стенда “Крот” [17], на котором проводился эксперимент, приведена на рис. 1. Плазма созда-

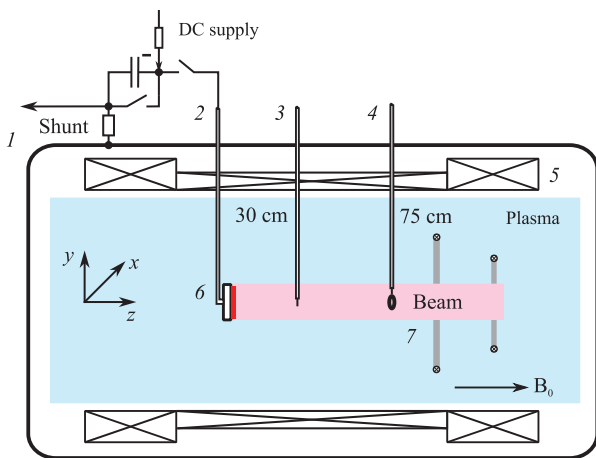


Рис. 1. (Цветной онлайн) Схема экспериментальной установки: (1) – вакуумная камера; (2) – высоковольтный источник; (3) – зонд Ленгмюра; (4) – рамочная антенна либо зонд с СВЧ резонатором; (5) – соленоид; (6) – накаливаемый катод; (7) – индукторы для создания плазмы

ется импульсным индукционным разрядом в аргоне при давлении $p_0 = 4 \times 10^{-4}$ торр в магнитном поле индукцией до 1 кГс. Максимальная концентрация плазмы при работе источника около $2 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$, температура электронов $T_e \sim 5$ эВ. Установка работает в импульсно-периодическом режиме, интервал следования импульсов 20 с. Эксперименты выполняются после окончания ионизирующего импульса в спокойной распадающейся плазме, характерное время диффузионного распада которой составляет несколько мс. В процессе распада электроны остывают до $T_e \sim 0.5$ эВ за время порядка 1 мс, температура ионов $T_i \simeq T_e$. Высокая (на уровне 1%) воспроизводимость параметров плазмы от одного “выстрела”

установки к другому позволяет производить измерения в режиме многократных повторений, накапливая большие объемы экспериментальных данных.

Широкоапертурный поток электронов создавался накальным катодом в виде плоской вольфрамовой спирали, покрытой гексаборидом лантана: шаг спирали 5 мм, диаметр 80 мм. Электроны ускорялись при подаче на катод импульсного (длительностью 50 – 120 мкс) напряжения величиной $U_b = 30\text{--}300$ В отрицательной полярности относительно стенки камеры, полный ток эмиссии катода достигал 1.5 А. Термокотод крепился на подвижной штанге с вакуумным уплотнением; во всех описанных в работе экспериментах катод устанавливался на оси плазменного столба с плоскостью спирали, перпендикулярной магнитному полю.

Инжекция электронного потока производилась в фоновую плазму ($N_e \simeq 10^{11} \text{ см}^{-3}$, $f_p \simeq 2.85$ ГГц, $T_e \simeq 0.5$ эВ) либо в нейтральный газ – аргон при давлении $p_0 = 4 \times 10^{-4}$ торр. Статическое магнитное поле изменялось в пределах $B_0 = 40\text{--}180$ Гс ($f_{ce} = 110\text{--}500$ МГц). Измерения температуры и концентрации плазмы осуществлялись зондом Ленгмюра; также для независимых измерений концентрации плазмы использовался зонд с сверхвысокочастотным (СВЧ) резонатором на отрезке двухпроводной линии [18]. Измерения переменного магнитного поля сигналов, генерируемых электронным потоком, выполнялись одновитковой рамочной антенной диаметром 1 см, помещенной в электростатический экран и изолированной от плазмы слоем диэлектрика. Установленные на штангах зонды и антенна свободно перемещались поперек плазменного столба.

Регистрация волновых форм сигналов осуществлялась цифровыми осциллографами Tektronix MDO 4054-3 (полоса 500 МГц) и Tektronix MSO 54 (полоса 2 ГГц); спектральные характеристики в их динамике получались в результате цифровой обработки волновых форм методами оконного преобразования Фурье. Важно, что при некорректном применении современных широкополосных цифровых осциллографов возможно получение ложных сигналов и ошибочных результатов, в том числе и при лабораторном моделировании магнитосферных излучений, (см., например, [19] и последующее исправление [20]). Поэтому при анализе сигналов, детали спектра которых априори неизвестны, большое внимание уделялось контролю спектрального состава волновых форм, поступающих на обработку, в расширенной частотной полосе и их антиалайзинговой фильтрации, а также контролю процедур обработки на симулированных (тестовых) волновых формах.

На рисунке 2а приводятся результаты измерений концентрации и параметров функции распределения

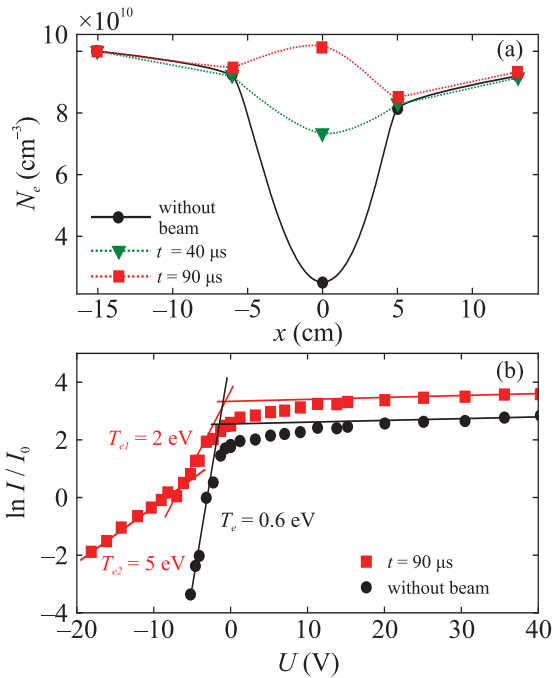


Рис. 2. (Цветной онлайн) (а) – Распределение концентрации плазмы и электронной температуры в поперечном сечении плазменного столба при инжекции электронов. (б) – Вольтамперная характеристика зонда Ленгмюра, полученные на оси электронного потока. $B_0 = 90 \text{ Гс}$, $U_b = 125 \text{ В}$

электронов при инжекции электронного потока в замагниченную фоновую плазму. Здесь и далее для представления результатов эксперимента используется декартова система координат, привязанная к катоду и показанная на рис. 1: ось z направлена вдоль оси камеры и магнитного поля, ось y – вертикально, ось x – горизонтально. До подачи импульса ускоряющего напряжения из-за потерь частиц фоновой плазмы на катод существует область обеднения концентрации, или “тень”. После начала инжекции в магнитной трубке, опирающейся на катод, происходит дополнительная ионизация нейтрального аргона и разогрев плазмы с формированием двухтемпературной функции распределения ($T_{e1} \approx 2 \text{ эВ}$ и $T_{e2} \approx 5 \text{ эВ}$). Из-за дополнительной ионизации спустя приблизительно 100 мкс N_e на оси электронного потока оказывается даже несколько выше фонового значения.

При инжекции электронов в нейтральный газ плазма образуется только в магнитной трубке, опирающейся на катод, и имеет вид тонкого, диаметром порядка 5 см шнура с максимальной концентрацией

$N_e \approx 10^{11} \text{ см}^{-3}$. При этом также формируется двухтемпературная функция распределения электронов, однако температуры обеих популяций ($T_{e1} \approx 6 \text{ эВ}$, $T_{e2} \approx 17 \text{ эВ}$) оказываются в разы выше, чем при инжекции в готовую плазму, вероятно – из-за меньших потерь на теплопроводность в фоновой среде.

В обоих случаях, и при инжекции электронов в готовую плазму, и в нейтральный газ, возбуждаются интенсивные электромагнитные шумы (рис. 3а). Ти-

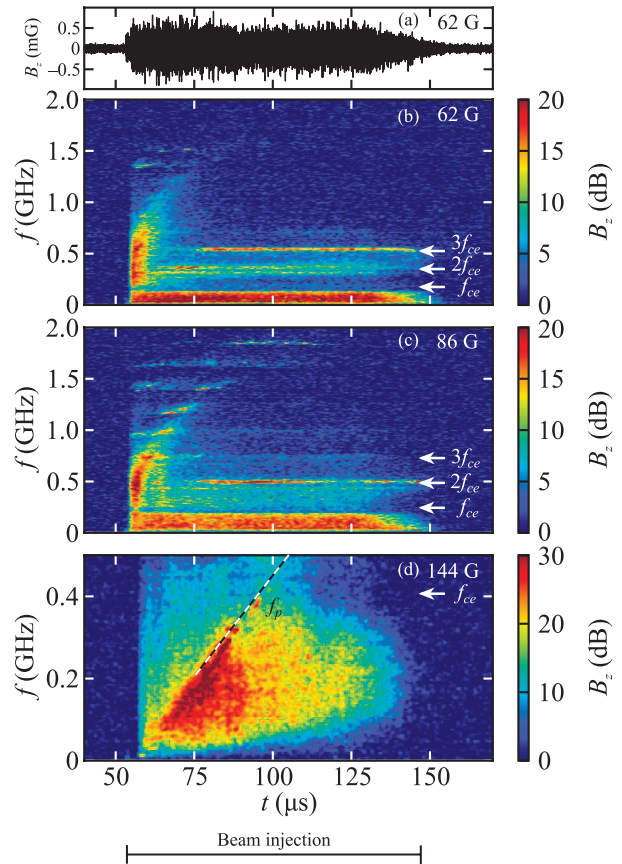


Рис. 3. (Цветной онлайн) Электромагнитные шумы, регистрируемые при ускоряющем напряжении $U_b = 250 \text{ В}$. (а) – Осциллограмма шумов в диапазоне частот 10–750 МГц (инжекция в фоновую плазму, $B_0 = 62 \text{ Гс}$, $f_{ce} = 174 \text{ МГц}$); спектрограммы шумов при инжекции в фоновую плазму; (б) – $B_0 = 62 \text{ Гс}$, $f_{ce} = 174 \text{ МГц}$; (с) – $B_0 = 86 \text{ Гс}$, $f_{ce} = 243 \text{ МГц}$; (д) – инжекция в нейтральный аргон, $B_0 = 144 \text{ Гс}$, $f_{ce} = 404 \text{ МГц}$. Гирогармоники отмечены стрелками; на панели (д) пунктиром показан ход плазменной частоты

пичное значение амплитуды шумов в полосе частот 10 – 750 МГц составляет 100–500 мкГс, пиковый уровень – около 1 мГс. Примеры динамических спектров (или спектрограмм) шумов в координатах “время–частота” приведены на рис. 3б–д. Все спектрограммы

при построении нормировались на амплитуду спектра шума в приемном тракте до начала инжекции.

Если плазма в начале инжекции электронов отсутствует либо ее концентрация соответствует условию $f_p < f_{ce}$ (режим разреженной плазмы), амплитуда шумов в каждый момент времени максимальна в окрестности f_p . На динамическом спектре формируется “плазменная линия” $f \simeq f_p(t)$, воспроизводящая временной ход N_e вплоть до выполнения условия $f_p \simeq f_{ce}$ (см. рис. 3d). Если электроны инжектируются в готовую плазму при условии $f_p > f_{ce}$ (режим плотной плазмы), на начальной стадии также присутствуют ярко выраженные динамические спектральные компоненты с нарастающими частотами, напоминающие “плазменную линию” (см. рис. 3b, c).

Более детально спектрограммы сигналов с дрейфом частоты в плотной плазме представлены на рис. 4. У отдельных элементов спектра частота воз-

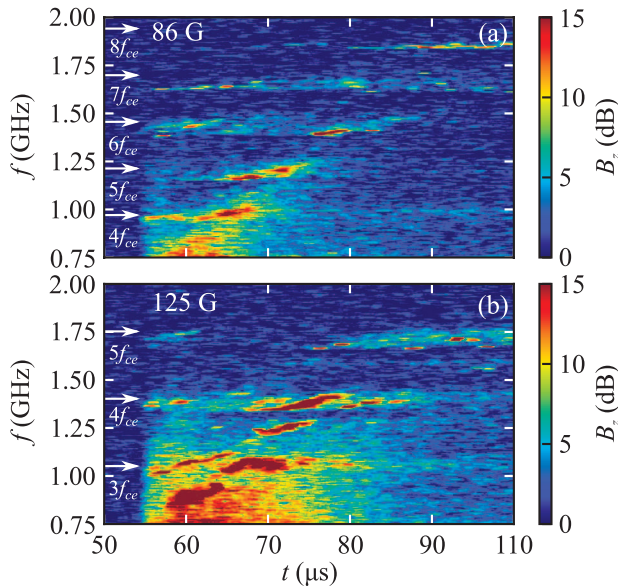


Рис. 4. (Цветной онлайн) Тонкая динамическая структура спектра сигналов в начале инжекции электронов в фоновую плазму. (a) – $B_0 = 86$ Гс, $f_{ce} = 243$ МГц; (b) – $B_0 = 125$ Гс, $f_{ce} = 350$ МГц. Гирогармоники отмечены стрелками

растает с темпом порядка 10 МГц/мкс; длительность таких элементов варьирует в диапазоне 3 – 10 мкс. С течением времени всплески возникают на все более высоких частотах, при этом общий ход динамического спектра приблизительно соответствует динамике $N_e(t)$ в магнитной трубке, опирающейся на катод. Согласно приводимым на рис. 2а данным зондовых измерений, f_p за первые 50 мкс инжекции электронов увеличивается с 1 до 2 ГГц, что соответствует

общему ходу интенсивности всплесков в частотно-временной области.

Спустя приблизительно 50 мкс после начала инжекции электронов в газ или плазму N_e устанавливается на квазистационарном уровне, соответствующем режиму плотной плазмы $f_p > (\gg) f_{ce}$. При этом регистрируется сплошной спектр шумов, ослабленный в окрестности гирочастоты f_{ce} (см. рис. 3b, c). Выше f_{ce} , в полосе непрозрачности плазмы для электромагнитного излучения, внутри электронного потока уверенно регистрируются узкополосные сигналы с частотами, близкими к гирогармоникам $2f_{ce}$, $3f_{ce}$, $4f_{ce}$ и т.д.

Усредненные по времени частотные спектры продольной (B_z) и поперечной (B_x) компонент магнитного шума внутри электронного потока и на его периферии приведены на рис. 5. Внутри электронного

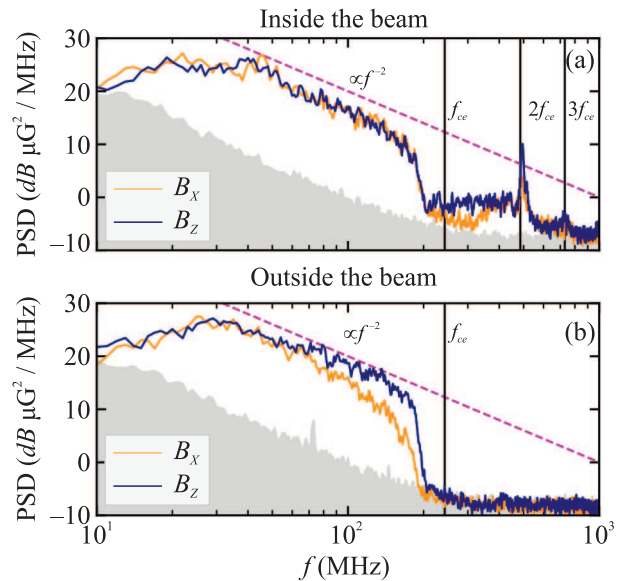


Рис. 5. (Цветной онлайн) Спектры продольной (B_z) и поперечной (B_x) компонент магнитных шумов экспериментах: (a) – внутри и (b) – вне электронного потока на отрезке времени 45 – 65 мкс после начала инжекции. $B_0 = 86$ Гс, $f_{ce} = 243$ МГц. Серым отмечен уровень шумов системы; вертикальными черными линиями отмечены первая и вторая гармоники электронной гирочастоты; пунктир – зависимость $PSD \propto f^{-2}$

потока компоненты B_z и B_x сопоставимы, их спектр мощности спадает по закону, близкому к $\propto f^{-2}$. На частотах $f > f_{ce}$ внутри электронного потока – в области источника – широкополосный шум также присутствует, но его уровень ниже, чем у сигналов на гирогармониках nf_{ce} . Вне электронного потока спектр имеет резкую границу $f \simeq f_{ce}$: шумы представляют

собой свистовые волны, излучаемые в окружающую плазму.

Обсудим более детально различные компоненты спектра электромагнитных сигналов.

Шумы сплошного спектра по своим свойствам близки к ранее описанной нами свистойой неустойчивости при сборе электронов из плазмы на электрод [16]. Во-первых, неравновесный (неустойчивый) характер шумов подтверждается тем, что их уровень на два порядка превышает оценку уровня тепловых шумов на рамочной антенне в плазме [21] – даже при выборе максимальной электронной температуры $T_e = 5$ эВ (см. рис. 2) и завышенной до $R_{\text{rad}} = 0.5$ Ом оценке сопротивления излучения антенны. По окончании инжекции электронов, на срезе импульса ускоряющего напряжения, шумы исчезают за время, не превышающее 10 мкс, что на один-два порядка меньше, чем характерное время релаксации T_e .

Во-вторых, геометрия электрического тока, возбуждаемого при инжекции электронов в замагниченную плазму, во многом повторяет структуру тока при сборе электронов из плазмы на высоковольтный электрод [16]. Ускоряющее напряжение прикладывается непосредственно между катодом и заземленной стенкой вакуумной камеры, однако вольтамперная характеристика (ВАХ) зонда Ленгмюра (рис. 2) показывает, что на расстоянии ~ 30 см от катода потенциал плазмы при подаче ускоряющего напряжения не изменяется. Косвенно это указывает на то, что все падение напряжения приходится на прикатодное пространство: фоновая плазма за счет своей высокой проводимости переносит потенциал стенки камеры в область $z < 30$ см. Максимальный гирорадиус ускоряемых вблизи катода электронов, соответствующий энергии 300 эВ и $B_0 \sim 50$ Гс, составляет $\rho_e \simeq 1$ см; гирорадиусы электронов с $T_e = 2-5$ эВ не превышают 1 мм. Во всем диапазоне энергий длина свободного пробега электронов, определяемая кулоновскими столкновениями, $l_e > 1$ м. Таким образом, электроны, ускоряемые в прикатодной области, сильно замагничены, а их гирорадиусы много меньше размеров катода. Поскольку поперечные размеры фоновой плазмы значительно превышают диаметр катода и заполняемой ускоренными электронами магнитной трубки, электрическая цепь может замыкаться только продольным электронным током, протекающим по плазме вдоль оси z . Такая геометрия воспроизводит описанную в [16] с точностью до направления движения электронов: в цитируемой работе – из плазмы к собирающему электроду (коллектору), в настоящей работе – от эмитирующего электрода (термоэлектрода) в плазму.

В-третьих, спектральные свойства шумов соответствуют картине из [16]: сигналы со сплошным спектром, ограниченным сверху частотой f_{ce} вне области генерации. Амплитуды шумов в работе [16] и в настоящем исследовании также согласуются. В [16] развивающаяся неустойчивость при полном токе собираемых из плазмы электронов $I \sim 100$ А и его плотности $j_z \sim 1$ А/см² приводила к генерации шумов с пиковой амплитудой порядка 10 мГс и среднеквадратичным уровнем 0.1–1 мГс. В данной работе полный ток эмитируемых электронов, проходящий через площадку того же сечения, оказывается приблизительно в 100 раз меньше, а амплитуда шумов, при похожих параметрах плазмы и частотной полосы, в $10 \div 30$ раз меньше. Поскольку электрические цепи не полностью эквивалентны, а детали пространственной структуры и динамики тока отличаются, такое соответствие следует признать хорошим и, более того, указывающим на близость механизмов генерации шумов со сплошным частотным спектром в результате развития токовой неустойчивости – как при сборе электронов из плазмы, так и при их эмиссии в плазму.

Свистовые шумы со сплошным спектром характерны для целого ряда пучково-плазменных экспериментов, моделирующих генерацию электромагнитных эмиссий в ионосфере и магнитосфере Земли [1, 9, 10]. С учетом результатов [16] и настоящей работы, можно говорить о едином механизме генерации свистовых шумов в системах с продольным током, характерном и для быстрых моноэнергетических электронных пучков [9, 10], и для потоков электронов с умеренной скоростью и большим разбросом по энергиям.

Сигналы на электронных гирогармониках также достаточно типичны для пучково-плазменных систем. Как правило, эти сигналы не связаны с возбуждением каких-либо собственных мод плазмы (например, квазиэлектростатических электронно-циклотронных волн), но представляют собой результат интерференции полей электронов, движущихся по спиральным траекториям, и регистрируются с помощью магнитных антенн только внутри электронного потока [21, 22]. Вне электронного потока излучение на гирогармониках отсутствует. Это отличает лабораторный эксперимент от упомянутых во введении космических наблюдений [13], где сигналы на гирогармониках, регистрируемые с помощью электрических антенн, объясняются неустойчивостью мод Бернштейна (электронных или ионных), в том числе, в условиях двойного плазменного резонанса.

С точки зрения моделирования физических явлений в околоземной плазме, особый интерес представляет генерация узкополосных всплесков с дрейфом частоты. В некоторых публикациях обстоятельство появления сигналов с дрейфом частоты, положительным (нарастающий тон) или отрицательным (убывающий тон) уже рассматривается как свидетельство подобия лабораторного эксперимента космическому наблюдению [23]. Вместе с тем, при учете нестационарных вариаций $N_e(t)$, вызванных дополнительной ионизацией нейтрального газа инжектируемыми электронами либо, наоборот, распадом плазмы, появление сигналов с дрейфующей частотой в полосе, соответствующей диапазону изменения электронной плазменной частоты $f_p(t)$, не столь удивительно. В частности, измерения зависимости от времени частоты спектральной линии, возбуждаемой инжектируемым в плазму слаботочным электронным пучком вблизи f_p , используются как метод прецизионной диагностики концентрации распадающейся плазмы [24]. В нашем эксперименте генерация узкополосных повышающихся тонов может быть обусловлена механизмами, характерными для нестационарного пучково-плазменного разряда, сопровождаемого возбуждением квазиэлектростатических (ленгмюровских) волн и сигналов на электронных гирогармониках [25]. Конечно, дать исчерпывающее объяснение тонкой структуры спектра, приводимого на рис. 4, на данном этапе не представляется возможным, однако связь этой структуры с нарастанием концентрации плазмы, сопровождаемым динамическим изменением электронной плазменной частоты и дисперсионных свойств плазмы в целом, однозначно прослеживается.

Для объяснения эффектов генерации шумоподобных и дискретных всплесков излучения в ряде пучково-плазменных экспериментов, нацеленных на лабораторное моделирование космических явлений, принято использовать те же механизмы взаимодействия электронов с волнами на циклотронном резонансе, которые привлекаются для интерпретации космических явлений [10, 23]. Однако описываемые в цитируемых работах исследования выполняются, как правило, в низкотемпературной аргоновой плазме, имеющей приблизительно те же параметры, что и на стенде “Крот”, включая концентрацию электронов и давление нейтрального газа, индукцию магнитного поля и масштабы области взаимодействия электронов с фоновой средой. Несмотря на очевидные проявления эффектов взаимодействия электронов с нейтральным газом, такие как, например, яркое оптическое свечение [23], возможное влияние эф-

фектов дополнительной ионизации нейтрального газа или распада плазмы на сигналы, генерируемые электронным потоком, в цитируемых работах в явном виде не обсуждается. При этом узкополосные сигналы свистового диапазона с понижением частоты, представленные в [23], имеют длительность около 1 мс, что соответствует характерному времени вариаций параметров плазмы, возможных в таком эксперименте. Поэтому, как нам кажется, дрейф частоты излучения, показанный в [23], естественно связать именно с нестационарностью среды, а не с нелинейным взаимодействием “волна-частица”.

Кратко полученные результаты можно представить следующим образом. Токовая неустойчивость, приводящая к возбуждению широкополосных сигналов в свистовом диапазоне, имеет достаточно универсальный характер; она наблюдается как при инжекции в плазму ускоренных электронов (с моноэнергетическим или размытым по энергиям спектром), так и при вытягивании электронов из плазмы продольным электрическим полем. Такая неустойчивость, наблюдаемая на различных лабораторных установках, должна проявляться и в околоземной плазме, в частности, в авроральной ионосфере. Кроме того, электроны, инжектируемые в замагниченную плазму, возбуждают узкополосные сигналы на электронных гирогармониках и на частотах, близких к локальному значению электронной плазменной частоты. В последнем случае при импульсной инжекции возможно появление сигналов с дрейфом частоты, вызванным динамикой плазмы в результате дополнительной ионизации нейтрального газа. Дополнительная ионизация может качественным образом изменять условия генерации электромагнитного излучения за счет изменения соотношений между резонансными частотами плазмы, создавать благоприятные условия для канализированного распространения волн [26], которое способствует повышению эффективности взаимодействий “волна-частица” в околоземной плазме, включая и активные эксперименты. Все эти эффекты необходимо учитывать при планировании и интерпретации результатов экспериментов в ионосфере, в том числе – с инжекцией импульсных электронных пучков с борта космических аппаратов.

В заключение следует отметить высокую значимость результатов лабораторного моделирования, полученных в работах [9, 10, 23] и др., которые, без сомнения, позволяют накапливать ценный экспериментальный материал, и на его базе создавать новые и развивать имеющиеся модели взаимодействия волн и частиц в ионосфере и магнитосфере.

Настоящий эксперимент по постановке не воспроизводит пучково-плазменные исследования из цитируемых работ до деталей, в первую очередь – по энергиям электронов, составляющих в этих работах несколько кэВ, и по качеству электронного пучка. Очевидно, однако, что без получения исчерпывающей диагностической информации о плазме и критического анализа всех особенностей лабораторного эксперимента, включая такие дополнительные факторы как рассмотренная здесь нестационарная дополнительная ионизация нейтрального газа, выводы о подобии эффектов генерации всплесков излучения со сложным спектральным составом в лаборатории и в космосе следует делать с большой осторожностью.

Финансирование. Эксперименты проведены с использованием уникальной научной установки “Комплекс крупномасштабных геофизических стендов ИПФ РАН” (УНУ ККГС). Экспериментальные исследования и обработка результатов выполнены в рамках государственного задания ИПФ РАН # FFUF-2021-0028. Анализ результатов применительно к моделированию взаимодействия волн и частиц в околоземной плазме выполнен М. Е. Гуциным и А. Г. Демеховым при поддержке Российского научного фонда (проект # 21-12-00385).

Конфликт интересов. Отсутствует.

1. R. L. Stenzel, J. of Geophys. Res. **82**, 4805 (1977).
2. Х. Альвен, К.-Г. Фельтхаммар, *Космическая электродинамика: Основные принципы*, МИР, М. (1967).
3. R. A. Helliwell, *Whistlers and Related Ionospheric Phenomena*, Stanford University Press, California (1965).
4. M. Starodubtsev, and C. Krafft, Phys. Rev. Lett. **83**, 1335 (1999).
5. W. J. Burtis and R. A. Helliwell, Phys. Status Solidi **24**, 1007 (1976).
6. X.-J. Zhang, A. G. Demekhov, Y. Katoh, D. Nunn, X. Tao, D. Mourenas, Y. Omura, A. V. Artemyev, and V. Angelopoulos, J. Geophys. Res. Space Phys. **126**, e2021JA029330 (2021).
7. А. Г. Шалашов, А. В. Водопьянов, С. В. Голубев, А. Г. Демехов, В. Г. Зорин, Д. А. Мансфельд, С. В. Разин, Письма в ЖЭТФ **84**, 375 (2006) [A. G. Shalashov, A. V. Vodopyanov, S. V. Golubev, A. G. Demekhov, V. G. Zorin, D. A. Mansfeld, and S. V. Razin, JETP Lett. **84**, 314 (2006)].
8. M. E. Viktorov, A. G. Shalashov, E. D. Gospodchikov, N. Yu. Semin, and S. V. Golubev, Phys. Plasmas **27**, 062104 (2020).
9. X. An, B. van Compernelle, J. Bortnik, R. M. Thorne, L. Chen, and W. Li, Geophys. Res. Lett. **43**, 2413 (2016).
10. B. van Compernelle, X. An, J. Bortnik, R. M. Thorne, P. Pribyl, and W. Gekelman, Plasma Phys. Control. Fusion **59**, 014016 (2017).
11. S. N. Walker, A. G. Demekhov, S. A. Boardsen, N. Y. Ganushkina, D. G. Sibeck, and M. A. Balikhin, J. Geophys. Res. Space Phys. **121**, 9701 (2016).
12. N. P. Meredith, R. B. Horne, R. M. Thorne, and R. R. Anderson, J. Geophys. Res. **114**, A07218 (2009).
13. R. M. Thorne, B. Ni, X. Tao, R. B. Horne, and N. P. Meredith, Nature **467**, 943 (2010).
14. V. V. Zheleznyakov and E. Y. Zlotnik, Sol. Phys. **44**, 461 (1975).
15. М. Е. Викторов, С. В. Голубев, В. В. Зайцев, Д. А. Мансфельд, Изв. Вузов. Радиофизика, **57**, 947 (2014) [M. E. Viktorov, S. V. Golubev, V. V. Zaitsev, and D. A. Mansfeld, Radiophys. Quantum Electron. **57**, 849 (2014)].
16. И. Ю. Зудин, М. Е. Гуцин, Н. А. Айдакина, С. В. Коробков, А. В. Стриковский, Письма в ЖЭТФ, **113**, 92 (2021) [I. Yu. Zudin, M. E. Gushchin, N. A. Aidakina, S. V. Korobkov, and A. V. Strikovskiy, JETP Lett. **113**, 86 (2021)].
17. Н. А. Айдакина, А. Г. Галка, В. И. Гундорин, М. Е. Гуцин, И. Ю. Зудин, С. В. Коробков, А. В. Костров, К. Н. Лоскутов, М. М. Могилевский, С. Э. Привер, А. В. Стриковский, Д. В. Чугунин, Д. В. Янин, Геомагнетизм и Аэрономия, **58**, 331 (2018) [N. A. Aidakina, A. G. Galka, V. I. Gundorin, M. E. Gushchin, I. Yu. Zudin, S. V. Korobkov, A. V. Kostrov, K. N. Loskutov, M. M. Mogilevskiy, S. E. Priver, A. V. Strikovskiy, D. V. Chugunin, and D. V. Yanin, Geomagnetism and Aeronomy **58**, 314 (2018)].
18. R. L. Stenzel, Rev. Sci. Instr. **47**, 603 (1976).
19. B. Van Compernelle, X. An, J. Bortnik, R. M. Thorne, P. Pribyl, and W. Gekelman, Phys. Rev. Lett. **114**, 245002 (2015).
20. B. Van Compernelle, X. An, J. Bortnik, R. M. Thorne, P. Pribyl, W. Gekelman, Phys. Rev. Lett. **117**, 059901 (2016).
21. G. Golubyatnikov, and R. L. Stenzel, Phys. Fluids B: Plasma Phys. **5**, 3122 (1993).
22. R. L. Stenzel, and G. Golubyatnikov, Phys. Fluids B: Plasma Phys. **5**, 3789 (1993).
23. E. M. Tejero, C. Crabtree, D. D. Blackwell, W. E. Amatucci, G. Ganguli, and L. Rudakov, Phys. Plasmas **23**, 055707 (2016).
24. R. L. Stenzel, Phys. Fluids B. **1**, 1369 (1989).
25. Е. Г. Шустин, Физика плазмы, **47**, 518 (2021) [E. G. Shustin, Plasma Phys. Rep. **47**, 536 (2021)].
26. Ю. Н. Агафонов, В. С. Бажанов, В. Я. Исякаев, Г. А. Марков, А. А. Похунков, Ю. В. Чугунов, С. А. Кулиستиков, Письма в ЖЭТФ **52**, 1127 (1990) [Yu. N. Agafonov, V. S. Bazhanov, V. Ya. Isyakaev, G. A. Markov, A. A. Pokhunkov, Yu. V. Chugunov, and S. A. Kulistikov, JETP Lett. **52**, 530 (1990)].