

УДК 533.9

ЛАБОРАТОРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ С МАГНИТОАКТИВНОЙ ПЛАЗМОЙ

*М. В. Стародубцев*¹, *К. Краффт*²

¹ Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород, Россия

² LPMI, Ecole Polytechnique, Palaiseau, France

В работе излагаются результаты лабораторных экспериментов по исследованию механизмов взаимодействия электронных пучков с волнами свистового диапазона частот в магнитоактивной плазме. Исследованы различные механизмы генерации свистовых волн при инжекции модулированного электронного пучка в плазму и продемонстрирован механизм конверсии кинетической энергии пучка в излучение. Подробно изучены процессы генерации свистовых волн на черенковском и доплеровском резонансах с модулированным пучком. Исследовано возбуждение свистовых волн с помощью нерезонансного механизма переходного излучения.

ВВЕДЕНИЕ

Взаимодействие потоков заряженных частиц с околоземной плазмой активно изучается в течение нескольких десятилетий в связи с многочисленными задачами физики ближнего космоса. В число этих задач входят, в частности, исследование механизмов генерации разнообразных космических радиоизлучений, имеющих как естественное происхождение, так и возникающих в ходе активного воздействия на околоземную плазму, выяснение механизмов высыпания энергичных частиц в ионосферу и пр. Отметим, что в околоземной плазме присутствуют достаточно интенсивные потоки энергичных заряженных частиц естественного происхождения: в магнитосфере Земли они существуют в виде радиационных поясов и солнечного ветра, в ионосферной же плазме существование подобных потоков связано, в первую очередь, с высыпаниями энергичных частиц из магнитосферы [1]. Кроме того, потоки быстрых частиц могут формироваться и в результате какого-либо активного воздействия на околоземную плазму, например, в ходе нагревного воздействия на ионосферу Земли мощным радиоизлучением [2]. Кроме того, электронные пучки могут быть непосредственно инжектированы в ионосферу с борта космических аппаратов в ходе активных космических экспериментов. Последние вызывают значительный интерес, связанный, в первую очередь, с возможностью целенаправленно воспроизвести ряд космических явлений путём пропускания через плазму искусственно сформированных пучков заряженных частиц [3–5]. Кроме того, эксперименты с инжекцией электронных пучков в плазму могут быть стимулированы и целым рядом других приложений. К их числу относятся, например, измерение откликов плазмы на инжекцию пучка с заданными и хорошо известными параметрами, что может служить своеобразной «калибровкой» для естественных плазменных процессов. Электронные пучки могут применяться и для зондирования геомагнитных силовых линий [4], а также, например, для измерения электрических полей в плазме.

Большой класс задач, решаемых с помощью активных экспериментов по инжекции пучков ускоренных частиц в ионосферную плазму, связан с исследованием механизмов возбуждения волновых полей в ходе пучково-плазменного взаимодействия [6]. Особенный интерес при этом вызывают задачи генерации низкочастотных волн свистового диапазона [3]. Дело в том, что свистовые волны являются одними из наиболее интенсивных электромагнитных волн, существующих в околоземной плазме [7]; нелинейное взаимодействие свистовых волн с последней отвечает

за формирование целого ряда явлений, таких как, например, высыпания быстрых частиц в верхнюю атмосферу и возбуждение полярных сияний [8–10], генерация различных магнитосферных шумов [11, 12] и триггерных излучений [13] и т. п. Постановка многих активных космических экспериментов направлена на выяснение механизмов возбуждения свистовых волн в естественных условиях и их взаимодействие с различными компонентами плазмы. Однако для исследования механизмов их нелинейного взаимодействия с магнитосферной плазмой требуется возбуждать поля достаточно большой амплитуды, что сопряжено со значительными техническими трудностями. Так, мощность низкочастотных наземных передатчиков, используемых для стимулирующего воздействия на магнитосферу Земли, достигает сотен киловатт, размеры же используемых антенных систем составляют десятки километров [14]. Тем не менее, эффективность подобных излучающих станций оказывается чрезвычайно низкой, что связано как с проводящими свойствами земной поверхности, так и с сильным поглощением волн в ионосфере Земли. Таким образом, возможности для увеличения амплитуды свистовых волн, возбуждаемых с помощью наземных передатчиков, практически исчерпаны. С другой стороны очевидно, что процесс возбуждения свистовых волн непосредственно в верхней ионосфере свободен от целого ряда ограничений, присутствующих при возбуждении наземными источниками: волны не поглощаются в нижней ионосфере, их длины существенно меньше, чем в случае наземного передатчика и, наконец, их локализация в пространстве может быть существенно выше. В результате по своему воздействию на магнитосферную плазму передатчик с мощностью порядка 10 кВт, расположенный на борту космического аппарата, эквивалентен наземному передатчику мощностью несколько мегаватт [15].

Наиболее очевидным способом возбуждения низкочастотных свистовых волн в верхней ионосфере является использование антенных систем, размещённых на спутниках. Однако характерные размеры таких антенн должны составлять несколько десятков и даже сотен метров, что затрудняет их использование; кроме того, при увеличении подводимой к антенне мощности в её ближних полях развиваются нелинейные эффекты, существенно модифицирующие параметры окружающей плазмы. Вследствие этих ограничений использование бортовых антенн для исследования нелинейного взаимодействия свистовых волн с околоземной плазмой до настоящего времени не увенчалось успехом.

Альтернативным способом возбуждения низкочастотных волн в околоземной плазме является инжекция пучков заряженных частиц с борта космического аппарата. В подобных экспериментах было показано, что пучки могут удаляться от области инжекции на расстояния в тысячи километров [4]. Исследованию возможности использования подобных вытянутых структур для возбуждения низкочастотных излучений посвящена обширная литература [3]. Для увеличения эффективности возбуждения свистовых волн электронным пучком, инжектируемым в плазму, представляется естественным использовать модуляцию плотности пучка на требуемой частоте. Действительно, такой протяжённый, периодически модулированный электронный пучок может рассматриваться как своеобразная антенна, пригодная для возбуждения низкочастотных волн в ионосфере и магнитосфере Земли. Отметим, что возможность увеличения эффективности генерации свистовых волн с помощью модуляции плотности пучка была косвенно продемонстрирована в ходе совместного советско-французского активного космического эксперимента ARAKS (Artificial Radiation and Aurora at Kerguelen and Soviet Union), в ходе которого было установлено, что низкочастотное излучение создаётся в основном передним фронтом пучка.

В настоящей работе приводится обзор лабораторных экспериментов, направленных на исследование механизмов когерентного возбуждения волн электронным пучком с модулированной плотностью [16–24]. Основное внимание в этих экспериментах обращалось на механизмы генерации свистовых волн как в области инжекции пучка [16, 21], так и вдали от неё [18, 19, 24]; исследовалась возможность возбуждения волн свистового диапазона с различными направлениями

волновых векторов; изучались вопросы энергообмена между электронным пучком и волной [24], а также некоторые физические процессы, сопровождающие инжекцию электронного пучка в плазму, например формирование виртуального катода, и их влияние на процесс возбуждения волн [20]. В подобной постановке экспериментальное исследование взаимодействия электронного пучка с плазмой в этих работах было выполнено впервые. Отметим, что в обширной научной литературе, посвящённой исследованию процессов пучково-плазменного взаимодействия, основное внимание уделялось неустойчивостям немодулированного электронного пучка. Были исследованы различные электростатические пучковые неустойчивости, приводящие к возбуждению волн в окрестности гармоник электронно-циклотронной [25], плазменной [26] и верхнегибридной [27, 28] частот. Много работ посвящено нелинейному взаимодействию интенсивных пучков с плазмой, в частности, пучково-плазменному разряду [29]. Исследовалось также возбуждение шумов свистового диапазона частот при распространении электронного пучка в плазме [30].

1. ПАРАМЕТРЫ ЛАБОРАТОРНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Лабораторное исследование взаимодействия электронных пучков с магнитоактивной плазмой проводилось на экспериментальном стенде с длиной 90 см и диаметром 70 см [16, 19, 20] (рис. 1). Плазма создавалась в атмосфере аргона при давлении 10^{-3} Торр. Максимальная концентрация плазмы, достигаемая в процессе разряда, составляла 10^{12} см $^{-3}$. Эксперименты проводились в режиме распадающейся плазмы при температуре электронов порядка 0,2 эВ и напряжённости внешнего магнитного поля от 50 до 500 эрстед.

Электронная пушка представляла собой триод с оксидным нагреваемым катодом, управляющей сеткой и сетчатым анодом. Параметры электронного пучка были следующими: диаметр 1 см, энергия электронов пучка 300 эВ, максимальный ток пучка 5 мА, частота модуляции пучка от 20 до 500 МГц. В экспериментах использовался в основном режим глубокой модуляции, когда к управляющей сетке электронной пушки прикладываются одновременно постоянное отрицательное смещение и высокочастотное модулирующее напряжение. В подобном режиме инжектируемый пучок представляет собой набор коротких электронных сгустков с длительностью порядка нескольких наносекунд, что соответствует продольной длине сгустка порядка нескольких сантиметров. Спектральный анализ тока пучка показывает, что при этом высокие гармоники частоты модуляции имеют значительные амплитуды.

В ряде экспериментов исследовалось также возбуждение свистовых волн отдельным импульсным электронным пучком. В этом режиме происходила инжекция в плазму отдельных импульсных пучков с длительностью порядка 10 нс.

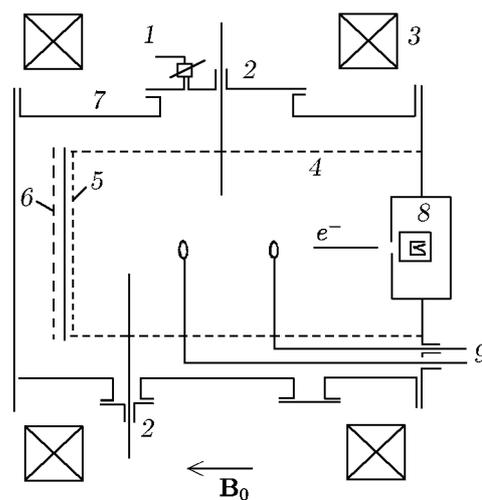


Рис. 1. Схематический вид экспериментальной установки. Здесь 1 — напуск аргона, 2 — зонды Ленгмюра, 3 — катушка Гельмгольца, 4 — плазма, 5 — сетка, 6 — нагреватель катода, 7 — катод, 8 — электронная пушка, 9 — рамочные антенны

2. МЕХАНИЗМЫ ВОЗБУЖДЕНИЯ СВИСТОВЫХ ВОЛН МОДУЛИРОВАННЫМ ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ

2.1. Вторжение электронного пучка в плазму. Переходное излучение

Вторжение электронного пучка в лабораторную или околоземную плазму представляет собой достаточно сложный процесс, включающий формирование возвратного тока электронов плазмы, нейтрализацию положительного заряда инжектора, модификацию плазмы в окрестности электронной пушки и прочие явления, дающие возможность электронному пучку удалиться от инжектора и распространяться в плазменном объёме.

Физические процессы, развивающиеся в области инжекции электронного пучка в плазму, т. е. на выходе электронной пушки, границе плазменного объёма и т. п., оказывают существенное влияние на его результирующие параметры. В данном разделе мы остановимся на формировании электромагнитного отклика плазмы на вторжение в неё электронного пучка [16, 17, 20, 21]. Электронные сгустки, из которых состоит модулированный пучок, вторгаются в плазму, пересекая металлическую поверхность, т. е. стенку плазменной камеры или летательного аппарата. Перераспределение электромагнитных полей электронного сгустка, соответствующее этому процессу, приводит к появлению так называемого переходного излучения, источник которого, в первом приближении, может быть смоделирован эквивалентным электрическим диполем, образованным электронным сгустком и его изображением, формирующимся проводящей стенкой камеры. Таким образом, характеристики переходного излучения при инжекции модулированного электронного пучка в плазму качественно соответствуют характеристикам излучения некоторого локализованного осциллятора, расположенного вблизи точки инжекции пучка. Полная же диаграмма направленности излучения при взаимодействии модулированного пучка с плазмой соответствует, вообще говоря, суперпозиции резонансного излучения свистовых волн всей длиной пучка и переходного излучения, связанного с точкой инжекции.

Отметим, что инжекция плотного электронного пучка в плазму приводит к формированию виртуального катода в окрестности точки инжекции [20]. В результате стагнации пучка в области виртуального катода заряд, накапливающийся в этой области, значительно возрастает, что может привести к заметному увеличению вклада переходного излучения в общее излучение электронного пучка вследствие увеличения дипольного момента эквивалентного электрического диполя.

Отметим также, что формирование виртуального катода может при определённых условиях приводить к изменению питч-угла инжекции пучка: пучок, вылетающий из электронной пушки под некоторым питч-углом, тормозится в области виртуального катода, после чего переускоряется, вообще говоря, под несколько другим питч-углом. Так, например, если длина, на которой формируется виртуальный катод, становится сравнимой с гирорадиусом пучка или превышает его, то пучок переускоряется практически вдоль внешнего магнитного поля [20].

2.2. Резонансные механизмы возбуждения свистовых волн

Дисперсионное соотношение для волн свистового диапазона частот в случае плотной плазмы, т. е. при $\omega_p/\omega_c \gg 1$, для углов θ между внешним магнитным полем \mathbf{B}_0 и волновым вектором \mathbf{k} , не слишком близких к $\pi/2$, имеет вид

$$n^2 = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega - \omega_c \cos \theta)}, \quad (1)$$

где ω — частота излучения, $\omega_p = \sqrt{4\pi N_e e^2/m}$ — плазменная частота, $\omega_c = 2\pi f_c = eB_0/(mc)$ — электронная циклотронная частота, c — скорость света, N_e — концентрация электронов плазмы, B_0 — напряжённость внешнего магнитного поля, e и m — заряд и масса электрона. Условие резонанса между волной и пучком в общем виде может быть записано в форме

$$\omega + l\omega_c = k_{\parallel} V_{b\parallel}, \quad (2)$$

где $V_{b\parallel}$ — продольная скорость электронного пучка, k_{\parallel} — продольное волновое число, $l = 0$ соответствует черенковскому резонансу, $l < 0$ — нормальным и $l > 0$ — аномальным доплеровским резонансам, т. е. циклотронным резонансам электронного пучка с волной, сдвинутым за счёт нормального или аномального эффекта Доплера. Резонанс между модулированным пучком и свистовыми волнами иллюстрируется рис. 2 для нескольких значений концентрации плазмы, величина же внешнего магнитного поля и частота модуляции пучка при этом фиксированы. Как видно из рисунка, волны свистового диапазона частот характеризуются раскрытой поверхностью волновых векторов. Резонансные условия для случаев $l = 0$ и $l = -1$ отмечены горизонтальными линиями. Видно, что условия как черенковского, так и доплеровского резонансов выполняются только при концентрациях плазмы, ниже соответствующего критического значения. Действительно, в плотной плазме (случай концентрации n_{e1} на рис. 2) поверхность волновых векторов не пересекает линию $k_{\parallel}^{\text{Ch}}$ и, соответственно, условия черенковского резонанса не выполнены. Поверхность волновых векторов пересекается с линией $k_{\parallel}^{\text{Ch}}$ только начиная с некоторой критической концентрации (n_{e2} на рис. 2). В дальнейшем будем обозначать критические концентрации для черенковского резонанса как N_e^{Ch} , а для доплеровского — как N_e^{D} . При концентрациях порядка критической черенковский резонанс выполняется только для квазипродольных свистовых волн. При уменьшении концентрации резонансные условия выполняются для свистовых волн, распространяющихся под углом к B_0 , а в очень разреженной плазме — для волн, распространяющихся вдоль направления резонансных конусов. Аналогичные рассуждения применимы и к условиям доплеровского резонанса. Отметим также, что ряд параметров свистовой волны, возбуждаемой за счёт черенковского резонанса с модулированным электронным пучком — частота, продольная длина волны, продольная фазовая скорость — не зависят от параметров окружающей плазмы и определяются лишь параметрами пучка, т. е. продольной скоростью и частотой модуляции. В случае же доплеровского резонанса перечисленные параметры возбуждаемой волны зависят также и от величины внешнего магнитного поля, но по-прежнему не зависят от плотности окружающей плазмы.

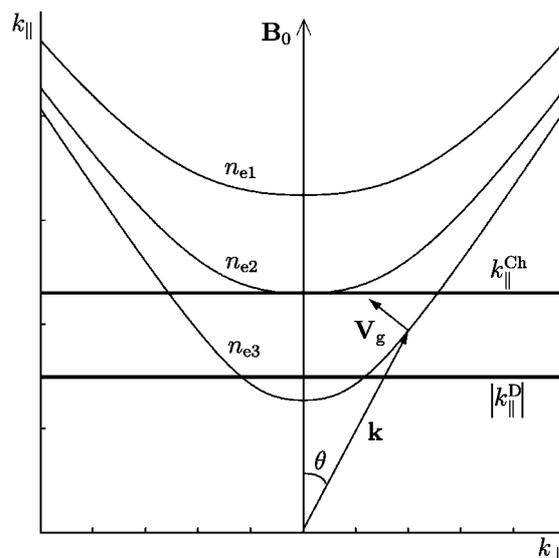


Рис. 2. Поверхности волновых векторов, т. е. зависимость продольного волнового числа k_{\parallel} от поперечного волнового числа k_{\perp} , в свистовом диапазоне частот при различных концентрациях плазмы; равенства $k_{\parallel}^{\text{Ch}} = \omega/V_{b\parallel}$ и $|k_{\parallel}^{\text{D}}| = (\omega_c - \omega)/V_{b\parallel}$ представляют условия черенковского и доплеровского резонансов соответственно. Представлен случай $\omega > \omega_c/2$, который и будет в основном анализироваться в дальнейшем [19]

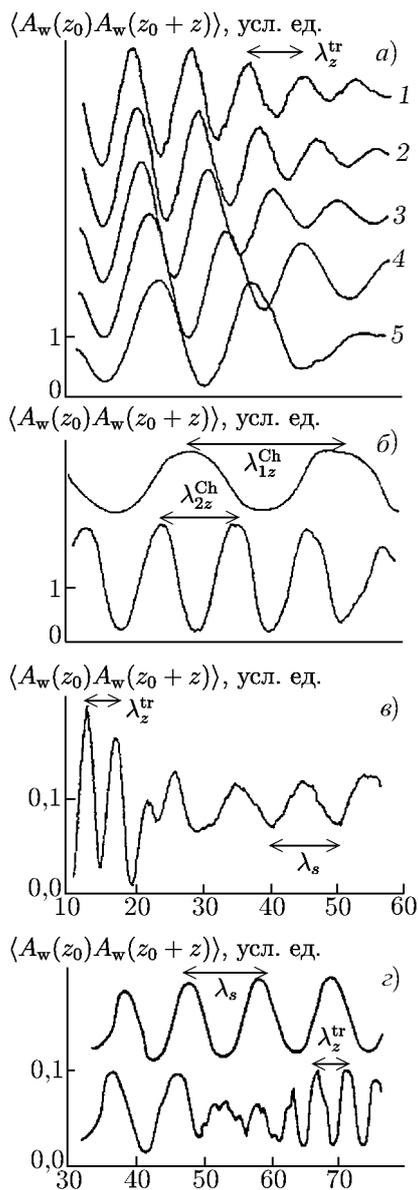


Рис. 3. Интерферограммы свистовых волн, возбуждаемых модулированным электронным пучком при $f_m = 50$ МГц, $B_0 = 60$ Гц, $E_b = 300$ эВ. $A_w(z)$ — сигнал с приёмной рамочной антенны. (а) — переходное излучение, измеренное в плотной плазме, т. е. в условиях, когда концентрация электронов N_e больше критической концентрации $N_e^{Ch}(f_m) \approx 7,5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$. $\lambda_{||}^{tr} \approx 8,3$ см при $N_e \approx 3,8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ (кривая 1), $\lambda_{||}^{tr} \approx 9$ см при $N_e \approx 3,2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ (2), $\lambda_{||}^{tr} \approx 9,8$ см при $N_e \approx 2,7 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ (3), $\lambda_{||}^{tr} \approx 11,3$ см при $N_e \approx 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ (4), $\lambda_{||}^{tr} \approx 13,8$ см при $N_e \approx 1,4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ (5); (б) — черенковское излучение, измеренное при $N_e \approx 3 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$: верхняя кривая — первая гармоника частоты модуляции $f = f_m$, $\lambda_{1||}^{Ch} \approx 20$ см; нижняя кривая — вторая гармоника частоты модуляции $f = 2f_m$, $\lambda_{2||}^{Ch} \approx 10$ см. (в) — переходное излучение, измеренное на второй гармонике частоты модуляции $f = 2f_m$ при концентрации электронов $N_e \approx 4,3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ больше критического значения $N_e^{Ch}(2f_m) \approx 7,3 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$. Одновременно с переходным излучением наблюдается поверхностная (баллистическая) волна электронного пучка, прижатая к поверхности пучка. (г) — переходное излучение от точки абсорбции модулированного пучка при $N_e \approx 4,3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$: нижняя кривая — пучок собирается многосеточным анализатором, верхняя кривая — в отсутствие анализатора

3. ЛАБОРАТОРНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ВОЗБУЖДЕНИЯ СВИСТОВЫХ ВОЛН МОДУЛИРОВАННЫМ ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ С ПОМОЩЬЮ ПЕРЕХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Для того, чтобы эффективно исследовать различные механизмы возбуждения свистовых волн модулированным электронным пучком, необходимо иметь возможность, управляя параметрами эксперимента, подавлять ненужные механизмы генерации. Действительно, одновременное возбуждение свистовых волн с помощью разных механизмов генерации приводит к возникновению весьма сложной картины волновых полей в плазменном объёме и к затруднениям при интерпретации данных эксперимента. Из анализа условий черенковского и доплеровского резонансов следует, что в плотной плазме, т. е. при концентрациях выше соответствующего критического

значения, резонансного возбуждения свистовых волн модулированным пучком не происходит. Следовательно, в этой области параметров можно исследовать переходное излучение модулированного пучка в его невозмущённом виде.

Как отмечалось выше, черенковское и переходное излучения можно экспериментально различить с помощью измерения продольных длин волн $\lambda_{\parallel}^{\text{Ch}}$ и $\lambda_{\parallel}^{\text{tr}}$. Действительно, продольная длина волны черенковского излучения не зависит от параметров фоновой плазмы и равна пространственной длине модуляции пучка $2\pi/(nk_b)$, т. е. $\lambda_{n\parallel}^{\text{Ch}} = 2\pi/(nk_b) = V_{b\parallel}/(lf_m)$, где $f_m \equiv 1/T_{\text{rp}}$, T_{rp} — период модуляции пучка, l — номер рассматриваемой гармоники f_m . С другой стороны, эквивалентный осциллирующий

электрический диполь, расположенный в окрестности точки инжекции пучка, возбуждает широкий пространственный спектр свистовых волн, распространяющихся с различными продольными длинами волн $\lambda_{\parallel}^{\text{tr}}$, зависящими от параметров окружающей плазмы. На рис. 3а представлены интерферограммы свистовых волн в плотной плазме, т. е. в условиях, когда возможно только переходное излучение. Оказывается, что свойства свистовых волн, возбуждаемых модулированным пучком в этом режиме, типичны для волн, генерируемых локализованным источником: во-первых, $\lambda_{\parallel}^{\text{tr}}$ растёт с уменьшением концентрации плазмы, см. рис. 3а, и совпадает с длиной волны квазипродольной свистовой волны. Во-вторых, амплитуда возбуждаемых волн уменьшается с удалением от точки инжекции пучка в плазму, что связано с расходящейся диаграммой направленности переходного излучения. Кроме того, продольная длина волны переходного излучения в плотной плазме, т. е. при концентрациях выше критической, всегда короче продольной длины волны свистовых волн, возбуждаемых при черенковском резонансе, $\lambda_{1\parallel}^{\text{Ch}}$, ср. рис. 3а и верхнюю кривую на рис. 3б. Все перечисленные свойства свистовых волн, излучаемых в плотной плазме, свидетельствуют о переходном механизме их возбуждения.

На рис. 3б представлена интерферограмма свистовой волны, возбуждаемой с помощью переходного механизма на второй гармонике частоты модуляции пучка ($f = 2f_m = 100$ МГц, $B_0 = 60$ Гс, $E_b = 300$ эВ). Видно, что амплитуда переходного излучения на второй гармонике очень мала по сравнению с излучением на f_m , ср. с рис. 3а, хотя амплитуда второй гармоники в токе

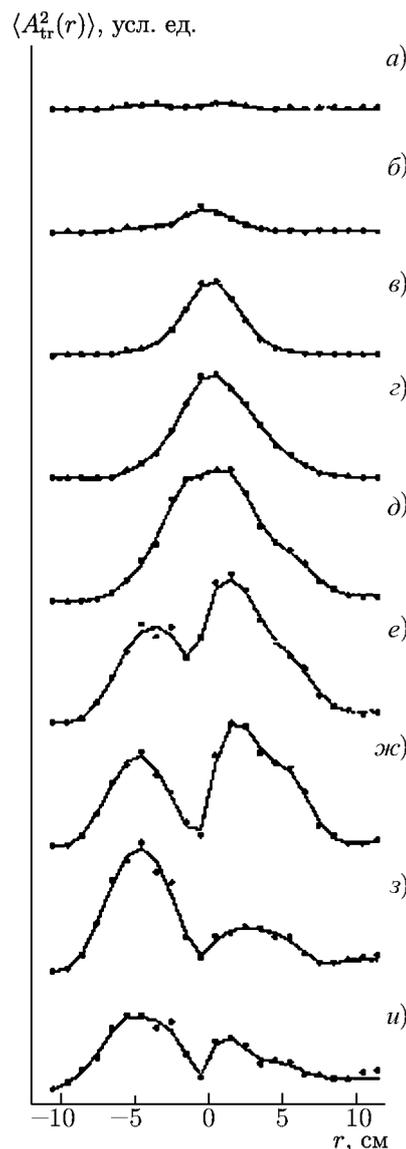


Рис. 4. Диаграмма направленности переходного излучения модулированного электронного пучка при разных концентрациях плазмы: (а) — $N_e = 6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$, (б) — $N_e = 4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$, (в) — $N_e = 2,6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$, (г) — $N_e = 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$, (д) — $N_e = 1,1 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$, (е) — $N_e = 7,8 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$, (ж) — $N_e = 6,7 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$, (з) — $N_e = 5,8 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ и (и) — $N_e = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$

пучка достаточно значительна. Кроме того, на интерферограмме видна электростатическая, т. е. баллистическая, мода модулированного пучка с продольной длиной волны $\lambda_s \approx 10$ см; она представляет собой поверхностную волну пучка, которая не может распространяться в плазменном объёме при данных параметрах окружающей плазмы и, таким образом, локализована вблизи поверхности пучка на расстояниях, меньших, чем $1/\text{Im}(k_\perp) \approx c/\omega_p$. Концентрация плазмы на рис. 3в составляет $N_e \approx 4,3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$, т. е. значительно больше, чем критическое значение $N_e \approx 7,3 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$, что соответствует случаю невозмущённого переходного излучения. Очевидно, что длина поверхностной волны λ_s совпадает с длиной волны черенковского излучения, ср. рис. 3в и нижнюю кривую на рис. 3б. Отметим, что отсутствие электростатических поверхностных волн пучка в интерферограммах, представленных на рис. 3а, связано с высокой эффективностью переходного излучения на первой гармонике частоты модуляции f_m : амплитуда свистовых волн, возбуждаемых переходным излучением на частоте f_m , значительно превышает амплитуду электростатической волны пучка.

Переходное излучение возбуждает волны свистового частотного диапазона не только в процессе инжекции модулированного пучка в плазму, но также и в процессе его абсорбции. На рис. 3г (нижняя кривая) представлена интерферограмма переходного излучения в плотной плазме, источник которого локализован вблизи точки абсорбции электронного пучка многосеточным анализатором. Как и на рис. 3в видна поверхностная волна модулированного пучка с длиной $\lambda_s \approx 10$ см и переходное излучение с длиной волны $\lambda_{\parallel}^{\text{tr}} \approx 4,4$ см. На верхней кривой приведены интерферометрические измерения, выполненные при тех же параметрах плазмы, но в отсутствие абсорбции пучка. В этом случае наблюдается лишь поверхностная электростатическая волна модулированного пучка.

Диаграмма направленности переходного излучения от точки инжекции модулированного пучка в плазму представлена на рис. 4 для различных концентраций плазмы. Начиная с концентраций порядка $N_e \approx 4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ появляется заметное переходное излучение, имеющее узкую диаграмму направленности, ориентированную в основном вдоль внешнего магнитного поля, рис. 4б, в. При уменьшении концентрации фоновой плазмы происходит увеличение характерной ширины диаграммы направленности переходного излучения, см. рис. 4г, д, что соответствует возбуждению более широкого углового спектра волн. При низких концентрациях диаграмма направленности становится ещё шире и пространственное распределение возбуждаемых свистовых волн характеризуется двумя максимумами, см. рис. 4е–и, что связано с преимущественным возбуждением квазиэлектростатических волн. Дальнейшее уменьшение концентрации плазмы приводит к формированию пространственной структуры типа резонансных конусов. Представленные результаты хорошо соответствуют картине возбуждения свистовых волн с помощью локализованных антенных источников [31, 32]: при низких концентрациях плазмы диаграмма направленности источника характеризуется резонансными конусами, а при высоких концентрациях — максимумом в направлении внешнего магнитного поля.

3.1. Частотный спектр переходного излучения

Выше уже отмечалась аномально низкая амплитуда второй гармоники переходного излучения модулированного электронного пучка. Действительно, из рис. 5, на котором чёрным цветом изображён частотный спектр тока модулированного электронного пучка I_b , видно, что в токе пучка присутствуют высшие гармоники f_m . В свою очередь, частотный спектр переходного излучения свистовых волн, измеренный в плотной плазме, т. е. при $N_e > N_e^{\text{Ch}}(lf_m)$, и изображённый белым цветом, демонстрирует, что в плазме не происходит сколько-нибудь существенного возбуждения волн на высших гармониках частоты модуляции. Так, если амплитуды второй и третьей гармо-

ник тока пучка, нормированные на амплитуду его первой гармоники, I_{b2}/I_{b1} и I_{b3}/I_{b1} , равны 0,8 и 0,15 соответственно, то нормированные амплитуды переходного излучения на второй и третьей гармониках, A_{w2}/A_{w1} и A_{w3}/A_{w1} , не превышают 0,1 и 0,01 соответственно.

Данный эффект подавления высших гармоник переходного излучения наблюдается только при достаточно высоких частотах модуляции пучка f_m , когда $f_c/4 \lesssim f_m < f_c$. В случае же $f_m \lesssim f_c/4$ подавление высших гармоник выражено не так сильно. Эффект подавления высших гармоник переходного излучения будет использоваться нами в дальнейшем при исследовании черенковского излучения модулированного пучка, т. к. он приводит к тому, что основным механизмом возбуждения свистовых волн на высших гармониках частоты f_m становится черенковский механизм, а влияние переходного излучения на волновые процессы в плазме оказывается минимальным.

Объяснение рассматриваемого эффекта подавления высших гармоник переходного излучения может быть получено путём рассмотрения волновых процессов, происходящих в замагниченной плазме при инъекции в неё короткого одиночного сгустка ускоренных электронов. Модулированный электронный пучок состоит из набора подобных сгустков, поэтому переходное излучение может быть также представлено в виде суперпозиции переходных процессов, происходящих в плазме при инъекции последовательности таких сгустков. На рис. 6 приведена осциллограмма тока импульсного электронного пучка длительностью порядка 10 нс и соответствующий переходный процесс, вызываемый им в плазме, рис. 6б. Этот процесс представляет собой пакет квазимонохроматических волн с несущей частотой $f^* \approx 48$ МГц и с временем релаксации $T_{r1} \approx 120$ нс. Этот пакет распространяется внутри плазменного объёма не со скоростью пучка $V_{b\parallel}$, а с продольной групповой скоростью вистлеров $V_{g\parallel} \approx 2,1 \cdot 10^8$ см/с $< V_{b\parallel} \approx 10^9$ см/с [17].

Теперь представляется возможным изучить переходный процесс, развивающийся в плазме при инъекции модулированного электронного пучка, который мы представим в виде последовательности коротких электронных сгустков, инжектируемых в плазму с периодом повторения T_{rp} , см. рис. 7а, схематически представляющий эволюцию тока пучка во времени. В случае, когда период инъекции пучка в плазму T_{rp} больше, чем характерное время релаксации переходного процесса от каждого из электронных сгустков T_{r1} , переходное излучение из точки инъекции пучка состоит из набора неперекрывающихся переходных процессов, без сколько-нибудь существенного влияния одного процесса на другой, как показано на рис. 7б. С уменьшением периода повторения импульсных пучков T_{rp} , когда $T_{rp} \sim T_{r1} \gg 1/f^*$, переходные процессы от соседних импульсов начинают перекрываться, см. рис. 7в, г. При дальнейшем уменьшении T_{rp} до величины порядка $1/f^*$ в результате суперпозиции различных переходных процессов формируется переходное излучение на частоте $f_m = 1/T_{rp}$, как показано на рис. 7д. Следует отметить, что амплитуда второй гармоники $2f_m$ результирующего переходного излучения на рис. 7д пренебрежимо мала по сравнению с амплитудой первой гармоники f_m , хотя отношение I_{b2}/I_{b1} всё ещё порядка единицы. Таким образом, несмотря на то, что в токе пучка присутствуют высшие гармоники, переходное

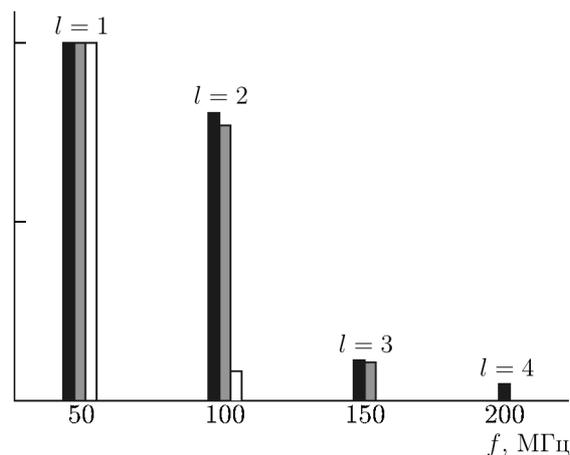


Рис. 5. Нормализованные частотные спектры модулированного тока пучка (I_{bl}/I_{b1} , чёрный цвет), черенковского излучения (A_{wl}^{Ch}/A_{w1}^{Ch} , серый цвет) и переходного излучения свистовых волн (A_{wl}^{tr}/A_{w1}^{tr} , белый цвет). $f_m = 50$ МГц, $B_0 = 60$ Гс, $E_b = 300$ эВ и $N_e \approx 3,2 \cdot 10^{11}$ см $^{-3} \gg N_e^{Ch}(lf_m)$, $l = 1 \div 4$

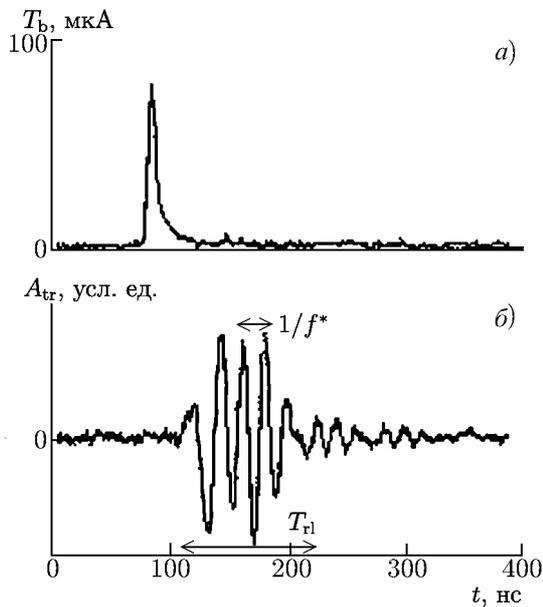


Рис. 6. Переходное излучение импульсного электронного пучка. (а) — осциллограмма тока импульсного пучка; (б) — соответствующее переходное излучение. $B_0 = 30$ Гс, $E_b = 300$ эВ, $N_e \approx 3,2 \cdot 10^{11}$ см $^{-3}$, $f^* \approx 48$ МГц, $T_{rl} \approx 120$ нс

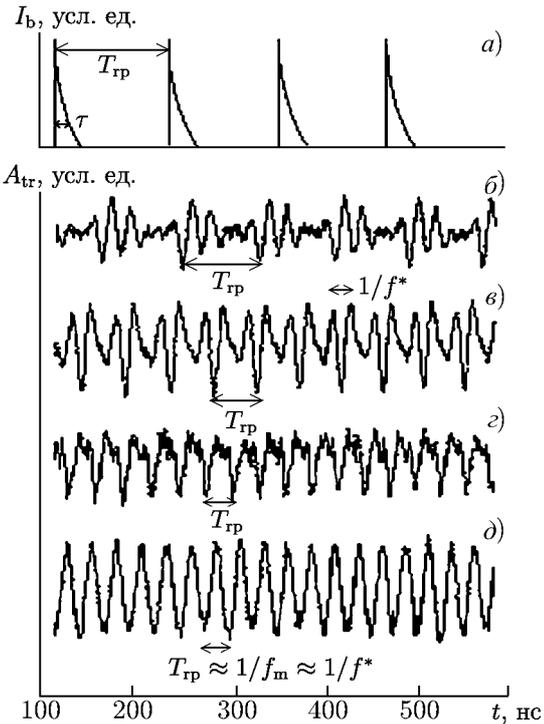


Рис. 7. (а) — схематическое изображение последовательности коротких электронных сгустков с длительностью τ , инжектируемых в плазму с периодом повторения T_{rp} ; (б)–(д) — соответствующие переходные процессы, возникающие в плазме при различных T_{rp} : (б) — $T_{rp} > T_{rl}$, (в), (г) — $T_{rp} \approx T_{rl} > 1/f^*$, (д) — $T_{rl} > 1/f^* \approx T_{rp}$

излучение на них оказывается подавленным.

В итоге можно утверждать, что эффект подавления высших гармоник переходного излучения связан со сложными переходными процессами, развивающимися в магнитоактивной плазме в ответ на инжекцию сгустка заряженных частиц.

4. ВОЗБУЖДЕНИЕ СВИСТОВЫХ ВОЛН МОДУЛИРОВАННЫМ ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ НА ЧЕРЕНКОВСКОМ РЕЗОНАНСЕ

Возбуждение волн свистового диапазона частот при черенковском резонансе с модулированным электронным пучком исследовалось в основном в режиме продольной инжекции пучка в магнитоактивную плазму, т. к. в этом случае не происходит возбуждения свистовых волн за счёт доплеровских резонансов, что упрощает интерпретацию экспериментальных результатов.

Как отмечалось в предыдущем разделе, вследствие эффекта подавления гармоник переходного излучения исследование черенковского излучения оказывается удобно проводить на второй или третьей гармониках частоты f_m . Действительно, из рис. 5, на котором представлены нормализованные спектры тока пучка, переходного и черенковского излучений, видно, что спектр черенковского излучения полностью соответствует спектру пучка, в то время как переходное излучение на гармониках частоты f_m сильно подавлено. Соответственно, на гармониках частоты

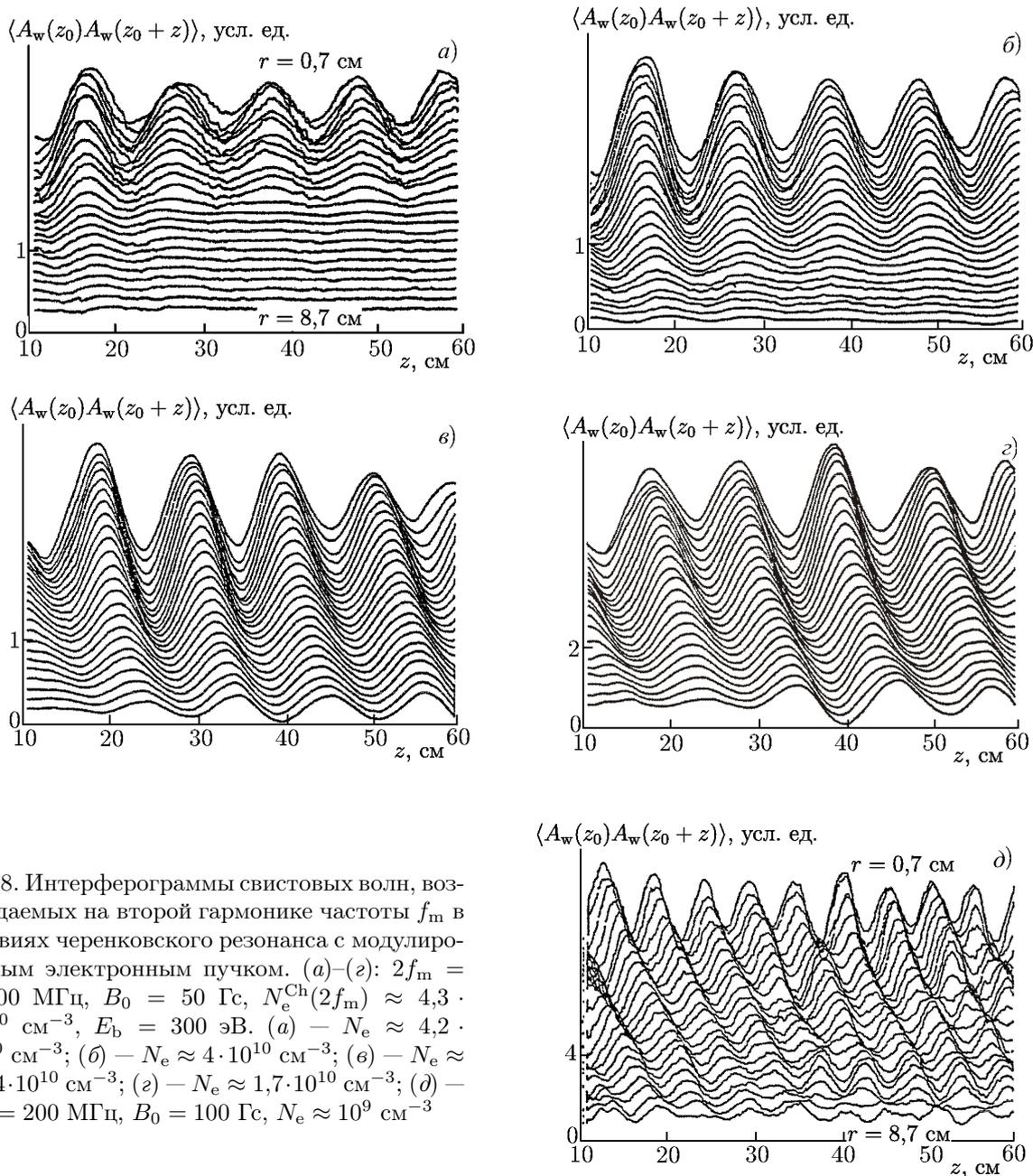


Рис. 8. Интерферограммы свистовых волн, возбуждаемых на второй гармонике частоты f_m в условиях черенковского резонанса с модулированным электронным пучком. (а)–(г): $2f_m = 100$ МГц, $B_0 = 50$ Гс, $N_e^{Ch}(2f_m) \approx 4,3 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$, $E_b = 300$ эВ. (а) — $N_e \approx 4,2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$; (б) — $N_e \approx 4 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$; (в) — $N_e \approx 3,4 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$; (г) — $N_e \approx 1,7 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$; (д) — $2f_m = 200$ МГц, $B_0 = 100$ Гс, $N_e \approx 10^9 \text{ см}^{-3}$

f_m переходное излучение оказывается существенно меньше черенковского излучения и не возмущает картину волновых полей, создаваемых модулированным пучком на черенковском резонансе со свистовой волной.

Основные характеристики черенковского излучения модулированного пучка состоят в следующем. Оно возникает при концентрациях, меньших некоторой критической. Продольная длина волны черенковского излучения равна пространственной длине модуляции пучка $2\pi/(nk_b)$, т. е. $\lambda_{n\parallel}^{Ch} = 2\pi/(nk_b) = V_{b\parallel}/(lf_m)$, где l — номер гармоники частоты f_m . Таким образом, при интерферометрических измерениях для различных концентраций плазмы и внешних магнитных полей свистовые волны, возбуждаемые модулированным электронным пучком на черенковском резонансе, могут быть идентифицированы благодаря тому, что длина волны черенковского излучения

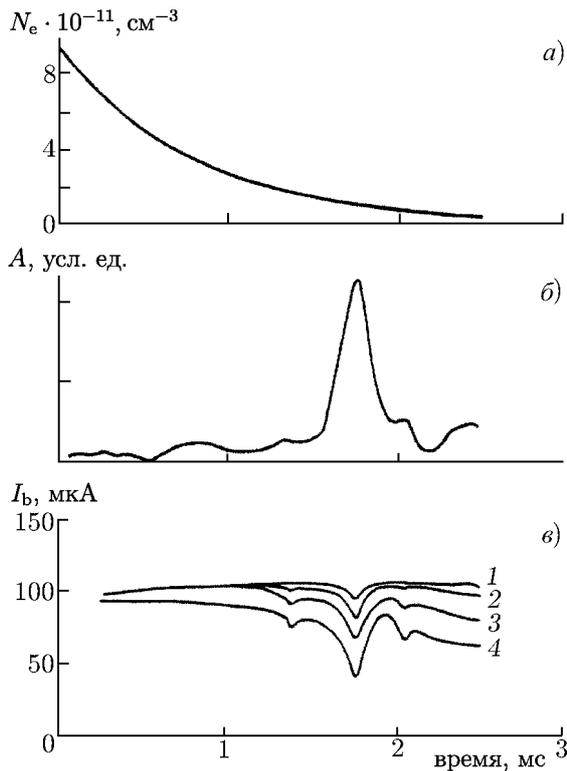


Рис. 9. Возбуждение волн модулированным электронным пучком в условиях каналированного распространения свистовых волн. $f_m = 100$ МГц, $B_0 = 50$ Гс, $E_b = 300$ эВ, $N_e \approx 10^9$ см⁻³. (а) — зависимость концентрации плазмы от времени в режиме распадающейся плазмы. (б) — амплитуда каналированной свистовой волны, возбуждаемой модулированным электронным пучком. (в) — сигнал с многосеточного анализатора частиц при различных отсекающих напряжениях: кривая 1 соответствует отсекающему напряжению 294 В, 2 — 296 В, 3 — 298 В и 4 — 300 В

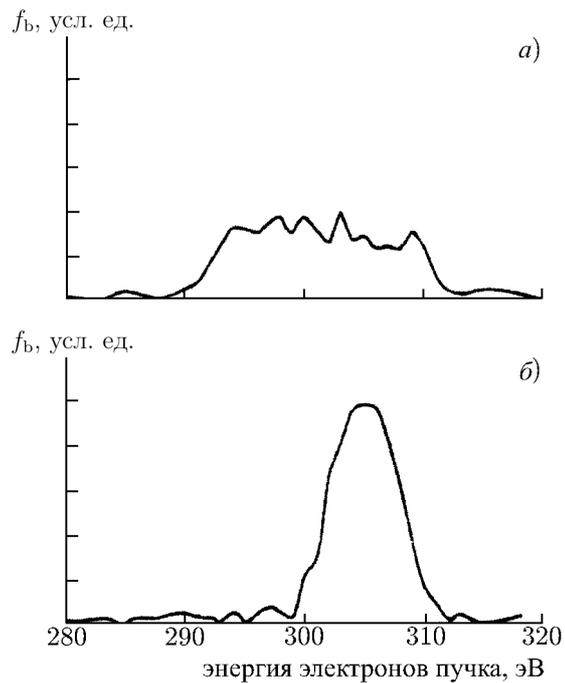


Рис. 10. Функция распределения пучка: (а) — в случае эффективного возбуждения свистовых волн при черенковском взаимодействии модулированного пучка с волной; (б) — вне черенковского резонанса

$\lambda_{n||}^{Ch}$ всегда равна $V_{b||}/(lf_m)$ и не зависит от параметров окружающей плазмы.

Интерферограммы свистовых волн, возбуждаемых модулированным пучком на частоте $2f_m$, представлены на рис. 8а–д для различных концентраций плазмы ниже критической. При концентрациях, близких к критической, модулированный пучок возбуждает квазипродольные свистовые волны, распространяющиеся под весьма малым углом θ к внешнему магнитному полю B_0 , см. рис. 8а, $\theta \approx 4^\circ$. С уменьшением концентрации плазмы угол θ увеличивается, см. рис. 8б–г. При очень низких концентрациях плазмы угол θ приближается к углу резонансного конуса $\theta_{res} \approx 44^\circ$, см. рис. 8д. На рисунках хорошо видна коническая структура фазовых поверхностей, соответствующая случаю черенковского излучения свистовых волн модулированным пучком в безграничной однородной магнитоактивной плазме. Видно также, что амплитуда волн, возбуждаемых на черенковском резонансе, уменьшается при увеличении концентрации плазмы. При приближении к критической концентрации N_e^{Ch} , амплитуда волны стремится к нулю. При превышении концентрацией величины N_e^{Ch} сколько-нибудь заметного возбуждения волн не происходит [18]. При

концентрациях плазмы много меньше критической, когда модулированный пучок возбуждает квазиэлектростатические волны, распространяющиеся вдоль направления резонансных конусов, амплитуда возбуждаемых волн выходит на стационарный уровень. В случае же очень низких концентраций $N_e \lesssim 10^8 \text{ см}^{-3}$ пучок становится неустойчивым и, помимо излучения на частоте f_m , начинает возбуждать широкий частотный спектр волн с шумовыми характеристиками [18].

Для того, чтобы выяснить основные механизмы перекачки энергии из модулированного пучка в свистовые волны на черенковском резонансе, необходимо было существенно увеличить эффективность возбуждения волн. Дело в том, что из-за ограниченной длины плазменной камеры не представлялось возможным изучить динамику функции распределения пучка при достаточно длительном его взаимодействии с волной. Это затруднение было разрешено следующим способом. Было установлено, что эффективность энергообмена между волной и пучком на черенковском резонансе значительно возрастает, если пучок возбуждает каналированную свистовую волну. Каналированное распространение свистовой волны может происходить, например, в условиях, когда в магнитоактивной плазме существует вытянутая вдоль внешнего магнитного поля область с пониженной концентрацией, в которую захватываются свистовые волны [33]. В наших экспериментах в центральную часть плазменного столба вводился многосеточный анализатор частиц, тень от которого создавала в плазме канал с пониженной концентрацией, вдоль которого запускался модулированный электронный пучок. Сам же многосеточный анализатор использовался для анализа функции распределения пучка. На рис. 9 продемонстрировано взаимодействие модулированного электронного пучка с каналированными свистовыми волнами в магнитоактивной плазме. Видно, что такой пучок чрезвычайно эффективно возбуждает каналированную свистовую волну на черенковском резонансе, рис. 9б. Как видно из анализа сигнала с многосеточного зонда, рис. 9в, ср. рис. 9б, в условиях такого эффективного энергообмена происходит интенсивная релаксация функции распределения пучка. Действительно, на рис. 9в заметно существенное уменьшение потока электронов, проникающих на коллектор анализатора, что соответствует торможению электронного пучка.

На рис. 10 сравниваются невозмущённая функция распределения пучка и его функция распределения в условиях эффективного энергообмена с волной на черенковском резонансе. Невозмущённая функция распределения пучка была измерена в плотной плазме при $N_e \approx 10^{12} \text{ см}^{-3} \gg \gg N_e^{\text{Ch}}$ и представлена на рис. 10б. Её характерная ширина оказывается в этом случае порядка 6 эВ при средней энергии $E_b = 306 \text{ эВ}$. Случай эффективного возбуждения свистовых волн модулированным пучком представлен на рис. 10а. Видно, что пучок в среднем тормозится, его ширина возрастает до 12 эВ, и на функции распределения образуется плато.

5. ВОЗБУЖДЕНИЕ СВИСТОВЫХ ВОЛН МОДУЛИРОВАННЫМ ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ НА ЦИКЛОТРОННОМ РЕЗОНАНСЕ

В случае наклонной инжекции модулированного электронного пучка в магнитоактивную плазму, помимо двух рассмотренных выше механизмов излучения свистовых волн — переходного и черенковского, возможно также возбуждение таких волн на циклотронном резонансе. В лабораторной системе отсчёта при скоростях пучка значительно меньше скорости света резонансные условия для циклотронных резонансов записываются в виде (2). Поскольку влияние доплеровского смещения частоты излучаемой волны является весьма существенным эффектом для этого типа резонансного взаимодействия, оно также называется доплеровским взаимодействием. Резонансные условия (2) с $l = 0$ соответствуют черенковскому взаимодействию, отрицательные l соответствуют нормальному, а положительные l — аномальному эффекту Доплера.

В данном разделе представлены результаты лабораторных экспериментов по взаимодействию

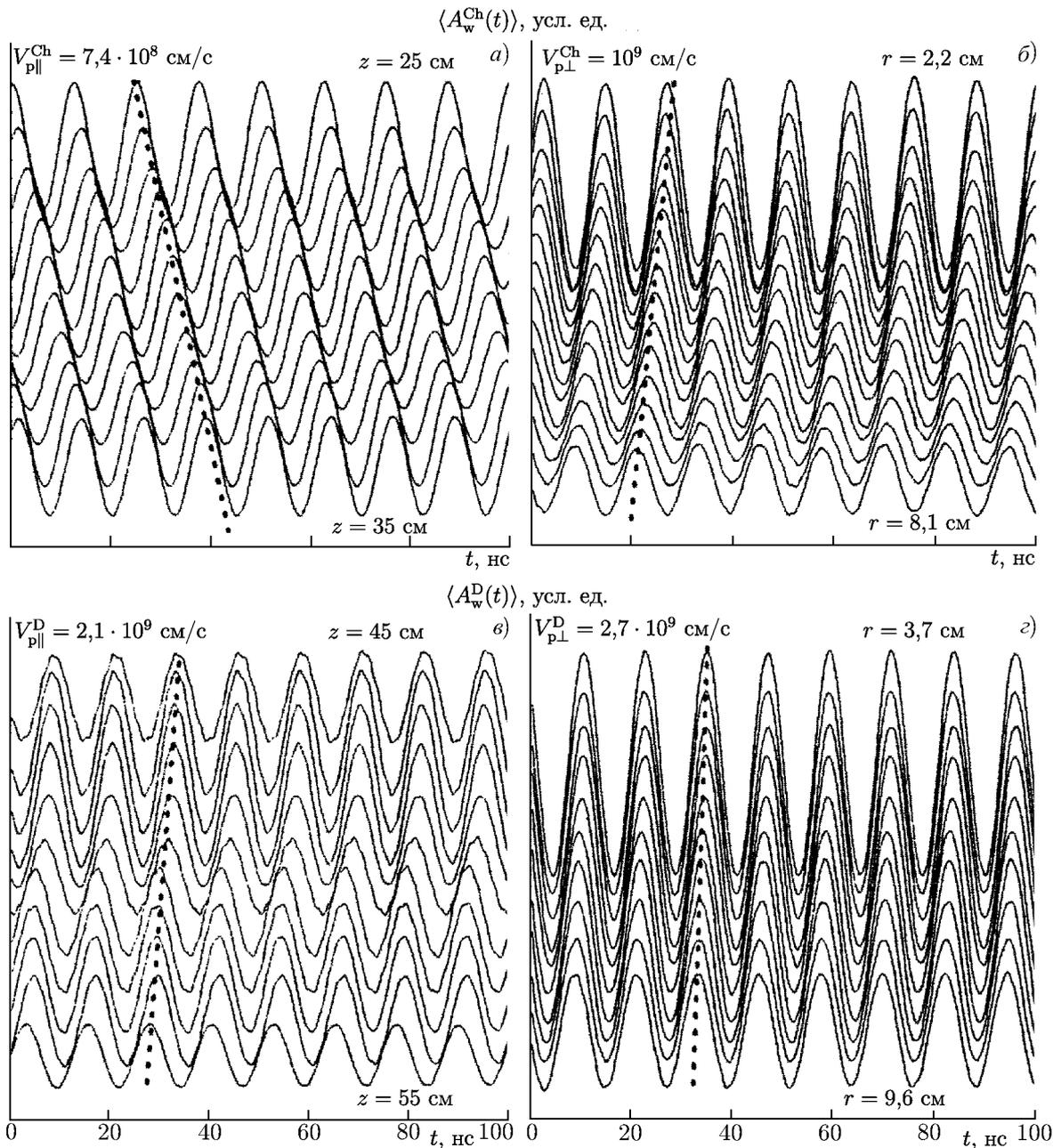


Рис. 11. Фазовые картины свистовых волн, возбуждаемых: (а), (б) — на черенковском резонансе со спиральным модулированным электронным пучком [(а) — продольная, (б) — поперечная скорости], (с), (д) — на циклотронном ($l = -1$) резонансе [(с) — продольная, (д) — поперечная скорости]. $f_m = 81$ МГц, $B_0 = 40$ Гс, $V_{b\parallel} = 7,6 \cdot 10^8$ см/с. (а), (б) — $N_e^D < N_e \approx 2 \cdot 10^{10}$ см $^{-3} < N_e^{Ch}$. (с), (д) — $N_e \approx 4 \cdot 10^9$ см $^{-3} < N_e^D < N_e^{Ch}$. $N_e^{Ch} \approx 4,8 \cdot 10^{10}$ см $^{-3}$, $N_e^D \approx 7 \cdot 10^9$ см $^{-3}$. Обратите внимание, что продольные скорости свистовых волн, возбуждаемых на черенковском и доплеровском резонансах, направлены в противоположные стороны ср. панели (а) и (с)

спирального модулированного электронного пучка с магнитоактивной плазмой. Пучок инжектировался в плазму под углом 45° к внешнему магнитному полю, в ходе экспериментов регистрировались свистовые волны, возбуждаемые при нормальном доплеровском взаимодействии ($l = -1$)

с электронным пучком. Параметры электронного пучка были такими же, как и в предыдущих экспериментах: диаметр пучка 1 см, энергия электронов пучка 300 эВ, ток пучка меньше или порядка $\lesssim 5$ мА. Величина f_m находилась в диапазоне от 30 до 500 МГц. Модулированный электронный пучок, напомним, представлял собой периодическую последовательность коротких электронных сгустков с длительностью порядка нескольких наносекунд, т. е. с длиной порядка нескольких сантиметров. Гирорадиус электронов пучка в представленных экспериментах составлял $0,3 \div 3$ см, т. е. был меньше или порядка характерного размера сгустка электронов.

Как отмечалось в подразделе 2.2, излучение свистовых волн при доплеровском резонансном взаимодействии с модулированным пучком также, как и в случае черенковского взаимодействия, может происходить только при концентрациях плазмы, меньших некоторого критического значения. Критические концентрации плазмы для черенковского и нормального доплеровского ($l = -1$) взаимодействия будем обозначать, соответственно, через N_e^{Ch} и N_e^{D} . Продольная фазовая скорость $V_{p\parallel}^{\text{D}}$ и продольная длина волны $\lambda_{\parallel}^{\text{D}}$ свистовых волн, возбуждаемых на нормальном ($l = -1$) доплеровском резонансе с модулированным пучком, очевидно, не зависят от концентрации фоновой плазмы и определяются только величиной внешнего магнитного поля B_0 , продольной скоростью пучка $V_{b\parallel}$ и f_m . Отметим также, что свистовые волны, возбуждаемые на доплеровском резонансе с модулированным пучком ($l = -1$), распространяются в направлении, противоположном распространению пучка, т. е. $(\mathbf{V}_{g\parallel}^{\text{D}}, \mathbf{V}_{b\parallel}) < 0$, $(\mathbf{V}_{p\parallel}^{\text{D}}, \mathbf{V}_{b\parallel}) < 0$, в то время как черенковское излучение направлено вдоль распространения пучка, т. е. $(\mathbf{V}_{g\parallel}^{\text{Ch}}, \mathbf{V}_{b\parallel}) > 0$, $(\mathbf{V}_{p\parallel}^{\text{Ch}}, \mathbf{V}_{b\parallel}) > 0$, где \mathbf{V}_g и \mathbf{V}_p — групповая и фазовая скорости указанных волн.

Эта особенность доплеровского излучения продемонстрирована на рис. 11. Фазовые скорости свистовых волн, возбуждаемых при черенковском резонансе, были найдены из измерений $\langle A_w(t) \rangle$ как функции времени при различных продольных и поперечных позициях z и r приёмной антенны в диапазоне концентраций $N_e^{\text{D}} < N_e < N_e^{\text{Ch}}$, когда резонансное взаимодействие плазмы с модулированным пучком имеет место только для $l = 0$, см. рис. 11а. Волны распространяются вдоль направления движения частиц пучка и измеренная продольная фазовая скорость $V_{p\parallel}^{\text{Ch}} \approx 7,4 \cdot 10^8$ см/с хорошо согласуется с независимо измеренной продольной скоростью пучка $V_{b\parallel} \approx 7,6 \cdot 10^8$ см/с. Перпендикулярная компонента фазовой скорости волны V_p^{Ch} , приблизительно равная 10^9 см/с, см. рис. 11б, также близка к расчётному значению. На рис. 11в, г показаны аналогичные измерения, проведённые в диапазоне концентраций плазмы $N_e < N_e^{\text{D}} < N_e^{\text{Ch}}$. При их выполнении был выбран такой режим параметров, при котором доминирует доплеровское излучение. Основным эффектом, очевидным из рис. 11в, является то, что волна распространяется навстречу электронному пучку, как и должно быть в случае доплеровского излучения при $l = -1$, ср. рис. 11а и в. Более того, измеренные значения $V_{p\parallel}^{\text{D}}$ и $V_{p\perp}^{\text{D}}$ оказываются порядка $2,1 \cdot 10^9$ см/с и $2,7 \cdot 10^9$ см/с соответственно и находятся в хорошем согласии с расчётными фазовыми скоростями свистовых волн, возбуждаемых при доплеровском резонансе ($l = -1$). Отметим также, что рабочие параметры были выбраны таким образом, чтобы измеряемое доплеровское излучение волн свистового диапазона не было заметно возмущено черенковским излучением. В общем же случае в плазменном объёме наблюдается биение двух свистовых волн, возбуждаемых разными резонансными механизмами.

На рис. 12 представлены интерферограммы свистовых волн, излучаемых благодаря различным резонансным процессам при нескольких концентрациях плазмы. Для упрощения интерпретации экспериментальных кривых был выбран такой режим параметров, когда продольные длины свистовых волн $\lambda_{\parallel}^{\text{Ch}} = 2\pi/k_{\parallel}^{\text{Ch}}$ и $\lambda_{\parallel}^{\text{D}} = 2\pi/k_{\parallel}^{\text{D}}$, возбуждаемых на черенковском и доплеровском резонансах, значительно отличаются. В плотной плазме, т. е. при $N_e^{\text{D}} < N_e < N_e^{\text{Ch}}$, наблюдается только черенковское излучение, см. рис. 12а, а измеренная длина волны $\lambda_{\parallel}^{\text{Ch}} = 2$ см соответствует

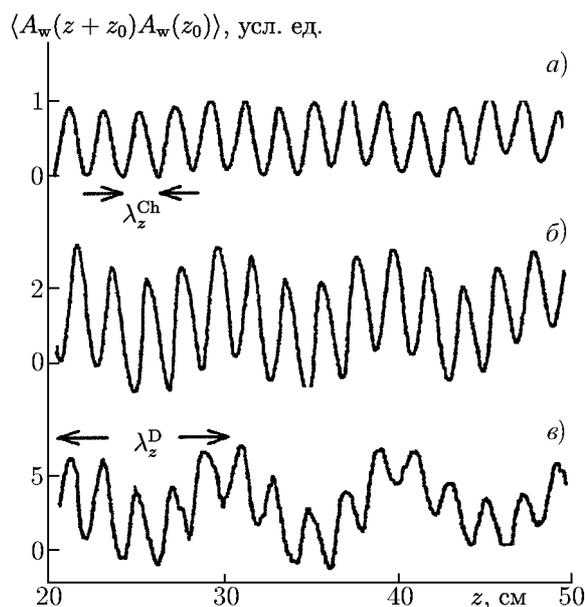


Рис. 12. Интерферограммы свистовых волн, возбуждаемых резонансными процессами при взаимодействии с модулированным электронным пучком. $\lambda_{\parallel}^{\text{Ch}} \approx 2$ см, $\lambda_{\parallel}^{\text{D}} \approx 10,5$ см, $f_m = 500$ МГц, $B_0 = 211$ Гс, $V_{b\parallel} = 9,6 \cdot 10^8$ см/с, $N_e^{\text{D}} \approx 1,8 \cdot 10^{10}$ см $^{-3}$, $N_e \approx 3 \cdot 10^{10}$ см $^{-3} > N_e^{\text{D}}$ (а), $N_e \approx 1,5 \cdot 10^{10}$ см $^{-3} \lesssim N_e^{\text{D}}$ (б) и $N_e \approx 7 \cdot 10^9$ см $^{-3} \ll N_e^{\text{D}}$ (в). Видно, как при уменьшении концентрации плазмы на фоне черенковского излучения появляется излучение на доплеровском ($l = -1$) резонансе

крыва резонансных конусов (расчётное значение $\theta_{\text{res}} = 23^\circ$). Фазовые поверхности доплеровского излучения ориентированы под углом $\theta^{\text{D}} = 13^\circ < \theta_{\text{res}}$. Стрелки на рис. 14 показывают направления фазовых \mathbf{V}_p^{Ch} и \mathbf{V}_p^{D} и групповых \mathbf{V}_g^{Ch} и \mathbf{V}_g^{D} скоростей излучаемых волн. Отметим, что эти направления однозначно определяются из условия, что поперечная компонента групповой скорости волны направлена от оси пучка наружу.

ВЫВОДЫ

В настоящей работе представлены результаты лабораторных экспериментов по взаимодействию модулированных электронных пучков с магнитоактивной плазмой в свистовом диапазоне частот. Цель этих исследований состоит в моделировании активных космических экспериментов по инъекции пучков заряженных частиц в ионосферную плазму и выяснении возможностей применения модулированных электронных пучков для эффективного возбуждения свистовых волн в ионосфере и магнитосфере Земли.

В ходе экспериментов были выделены различные (резонансные и нерезонансные) механизмы возбуждения свистовых волн модулированными электронными пучками. Показано, что модулированный пучок может использоваться в качестве эффективного излучателя, причём его ха-

вычисленному значению. С уменьшением концентрации плазмы ниже N_e^{D} появляется излучение на доплеровском резонансе с характерной длиной волны $\lambda_{\parallel}^{\text{D}} = 10,5$ см, см. рис. 12б, в. Поскольку одной из характеристик доплеровского излучения является линейная зависимость $k_{\parallel}^{\text{D}} = 2\pi/\lambda_{\parallel}^{\text{D}}$ от B_0 , то была подробно изучена зависимость $\lambda_{\parallel}^{\text{D}}$ от напряжённости магнитного поля. На рис. 13 продемонстрировано, что такая линейная зависимость действительно имеет место, что подтверждает циклотронный характер наблюдаемого излучения. Отметим, что измерение наклона экспериментальной кривой $p = 0,015$, близкое к расчётному значению $p = 0,018$, может быть использовано для определения параллельной компоненты скорости пучка. Аппроксимация кривой до значения $k_{\parallel}^{\text{D}} = 0$, когда частота модуляции f_m оказывается равной циклотронной частоте f_c , может быть использована для точной калибровки величины внешнего магнитного поля B_0 .

На рис. 14 показаны контуры постоянной фазы свистовых волн, излучаемых на черенковском и доплеровском резонансах при концентрации плазмы $N_e \lesssim N_e^{\text{D}} \ll N_e^{\text{Ch}}$. Поскольку $N_e \ll N_e^{\text{Ch}}$, на черенковском резонансе возбуждаются наклонные свистовые волны, изображённые на рис. 14 пунктиром и под углом $\theta^{\text{Ch}} = 25^\circ$ к внешнему магнитному полю, что близко к углу рас-

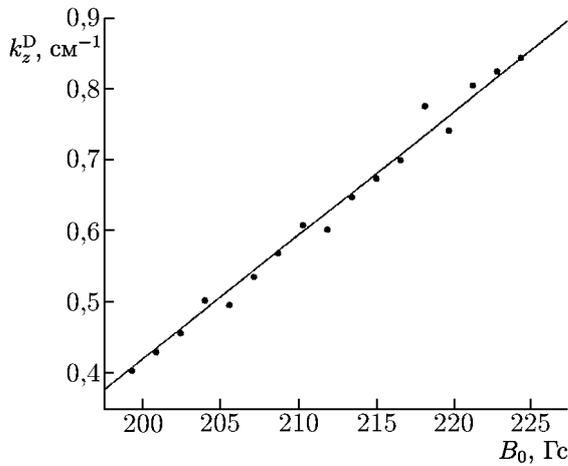


Рис. 13. Зависимость продольного волнового числа волн, возбуждаемых на циклотронном резонансе ($l = -1$) от напряжённости внешнего магнитного поля. $f_m = 500$ МГц, $V_{b\parallel} = 9,6 \cdot 10^8$ см/с, $N_e \approx 5 \cdot 10^9$ см⁻³

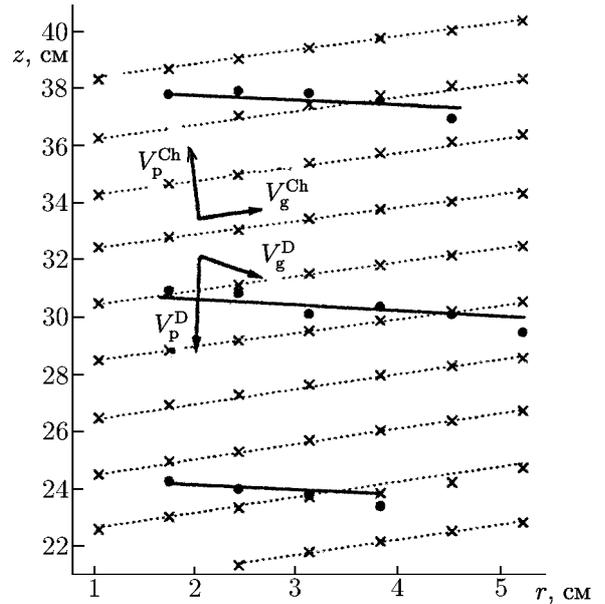


Рис. 14. Контуры постоянной фазы свистовых волн, возбуждаемых на черенковском (пунктирные линии) и циклотронном (сплошные линии) резонансах. $f_m = 500$ МГц, $B_0 = 205$ Гс, $V_{b\parallel} = 9,6 \cdot 10^8$ см/с, $N_e \approx 8 \cdot 10^9$ см⁻³, $N_e^D \approx 10^{10}$ см⁻³, $N_e^{Ch} \approx 4,5 \cdot 10^{11}$ см⁻³. Направления фазовых и групповых скоростей возбуждаемых волн показаны стрелками

рактические характеристики могут оказаться лучше, чем характеристики традиционно используемых антенных устройств. Главным преимуществом пучка по сравнению с антенной является то, что пучок, в силу своей протяжённости, может возбуждать излучение не только в окрестности космического аппарата, но и непосредственно в нужной области околоземной плазмы, что может обеспечить заметное увеличение амплитуды волны в исследуемой области. Кроме того, в отличие от антенных систем, которые возбуждают на излучаемой частоте достаточно широкий угловой и пространственный спектр свистовых волн, модулированный пучок возбуждает резонансным образом только волну со вполне определёнными параметрами: частотой, равной частоте модуляции и волновым вектором, определяемым из условий синхронизма. Этот факт также может оказаться чрезвычайно полезным для исследования различных режимов нелинейного взаимодействия волн с околоземной плазмой в ходе активных космических экспериментов.

Суммируем основные результаты работы.

Во-первых, показано, что в области инжекции модулированного электронного пучка в плазму происходит эффективное возбуждение свистовых волн за счёт механизма переходного излучения, характеризующегося широким угловым спектром излучаемых волн и существенно меняющимся электромагнитное поле в окрестности выхода электронной пушки. Отмечено, что в разреженной плазме переходное излучение формирует структуры типа резонансных конусов, в то время как в плотной плазме диаграмма направленности переходного излучения характеризуется максимумом в направлении вдоль внешнего магнитного поля. Было показано, что существует область параметров плазмы, в которой частотный спектр переходного излучения существенно отличается от спектра самого модулированного электронного пучка.

Во-вторых, исследовано возбуждение свистовых волн на черенковском и циклотронном резо-

нансах и выделены основные характеристики возбуждаемых волн. Показано, что возбуждение волн с помощью резонансных механизмов происходит только при концентрациях ниже некоторого критического значения. Продемонстрировано направленное возбуждение свистовых волн в резонансных условиях, когда продольная длина волны задаётся условиями резонанса между волной и модулированным пучком, а поперечная длина волны определяется параметрами плазмы.

В-третьих, исследованы вопросы энергообмена между свистовой волной и модулированным пучком, продемонстрировано торможение пучка, наблюдаемое в процессе черенковского взаимодействия со свистовой волной, и расплывание его функции распределения.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты 08-02-00887-а и 09-02-91052-НЦНИ-а) и PICS (грант 4960).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Lorentzen K., Blake J., Inan U., Bortnik J. // J. Geophys. Res. 2001. V. 106. P. 6 017.
2. Васильков В. В. // Изв. вузов. Радиофизика. 1996. Т. 39. С. 163.
3. Neubert T., Banks P. // Planet. Space Sci. 1992. V. 40. P. 153.
4. Winckler J. // Rev. Geophys. Space Phys. 1980. V. 18. P. 659.
5. Winckler J. // Rev. Mod. Phys. 1992. V. 64. P. 859.
6. Beghin C., Lebreton J., Maehlum B., et al. // Science. 1984. V. 225. P. 188.
7. Helliwell R. Modern Radio Sci. Oxford University Press, 1993. P. 189.
8. Rycroft M. // Planet. Space Sci. 1973. V. 21. P. 239.
9. Horne R., Thorne R. // Geophys. Res. Lett. 2003. V. 30. P. 1 527.
10. Imhof W., Voss H., Mobilia J., et al. // J. Geophys. Res. 1989. V. 94. P. 10 079.
11. Gurnett D., Frank L. // J. Geophys. Res. 1972. V. 77. P. 172.
12. Bering E., Maggs J., Anderson H. // J. Geophys. Res. 1987. V. 92. P. 7 581.
13. Omura Y., Nunn D., Matsumoto H., Rycroft M. // J. Atmos. Terr. Phys. 1991. V. 53. P. 351.
14. Helliwell R. // Rev. Geophys. 1988. V. 26. P. 551.
15. Pivovarov V., Burke A., Ride S., Shapiro V. // J. Geophys. Res. 1995. V. 100. P. 17 515.
16. Starodubtsev M., Krafft C., Thevenet P., Kostrov A. // Phys. Plasmas. 1999. V. 6. P. 1 427.
17. Starodubtsev M., Krafft C. // Phys. Plasmas. 1999. V. 6. P. 2 598.
18. Starodubtsev M., Krafft C., Lundin B., Thevenet P. // Phys. Plasmas. 1999. V. 6. P. 2 862.
19. Starodubtsev M., Krafft C. // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 83. P. 1 335.
20. Starodubtsev M., Krafft C., Thevenet P. // IEEE. Trans. Plasma Sci. 2000. V. 28. P. 367.
21. Starodubtsev M., Krafft C. // J. Plasma Phys. 2000. V. 63. P. 285.
22. Krafft C., Starodubtsev M. // Planet. Space Sci. 2002. V. 50. P. 129.
23. Krafft C., Starodubtsev M. // Earth, Moon and Planets. 1998. V. 80. P. 155.
24. Костров А. В., Краффт К., Матъесан Ж. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1998. Т. 67, вып. 6. P. 378.
25. Sugai H. // Phys. Rev. Lett. 1981. V. 47. P. 1 899.
26. Whelan D., Stenzel R. // Phys. Rev. Lett. 1981. V. 47. P. 95.
27. Ellis R., Tsakiris G., Wang C., Boyd D. // Plasma Phys. Controlled Fusion. 1986. V. 28. P. 327.
28. Intrator T., Hershkowitz N., Chan C. // Phys. Fluids. 1984. V. 27. P. 527.
29. Boswell R., Morey I., Porteous R. // J. Geophys. Res. 1989. V. 94. P. 2 654.
30. Stenzel R. // J. Geophys. Res. 1977. V. 82. P. 4 805.
31. Stenzel R. L. // Radio Sci. 1976. V. 11. P. 1 045.
32. Starodubtsev M., Nazarov V., Kostrov A., Permitin G. // Phys. Rev. E. 2005. V. 72. Art. no. 026401.

33. Костров А. В., Смирнов А. И., Стародубцев М. В., Шайкин А. А. // Письма в ЖЭТФ. 1998. Т. 67, вып. 8. Р. 548.

Поступила в редакцию 20 января 2010 г.; принята в печать 30 июля 2010 г.

LABORATORY MODELING OF ELECTRON-BEAM INTERACTION WITH MAGNETOACTIVE PLASMAS

M. V. Starodubtsev and C. Krafft

We present the results of laboratory experiments in which we studied the mechanisms of electron-beam interaction with whistler waves in magnetoactive plasmas. Different mechanisms of whistler generation by means of injection of a modulated electron beam into plasma are presented, and the mechanism of conversion of the beam's kinetic energy to radiation is demonstrated. The processes of generation of whistlers with the modulated beam at the Cherenkov and Doppler resonances. The excitation of whistlers by means of the non-resonant mechanism of transition radiation is studied.