

УДК 533.9

## ЛАБОРАТОРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ С МАГНИТОАКТИВНОЙ ПЛАЗМОЙ

*М. В. Стародубцев*<sup>1</sup>, *К. Крафт*<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород, Россия

<sup>2</sup> LPMI, Ecole Polytechnique, Palaiseau, France

В работе излагаются результаты экспериментального исследования механизмов взаимодействия нестационарных электронных пучков с магнитоактивной плазмой в условиях, когда характерные длительности электронных сгустков  $\tau$  удовлетворяют соотношению  $f_{\text{ЛН}} \ll 1/\tau < f_c < f_p$ , где  $f_{\text{ЛН}}$  — нижнегибридная,  $f_c$  — электронно-циклотронная и  $f_p$  — плазменная частоты. Продемонстрировано, что электромагнитные отклики, возникающие в магнитоактивной плазме в результате вторжения подобных пучков, переносятся свистовыми волнами. Показано, что эти отклики имеют различную природу: в окрестности точки инжекции импульсного пучка в плазму возникает переходное излучение, представляющее собой пакет квазипродольных вистлеров; в достаточно разреженной плазме возбуждается электромагнитный отклик на черенковском резонансе с импульсным пучком.

### ВВЕДЕНИЕ

Интерес к исследованию механизмов взаимодействия нестационарных потоков заряженных частиц с плазмой связан с разнообразными задачами физики околоземной плазмы, такими, как генерация космических радиоизлучений, инжекция импульсных пучков заряженных частиц в ионосферу или магнитосферу Земли [1] или использование тэссеровых систем [2–4] в ходе активных космических экспериментов в околоземной плазме, высыпания ускоренных частиц из магнитосферы и т. п. Кроме того, эти механизмы играют важную роль в ряде прикладных задач, таких, как плазменно-пучковые и лазерно-плазменные методы ускорения заряженных частиц [5], магнитный и инерциальный синтез [6, 7], плазменные пушки [8], импульсные источники рентгеновского излучения [9], плазменно-пучковый разряд [10].

Большой класс задач, возникающий при исследовании плазменно-пучковых взаимодействий, связан с изучением механизмов генерации волновых полей в магнитосфере Земли; особенный интерес при этом вызывают задачи генерации низкочастотных волн свистового диапазона [11]. Дело в том, что свистовые волны являются одной из наиболее интенсивных спектральных компонент, существующих в околоземной плазме [12]. Они проявляются в виде разнообразных магнитосферных шумов [13, 14] и связаны с формированием целого ряда явлений, таких, в частности, как высыпания ускоренных частиц из радиационных поясов Земли [15] и генерация триггерных излучений [16].

Вопросы генерации свистовых волн под действием нестационарных пучковых и токовых процессов в магнитоактивной плазме ещё не получили достаточного освещения в научной литературе. Отметим однако, что в ходе активного космического эксперимента ARAKS [1] было продемонстрировано сильное электромагнитное излучение, создаваемое фронтом инжектируемого в плазму электронного пучка. В ряде лабораторных экспериментов [17–20] было показано, что импульсное токовое воздействие на магнитоактивную плазму с характерными временами  $\omega_c^{-1} \ll \ll \tau_{\text{pulse}} \ll \Omega_c^{-1}$  (где  $\omega_c$  — электронно-циклотронная, а  $\Omega_c$  — ионно-циклотронная частоты) переносится волнами свистового диапазона частот.

*М. В. Стародубцев, К. Крафт*

683

В данной работе представлен обзор экспериментальных исследований импульсных волновых процессов в плазме, вызываемых одиночным коротким сгустком ускоренных электронов, а также суперпозицией подобных сгустков или немодулированным электронным пучком с резким передним фронтом. Одиночный сгусток или пучок, инжектируемые в распадающуюся магнитоактивную плазму вдоль направления внешнего магнитного поля, вызывали электромагнитный отклик плазмы в свистовом диапазоне частот. Были исследованы различные типы электромагнитного отклика плазмы, соответствующие различным механизмам излучения волн: нерезонансное переходное излучение от точки инжекции и резонансное черенковское излучение. Оба типа излучения могут быть исследованы независимо с помощью соответствующего выбора параметров плазмы и условий измерения. Кроме того, при распространении в плазме одиночного токового импульса наблюдалось формирование кильватерного следа, соответствующего свистовому диапазону частот.

Рассмотрим вначале механизмы возбуждения волн свистового диапазона частот нестационарными электронными пучками.

**Черенковское излучение.** В плотной плазме, где плазменная частота  $\omega_p$  значительно выше электронно-циклотронной частоты  $\omega_c$  (типичной ситуацией для наших лабораторных экспериментов является выполнение неравенства  $10 < \omega_p/\omega_c < 30$ ), дисперсионное соотношение для вистлеров имеет простой вид:

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

где  $n$  — показатель преломления,  $\theta$  — угол между волновым вектором волны и внешним магнитным полем. Условие черенковского резонанса может быть записано как  $V_{p\parallel} = V_{b\parallel}$ , где  $V_{b\parallel}$  — продольная скорость пучка,  $V_{p\parallel}$  — продольная фазовая скорость возбуждаемых волн. В случае инжекции в плазму короткого токового импульса в отличие от инжекции модулированного электронного пучка частота возбуждаемых волн ничем не задана, а, напротив, условия черенковского резонанса выполняются в широком диапазоне частот. Как видно из рис. 1, черенковское взаимодействие импульсного пучка с вистлерами возможно только при концентрациях плазмы, меньших некоторого критического значения. На рис. 1а и б показаны поверхности волновых векторов в свистовом диапазоне частот для двух значений частоты:  $\omega < \omega_c/2$  и  $\omega > \omega_c/2$ . Вистлеры могут возбуждаться в условиях черенковского резонанса, только когда  $k_{\parallel \min} < \omega/V_{b\parallel}$ , где  $k_{\parallel \min}$  — минимальное значение продольного волнового числа на частоте  $\omega$  при заданных параметрах фоновой плазмы, отмеченное на рис. 1а, б. На рис. 1в показаны зависимости нормированной на  $\omega_c$  частоты излучаемых вистлеров от  $k_{\parallel \min}$  для трёх различных концентраций фоновой плазмы. На этом же графике изображены условия черенковского резонанса (линия  $k_{\parallel} = \omega/V_{b\parallel}$ ). Концентрация  $n_{p2}$  на рис. 1в соответствует критическому значению, выше которого черенковское взаимодействие между токовым импульсом и вистлерами невозможно:  $n_{p2} = n_p^c$ . При концентрации  $n_{p3} < n_p^c$ , черенковское взаимодействие между вистлерами и импульсом возможно в диапазоне частот  $\omega_{lh} < \omega < \omega_A < \omega_c$ , где частота  $\omega_A$  обозначена на рис. 1в; очевидно, что с уменьшением концентрации плазмы частотный диапазон вистлеров, для которых выполнены условия черенковского резонанса, становится шире.

**Переходное излучение.** Кроме резонансного черенковского механизма возбуждения свистовых волн, при инжекции нестационарного электронного пучка в плазму должно наблюдаться возбуждение волн с помощью механизма переходного излучения [21–24]. Действительно, вторгаясь в плазменный объём, электронный сгусток пересекает стенку плазменной камеры (или летательного аппарата в случае инжекции пучка в околоземную плазму). Перераспределение

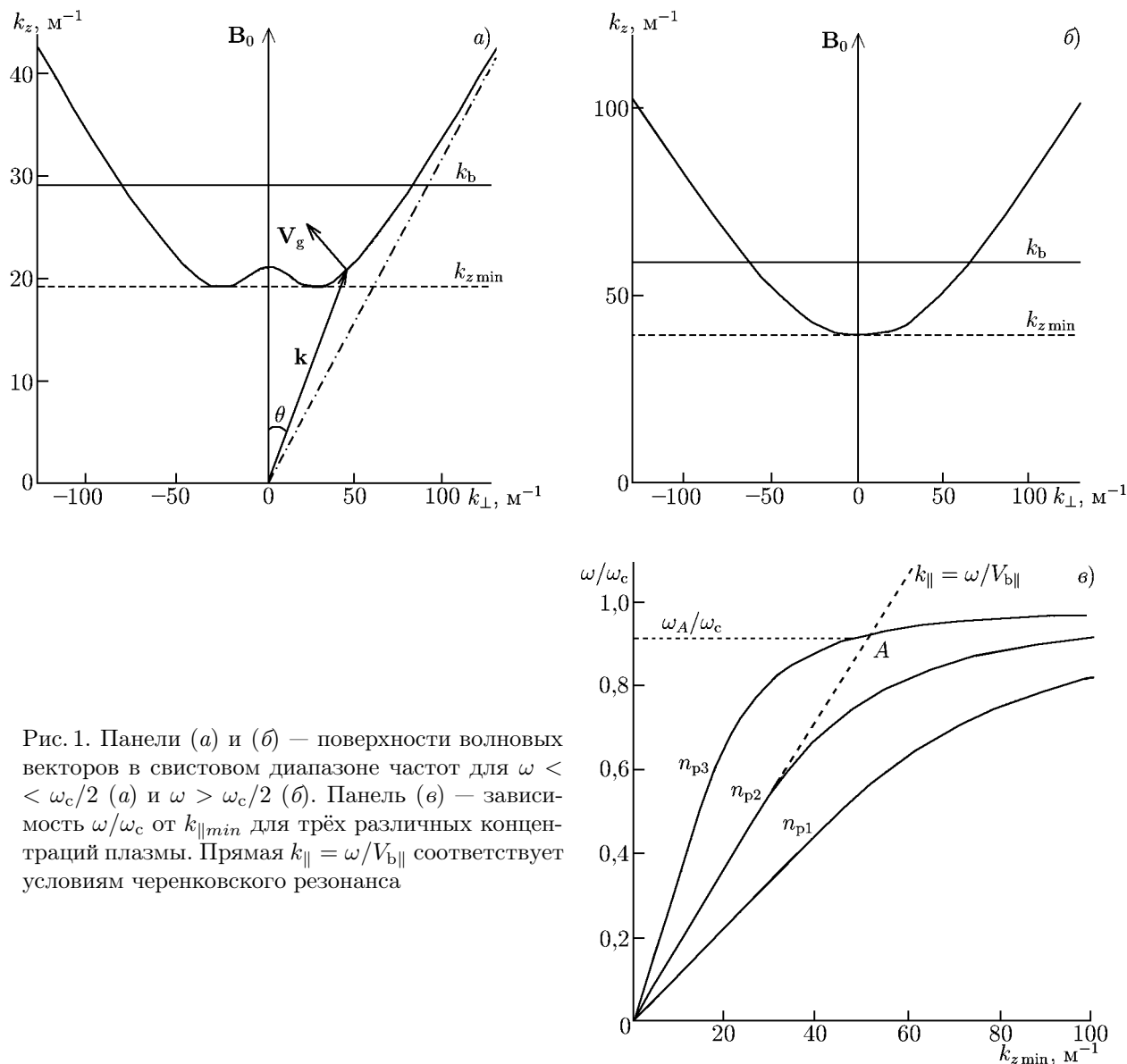


Рис. 1. Панели (а) и (б) — поверхности волновых векторов в свистовом диапазоне частот для  $\omega < \omega_c/2$  (а) и  $\omega > \omega_c/2$  (б). Панель (в) — зависимость  $\omega/\omega_c$  от  $k_{\parallel \min}$  для трёх различных концентраций плазмы. Прямая  $k_{\parallel} = \omega/V_{b\parallel}$  соответствует условиям черенковского резонанса

электромагнитного поля 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, формируемым проводящей стенкой камеры. Таким образом, характеристики переходного излучения при инжекции нестационарного электронного пучка в плазму качественно соответствуют характеристикам излучения некоторого локализованного излучателя, расположенного вблизи точки инжекции пучка. Полная же диаграмма направленности излучения при взаимодействии нестационарного пучка с плазмой соответствует, вообще говоря, суперпозиции излучения, возбуждаемого на черенковском резонансе, и переходного излучения, связанного с точкой инжекции.

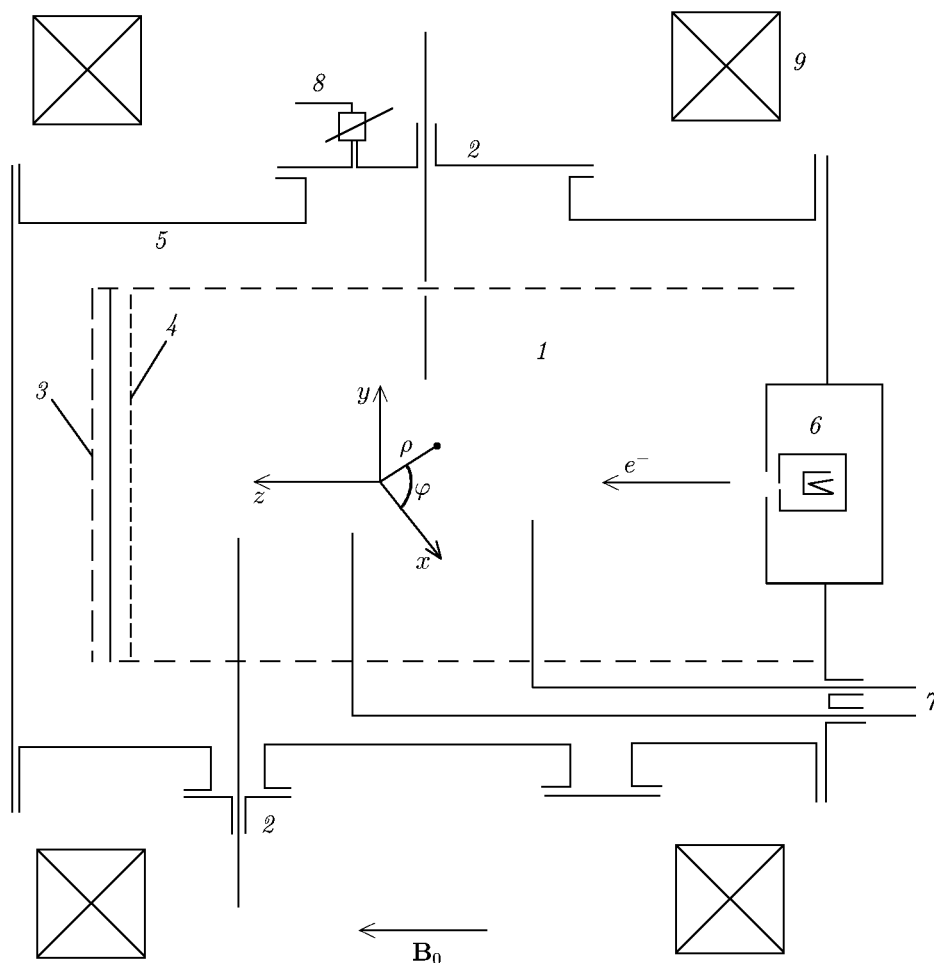


Рис. 2. Схема экспериментальной установки: 1 — плазма, 2 — зонды, 3 — источник нагрева, 4 — сетка, 5 — катод, 6 — электронная пушка, 7 — рамочные антенны, 8 — напуск аргона, 9 — катушка Гельмгольца

## 1. ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Лабораторное исследование взаимодействия электронных пучков с магнитоактивной плазмой проводилось на экспериментальном стенде, изображённом на рис. 2. Он представляет собой вакуумную камеру с длиной 1,2 м и диаметром 60 см, помещённую во внешнее магнитное поле  $B_0$ , создаваемое большими катушками Гельмгольца с диаметром 2,2 м. Максимальная напряжённость внешнего магнитного поля  $B_0$  могла достигать 1 кГс. Плазма создавалась при помощи потока низкоэнергичных электронов с энергиями  $30 \div 50$  эВ, пропускавшихся через аргон, находящийся под давлением  $3 \cdot 10^{-4} \div 10^{-3}$  Торр. Длина свободного пробега электронов при этом оказывалась порядка длины вакуумной камеры, в результате чего плазма во всём объёме установки оказывалась достаточно однородной. Поток низкоэнергичных электронов формировался при помощи большого оксидного нагреваемого катода, расположенного в торце вакуумной камеры. Катод представлял собой никелевую пластину с диаметром 40 см, покрытую эмитирующим составом (оксиды бария, стронция и меди). Нагрев катода осуществлял-

ся непрямым способом: пластина прижималась к нагревателю, изготовленному из вольфрамовых проволок, покрытых керамической изоляцией, по которым пропускаться электрический ток. Для ускорения эмитированных электронов перед катодом располагалась сетка с потенциалом вакуумной камеры. К катоду прикладывались импульсы (с длительностями  $1 \div 2$  мс) отрицательного смещения ( $30 \div 50$  В) с частотой повторения 10 Гц. Получаемый в результате поток низкоэнергичных электронов ионизовал аргон и формировал столб плазмы с длиной 0,8 м, диаметром 0,6 м и концентрацией  $n_p^{\max} \approx 10^{12}$  см $^{-3}$ . Эксперименты проводились после окончания ускоряющего импульса, когда плазма распадалась за характерное время порядка 1 мс (рис. 3). Температура электронов в момент создания плазмы составляла величину порядка 1 эВ и уменьшалась до 0,1 эВ в режиме распадающейся плазмы. Для диагностики параметров плазмы использовались зонды Ленгмюра и волновые методы. Измерение функции распределения ускоренных электронов проводилось с помощью многосеточного анализатора. Для приёма электромагнитных волн в плазме использовались электростатически экранированные подвижные рамочные антенны, причём плоскость рамки была ориентирована вдоль внешнего магнитного поля. Сигнал с подобной антенны (обозначаемый в дальнейшем  $A$ ) пропорционален производной по времени от компоненты  $B_\varphi$  магнитного поля волны (см. координатную сетку на рис. 2):  $A \propto \partial B_\varphi / \partial t$ .

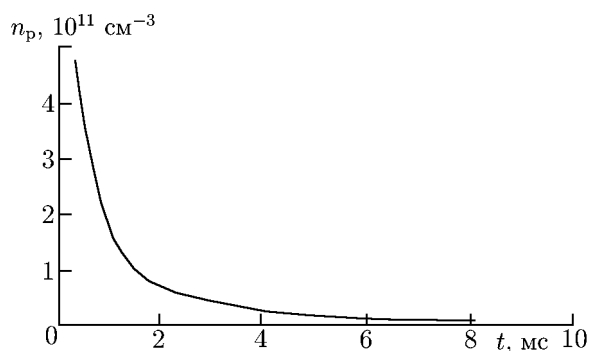


Рис. 3. Зависимость концентрации плазмы от времени после выключения её источника

### 1.1. Электронная пушка

Пучок ускоренных электронов создавался электронной пушкой, выполненной на основе компактной электронной лампы (вакуумного триода) сверхвысокочастотного (СВЧ) диапазона с плоскопараллельной системой электродов. Электронная пушка располагалась в небольшой вакуумной камере, примыкающей соосно к торцу основной вакуумной камеры. Две вакуумные камеры разделялись сеткой. Электронный пучок проникал через сетку и вторгался в плазму, создаваемую в основном вакуумном объёме.

Диаметр рабочей части электронной пушки равен 1 см. У триода удалялся анод; на место стандартного анода устанавливался сетчатый электрод, выполнявший функции анода. Схема включения получившейся электронной пушки была следующей. Между выводами катода прикладывалось постоянное напряжение накала порядка 6 В. Кроме этого, к катоду через высоковольтную развязку прикладывалось постоянное высокое ускоряющее напряжение, равное  $100 \div 500$  В относительно корпуса вакуумной камеры. Покрытие катода было оксидным, типичная рабочая температура катода равнялась  $800 \div 1\,000$  °С. Анод электронной пушки находился под потенциалом корпуса вакуумной камеры. К управляющей сетке прикладывалось управляющее напряжение от  $-10$  до  $+100$  В относительно катода. При управляющих напряжениях ниже  $-5$  В ток пучка полностью запирался. При положительных управляющих напряжениях порядка  $+100$  В достигался максимальный ток пучка порядка 5 мА. Для создания нестационарного (импульсного или модулированного) электронного пучка на управляющую сетку подавалось постоянное отрицательное смещение величиной порядка  $-10$  В, запирающее пучок. Одновременно с постоянным смещением к ускоряющей сетке подводился формирующий сигнал с амплитудой от  $+10$  до  $+100$  В,

на короткое время отпирающий электронный пучок и, в результате, создающий электронные пучки с нужными длительностями и частотой повторения. Характерное время нарастания тока пучка составляло величину порядка 3 нс. Минимальная длительность одиночного импульса, достигнутая в экспериментах, равнялась примерно 10 нс.

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

### 2.1. Переходное излучение

Излучение, создаваемое импульсным электронным пучком или резким передним фронтом пучка в окрестности точки инжекции, наблюдалось в широком диапазоне концентрации плазмы, в том числе и при концентрации, значительно большей критического значения  $n_p^c$ , когда условия черенковского резонанса между ускоренными электронами и вистлерами не выполняются. Это излучение было интерпретировано как переходное излучение и ниже будут представлены результаты его экспериментального исследования в диапазоне концентраций  $n_p > n_p^c$ , когда переходный процесс, протекающий в плазме под действием импульсного возмущения, не модифицируется черенковским излучением. На рис. 4 представлены подобные переходные процессы  $A^{tr}$ , вызываемые коротким сгустком ускоренных электронов, продолжительностью порядка 15 нс (рис. 4а) и резким передним фронтом электронного пучка (длительность пучка более 300 нс, время нарастания тока пучка порядка 10 нс, рис. 4б) при концентрации плазмы  $n_p \approx 8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$  ( $n_p^c \approx 7,8 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ ), внешнем магнитном поле  $B_0 = 60 \text{ Гс}$ , энергии электронов пучка  $E_b = 300 \text{ эВ}$ . Приёмная антенна, представляющая собой электростатически экранированную неизолированную рамочную антенну, располагалась вблизи точки инжекции импульса в плазму ( $r = 2 \text{ см}$ ,  $z = 10 \text{ см}$ ). Видно, что и короткий импульс, и передний фронт электронного пучка вызывают в плазме близкие переходные процессы, характеризующиеся доминированием некоторой частоты  $f$  свистового диапазона (на рис. 4  $f \approx 70 \text{ МГц} < f_c$ ). Полная длительность переходного процесса оказывается значительно больше длительности импульса или времени нарастания тока пучка.

#### 2.1.1. Характеристики переходного излучения

На рис. 5а, б представлены осциллограммы переходных процессов, происходящих в плазме под действием инжекции короткого сгустка электронов, при разных напряжённостях внешнего магнитного поля  $B_0$  и концентрациях плазмы  $n_p$ . Видно, что частота отклика плазмы практически не зависит от параметров фоновой плазмы (для диапазона параметров, используемого в эксперименте:  $50 \text{ Гс} < B_0 < 150 \text{ Гс}$ ,  $8,9 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3} < n_p < 10^{12} \text{ см}^{-3}$ ), а определяется, в основном, крутизной фронтов электронного пучка. Было также продемонстрировано, что частота переходного процесса не зависит от скорости и тока электронного пучка. Переходный процесс, возникающий в плазме вследствие инжекции короткого сгустка или пучка электронов с резким передним фронтом, имеет вид волнового пакета, который распространяется вглубь плазменного объёма (рис. 6) и, тем самым, формирует переходное излучение. Измерения фазовой скорости переходного излучения, создаваемого коротким сгустком электронов, проводились при  $B_0 = 30 \text{ Гс}$  и концентрации плазмы  $n_p \approx 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ , которая значительно выше критической концентрации  $n_p^c$ . Эти измерения демонстрируют, что переходное излучение распространяется не со скоростью инжектированного сгустка электронов  $V_{b||} = 10^9 \text{ см/с}$  (рис. 6а), а в виде пакета волн свистового диапазона, фазовая и групповая скорости которого заметно ниже  $V_{b||}$ : продольная фазовая скорость переходного излучения  $V_{p||}$ , измеренное значение которой порядка  $2 \cdot 10^8 \text{ см/с}$  (рис. 6б), оказывается близкой к

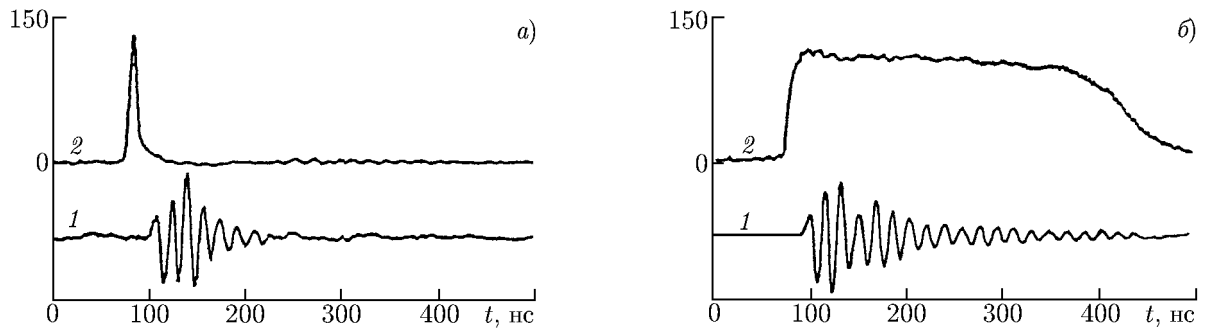


Рис. 4. Переходные процессы, возникающие в плазме под действием импульсного электронного пучка (панель (а)) и резкого переднего фронта электронного пучка (панель (б)).  $B_0 = 60$  Гс,  $E_b = 300$  эВ,  $n_p \approx 8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3} > n_p^c \approx 7,8 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ . Кривая 1 отвечает  $A^{\text{tr}}$  в отн. ед., кривая 2 — току пучка  $I_b$  в мкА

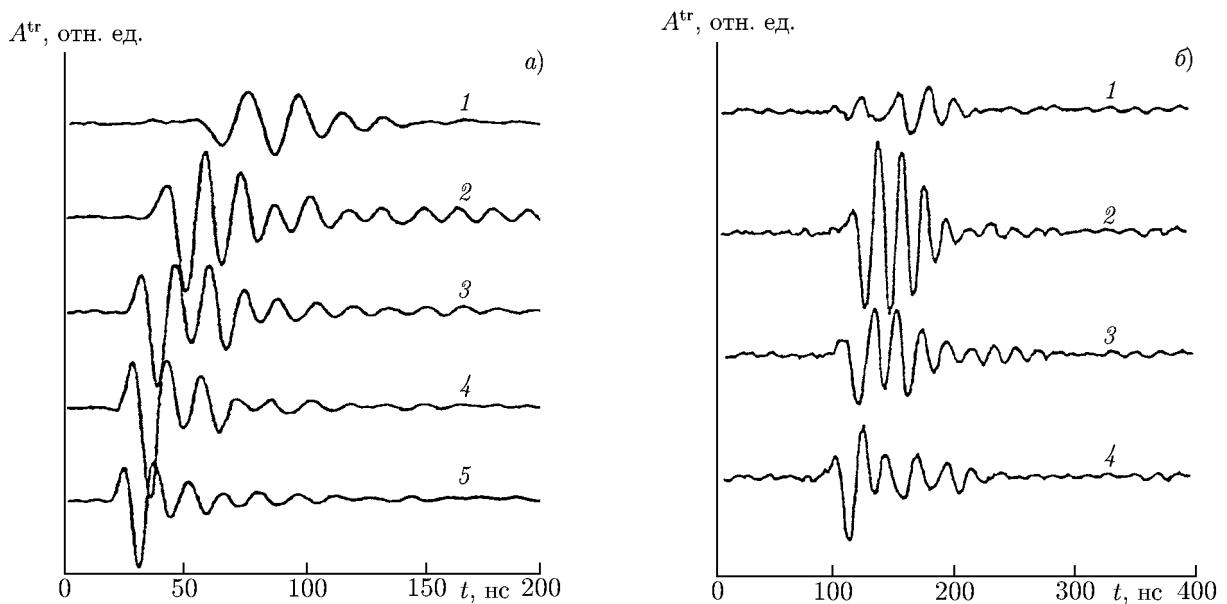


Рис. 5. Зависимость переходных процессов, возникающих в плазме под действием импульсного электронного пучка, от напряжённости внешнего магнитного поля (панель (а),  $n_p \approx 8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ , кривая 1 отвечает  $B_0 = 30$  Гс, 2 — 60 Гс, 3 — 90 Гс, 4 — 120 Гс, 5 — 150 Гс) и от концентрации плазмы (панель (б),  $B_0 = 60$  Гс, кривая 1 соответствует  $n_p = 10^{12} \text{ см}^{-3}$ , 2 —  $8,9 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ , 3 —  $4,5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ , 4 —  $8,9 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ );  $E_b = 300$  эВ

фазовой скорости квазипродольных вистлеров, вычисленной для  $f \approx 45$  МГц (частота заполнения на рис. 6б),  $B_0 = 30$  Гс и  $n_p \approx 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ . Как видно из рисунка, продольная групповая скорость переходного излучения  $V_{g\parallel}$  имеет тот же порядок, что и  $V_{p\parallel}$ , что также соответствует расчётам. Изменение максимума амплитуды переходного излучения с увеличением расстояния от точки инжекции пучка показано на рис. 6в, из которого следует, что переходное излучение детектируется, в основном, в ближней зоне инжектора, т. е. на расстояниях  $z \lesssim 17$  см. Уменьшение амплитуды волны связано с расходящейся диаграммой направленности, характерной для переходного излучения.

Волновая структура переходного излучения, создаваемого одиночным импульсным электронным пучком, показана на рис. 7а. Последний представляет интерферометрические измерения,

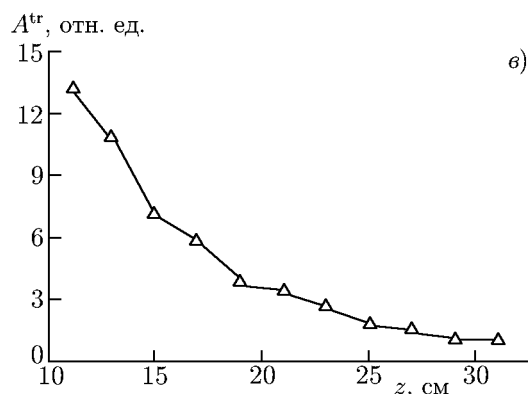
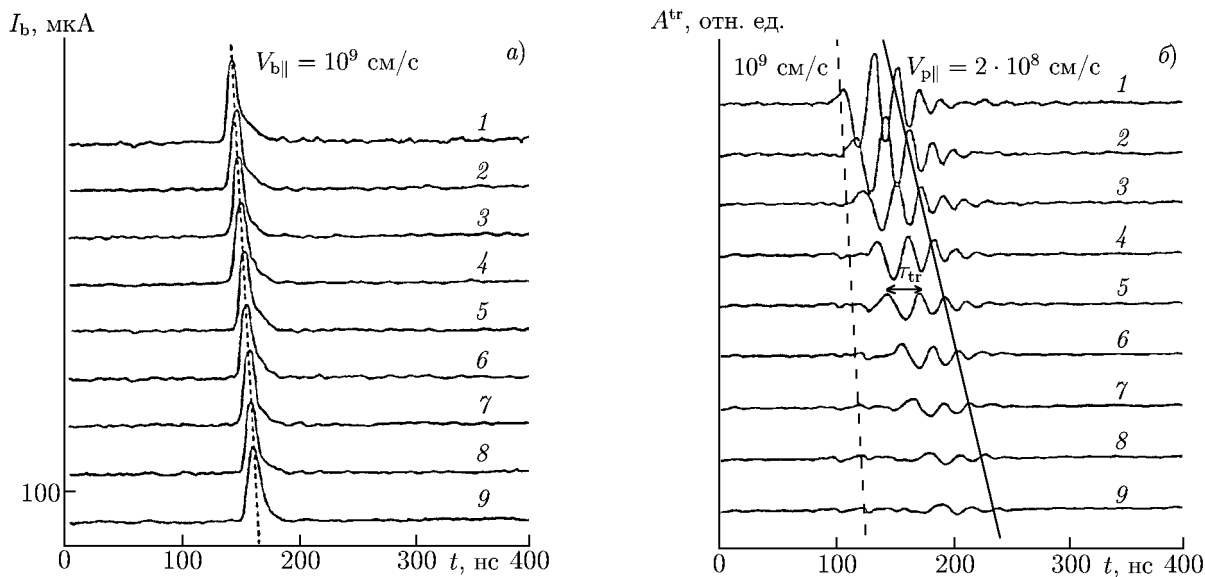


Рис. 6. Панель (а) — измерения продольной скорости импульсного электронного пучка  $V_{b||} = 10^9$  см/с, кривая 1 отвечает  $z = 10$  см, 2 — 12 см, 3 — 14 см, 4 — 16 см, 5 — 18 см, 6 — 20 см, 7 — 22 см, 8 — 24 см, 9 — 26 см; панель (б) — измерения продольной фазовой скорости ( $V_{p||} = 2 \cdot 10^8$  см/с) переходного излучения, формируемого импульсным электронным пучком, номера кривых соответствуют тем же  $z$ , что и на панели (а); панель (в) — зависимость амплитуды переходного излучения от расстояния от точки инжекции пучка в плазму;  $B_0 = 30$  Гс,  $n_p \approx 5 \cdot 10^{11}$  см $^{-3}$ ,  $E_b = 300$  эВ

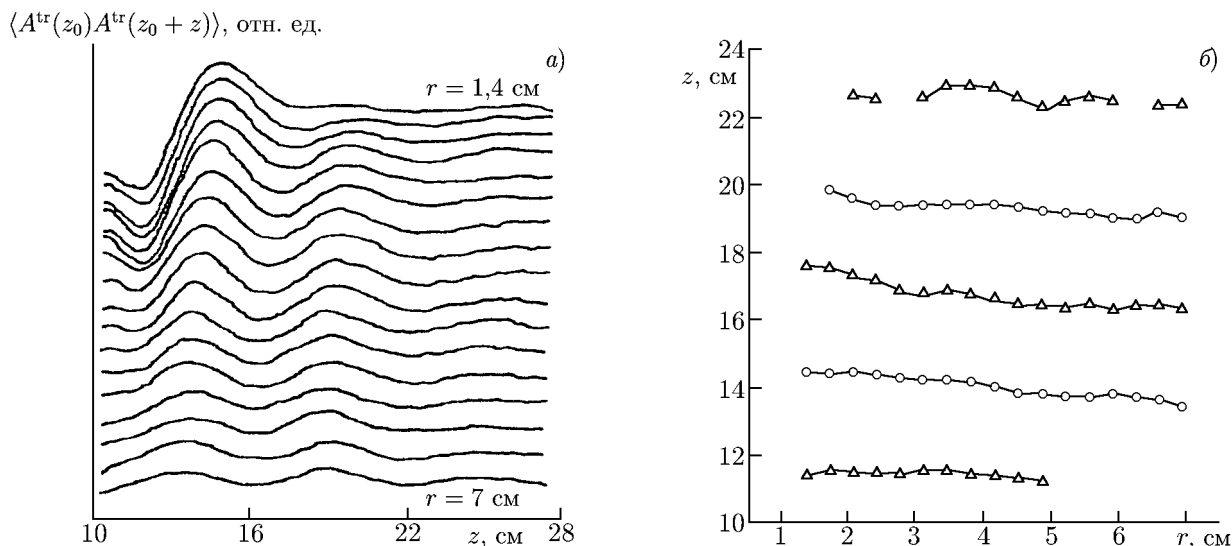


Рис. 7. Пространственная структура переходного излучения, создаваемого импульсным пучком: панель (а) — интерферометрические измерения, панель (б) — соответствующие контуры постоянной фазы;  $B_0 = 30$  Гс,  $n_p \approx 3,6 \cdot 10^{11}$  см $^{-3}$ ,  $E_b = 160$  эВ



проведённые при различных радиальных позициях  $r$  подвижной приёмной антенны ( $B_0 = 30$  Гс,  $n_p \approx 3,6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3} \gg n_p^c \approx 3,5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ ); соответствующие контуры постоянной фазы, т. е. позиции максимумов и минимумов интерферометрических кривых, приведены на рис. 7б. Видно, что переходное излучение одиночного токового импульса распространяется вглубь плазмы в виде квазипродольных вистлеров. Характеристики переходного излучения, создаваемого резким передним фронтом немодулированного пучка, сходны с описанными выше характеристиками переходного излучения, формируемого одиночным сгустком ускоренных электронов.

### 2.1.2. Суперпозиция импульсных электронных пучков

В предыдущих разделах было показано, что переходное излучение, формируемое отдельным импульсным электронным пучком, представляет собой волновой пакет свистового диапазона частот. Однако, в естественных условиях высыпания ускоренных частиц происходят в виде последовательности сгустков. Вместе с тем, поскольку длительность волнового пакета от каждого сгустка может быть достаточно велика, возможно возникновение интерференции волновых пакетов вследствие их «наслаивания» друг на друга. Подобные эффекты могут возникать и в ходе активных экспериментов по инъекции электронного пучка с борта космического аппарата, где используются импульсно-периодические схемы инъекции частиц. Для исследования режимов интерференции волновых пакетов переходного излучения были предприняты эксперименты по инъекции в плазму периодической последовательности импульсных электронных пучков.

На рис. 8а схематически представлена последовательность коротких электронных сгустков, инжектируемых в плазму с периодом повторения  $T_{гр}$ . В случае, когда период инъекции пучка в плазму  $T_{гр}$  больше, чем характерное время релаксации переходного процесса от каждого из электронных сгустков  $T_{г1}$ , переходное излучение из точки инъекции пучка состоит из набора неперекрывающихся импульсов без сколько-нибудь существенного влияния одного импульса на другой, как показано на рис. 8б. С уменьшением  $T_{гр}$ , когда  $T_{гр} \sim T_{г1} > 1/f^*$ , импульсы излучения от соседних импульсов пучка начинают перекрываться (рис. 8б). При дальнейшем уменьшении  $T_{гр}$  до величины порядка  $1/f^*$  в результате суперпозиции различных переходных процессов формируется переходное излучение на частоте модуляции пучка  $f_m = 1/T_{гр}$ , как показано на рис. 8б. Спектральный анализ получаемого переходного излучения (см. рис. 9) демонстрирует подавление высших гармоник переходного излучения по сравнению с высшими гармониками в спектре тока электронного пучка, что, несомненно, является результатом сложного процесса интерференционного сложения волновых пакетов, формируемых отдельными электронными сгустками.

## 2.2. Кильватерный след короткого токового импульса в плотной плазме

В плотной плазме, когда условия черенковского резонанса между импульсным пучком и свистовыми волнами не выполняются и резонансного возбуждения волн не происходит, позади пучка наблюдается кильватерный след в виде вынужденных колебаний плазмы. Действительно, электростатическое поле импульсного пучка, движущегося в плазме, поляризуют элементы плазменного объёма; процесс релаксации этой поляризации, по-видимому, и формирует кильватерный след пучка. На рис. 10 показаны осциллограммы кильватерной волны короткого токового импульса  $A^{wk}$  при различных продольных позициях  $z$  приёмной антенны. Видно, что частота кильватерной волны определяется структурой возбуждающего импульса: её характерный период  $\tau_{wk} \approx 30$  нс оказывается порядка удвоенной длительности токового импульса  $\tau_{г1}$  ( $\tau_{г1} \approx 15$  нс на рис. 10) и практически не зависит от параметров плазмы. Измерения проводились в плотной плазме, когда условия черенковского резонанса между электронным пучком и волнами свисто-

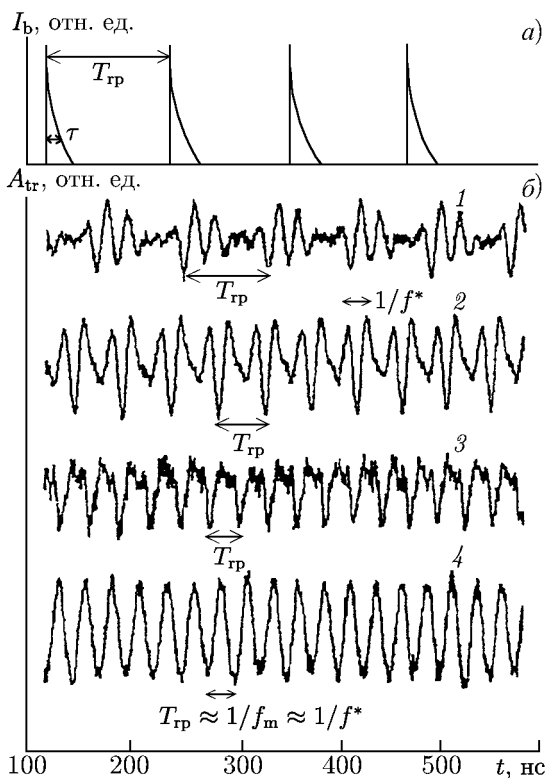


Рис. 8. Панель (а) — схематическое изображение последовательности коротких электронных сгустков с длительностью  $\tau$ , инжектируемых в плазму с периодом повторения  $T_{gp}$ ; панель (б) — соответствующие переходные процессы, возникающие в плазме при различных  $T_{gp}$ : кривая 1 отвечает  $T_{gp} > T_{rl}$ , 2 и 3 —  $T_{gp} \approx T_{rl} > 1/f^*$ , 4 —  $T_{rl} > 1/f^* \approx T_{gp}$

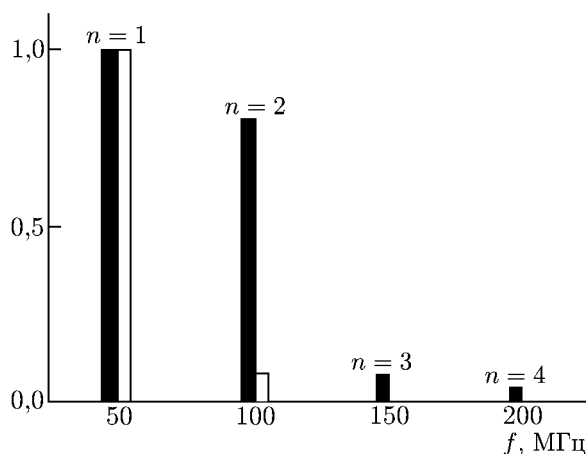


Рис. 9. Нормированные на их максимумы спектры тока пучка (чёрный тон) и переходного излучения (белый тон):  $f_m = 50$  МГц,  $B_0 = 60$  Гс,  $E_b = 300$  эВ и  $n_p \approx 3,2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3} \gg n_p^c$

вого диапазона не выполняются:  $n_p \approx 8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ ,  $n_p^c \approx 7,8 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ ,  $B_0 = 60$  Гс. На малых расстояниях  $z$  от точки инжекции импульсного пучка в плазму кильватерная волна и переходное излучение импульса перекрываются: как видно из рис. 10, при  $z = 14$  см хорошо различаются два периода  $\tau_{wk}$  и  $\tau_{tr}$ , присутствующие в осцилляциях плазмы. Тем не менее, благодаря значительному различию между скоростью импульса  $V_b \approx 10^9$  см/с и групповой скоростью переходного излучения  $V_{g\parallel} \approx 3,5 \cdot 10^8$  см/с, кильватерная волна и переходное излучение при больших  $z$  оказываются разделёнными во времени; к тому же, амплитуда переходного излучения быстро падает с ростом  $z$  (см. рис. 6б). Таким образом, в случае, когда приёмная антенна расположена на больших расстояниях от точки инжекции импульса ( $34 \text{ см} \lesssim z \lesssim 54 \text{ см}$  на рис. 10), можно наблюдать невозмущённую кильватерную волну, создаваемую коротким сгустком ускоренных электронов, распространяющимся в магнитоактивной плазме. Отметим, что кильватерная волна прижата к поверхности электронного сгустка на масштабе порядка  $c/\omega_p \approx 0,5$  см, что свойственно вынужденным колебаниям свистового диапазона частот. Более того, продольная фазовая скорость кильватерной волны равна скорости сгустка:  $V_{p\parallel}^{wk} = V_{b\parallel} \approx 10^9$  см/с; вистлеры, имеющие такую фазовую скорость, конечно, не могут являться собственными волнами магнитоактивной плазмы с подобными параметрами. Таким образом, кильватерная волна, изображённая на рис. 10, не является собственной волной магнитоактивной плазмы, а представляет собой вынужденные

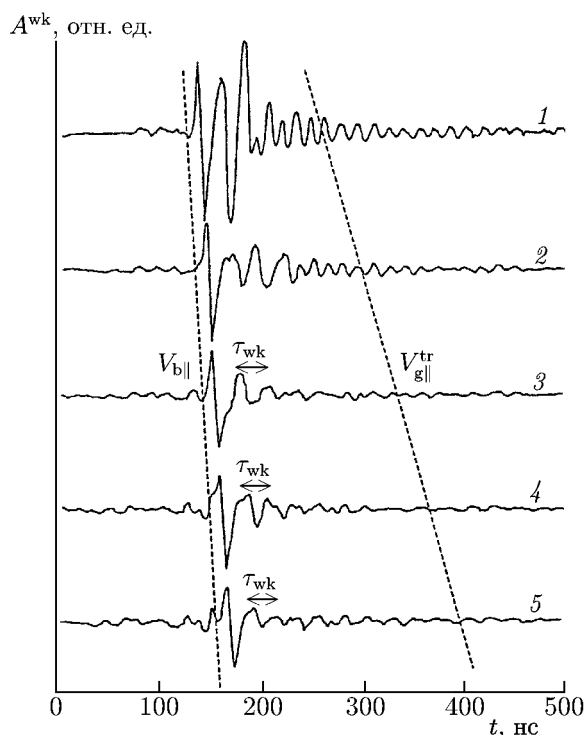


Рис. 10. Осциллограммы кильватерной волны импульсного электронного пучка в плотной плазме ( $n_p \approx 8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3} > n_p^c \approx 7,8 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ ) при различных позициях приёмной антенны  $z$ , располагавшейся вдоль оси пучка: кривая 1 соответствует  $z = 14 \text{ см}$ , 2 – 24 см, 3 – 34 см, 4 – 44 см, 5 – 54 см. Продольная скорость кильватерной волны равна продольной скорости импульсного пучка  $V_{wk} = V_b \approx 10^9 \text{ см/с}$ . Продольная скорость пучка  $V_{b||} = 10^9 \text{ см/с}$  и групповая скорость переходного излучения  $V_{g||}^{tr} = 3 \cdot 10^8 \text{ см/с}$  отмечены пунктирными линиями;  $B_0 = 30 \text{ Гс}$ ,  $E_b = 300 \text{ эВ}$

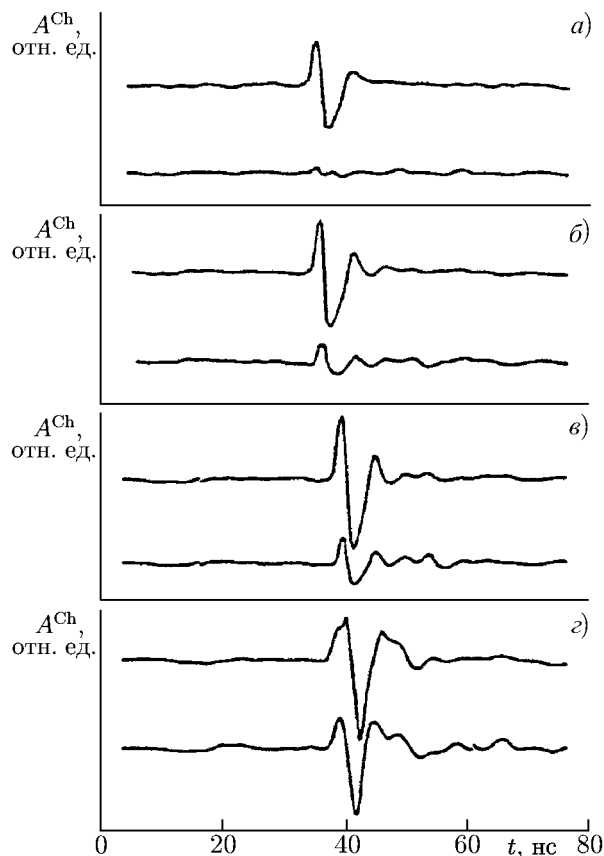


Рис. 11. Осциллограммы электромагнитного поля, создаваемого в плазме импульсным электронным пучком при различных концентрациях плазмы: панель (а) –  $n_{p1} \approx 1,1 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3} \gg n_p^c$ ; (б) –  $n_{p2} \approx 7,5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3} \approx n_p^c$ ; (в) –  $n_{p3} \approx 5,9 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3} \lesssim n_p^c$ ; (г) –  $n_{p4} \approx 2,8 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3} \ll n_p^c$ . Для каждой концентрации антенна располагалась на расстоянии  $z = 30 \text{ см}$  от выхода электронной пушки либо внутри пучка (верхняя кривая), либо на расстоянии 2 см от его оси (нижняя кривая);  $B_0 = 60 \text{ Гс}$ ,  $E_b = 300 \text{ эВ}$

колебания плазменной системы. Кильватерная волна наблюдается также при распространении в плазме электронного пучка с резким передним фронтом, но её амплитуда приблизительно в два раза меньше, чем в случае короткого токового импульса.

### 2.3. Черенковское излучение

Существование черенковского излучения при распространении в магнитоактивной плазме импульсного электронного пучка ( $\tau_{pl} \approx 15 \text{ нс}$ ) демонстрируется рис. 11, на котором представлен формирующийся в плазме сигнал  $A^{Ch}$  с характерной длительностью порядка  $\tau_{Ch} \approx 20 \text{ нс}$ . Сигнал  $A^{Ch}$  измерялся рамочной антенной, расположенной внутри токового импульса ( $r = 0 \text{ см}$ ) и на расстоянии  $r = 2 \text{ см}$  от его оси, при фиксированном продольном расстоянии от точки ин-

жекции электронного сгустка в плазму  $z = 30$  см. Отметим, что положение приёмной антенны было выбрано таким образом, чтобы влияние переходного излучения было несущественным (см. рис. 6в). Амплитуда электромагнитного поля внутри токового импульса существенно не меняется при уменьшении концентрации плазмы  $n_p$  от  $n_{p1} \approx 1,1 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3} \gg n_p^c$  (рис. 11а) до  $n_{p4} \approx 2,8 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3} \ll n_p^c$  (рис. 11з). Критическое значение концентрации плазмы  $n_p^c$  приблизительно соответствует рис. 11б:  $n_{p2} \approx n_p^c \approx 7,5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ . Вместе с тем амплитуда поля на расстоянии  $r = 2$  см от оси электронного сгустка возрастает приблизительно в 10 раз при том же самом изменении концентрации плазмы. Таким образом, при концентрации  $n_p < n_p^c$  возникает черенковское излучение.

### 2.3.1. Распространение черенковского отклика в плазме

Картина распространения черенковского излучения, создаваемого импульсным электронным пучком в плазменном объёме, представлена на рис. 12. Видно, что форма черенковского отклика сохраняется при перемещении приёмной антенны вдоль направления внешнего магнитного поля (рис. 12а), при этом скорость движения черенковского отклика равна продольной скорости электронного пучка. Очевидно, что рассматриваемый черенковский отклик представляет собой свёртку широкого частотного спектра вистлеров, распространяющихся с одинаковой продольной фазовой скоростью, равной продольной скорости пучка:  $V_{p\parallel} = V_{b\parallel} \approx 10^9 \text{ см/с}$ . При этом поперечные фазовые скорости  $V_{p\perp}$  свистовых волн, формирующих черенковский отклик, различны и определяются соответствующими дисперсионными соотношениями. В соответствии с этим форма черенковского отклика плазмы меняется при его распространении в направлении, перпендикулярном  $\mathbf{B}_0$  (рис. 12б–г). Отметим, что для концентрации плазмы, близкой к критическому значению  $n_p^c$  (рис. 12б), частотный диапазон возбуждаемых волн довольно узок. Соответственно, узок и диапазон  $\Delta V_{p\perp}$  между максимальным и минимальным значениями  $V_{p\perp}$ . Так, на рис. 12б имеем  $V_{p\perp}^{\min} \approx 2,1 \cdot 10^9 \text{ см/с}$ ,  $V_{p\perp}^{\max} \approx 2,3 \cdot 10^9 \text{ см/с}$ . С уменьшением  $n_p$  частотный диапазон возбуждаемых волн увеличивается, увеличивается и  $\Delta V_{p\perp}$  (рис. 12в, г).

Из измеренных значений  $V_{p\perp}$  можно грубо оценить частотный спектр возбуждаемых вистлеров. Эти оценки показывают, что при черенковском резонансе с импульсным электронным пучком возбуждаются, в основном, высокочастотные вистлеры с  $\omega \lesssim \omega_A$ , соответствующие квазипотенциальной ветке свистового диапазона частот (см. направление  $V_{p\perp}$  на рис. 12б–г).

## 3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе представлены результаты лабораторных экспериментов по взаимодействию нестационарных электронных пучков с магнитоактивной плазмой в свистовом диапазоне частот. Основная задача этих исследований состояла в изучении основных механизмов возбуждения волн в плазме импульсными электронными пучками. Было экспериментально показано, что импульсный электронный пучок с длительностью  $\tau$  или передний фронт немодулированного электронного пучка с той же длительностью эффективно возбуждают волны свистового диапазона частот при условии, что величина  $1/\tau$  лежит в этом диапазоне, т. е. удовлетворяет неравенству  $1/\tau < \omega_c < \omega_p$ . Были исследованы различные механизмы возбуждения вистлеров подобными нестационарными электронными пучками.

Во-первых, было показано, что в области инжекции нестационарного (импульсного или с резким передним фронтом) электронного пучка в плазму происходит эффективное возбуждение волн свистового диапазона частот посредством механизма переходного излучения. В результа-

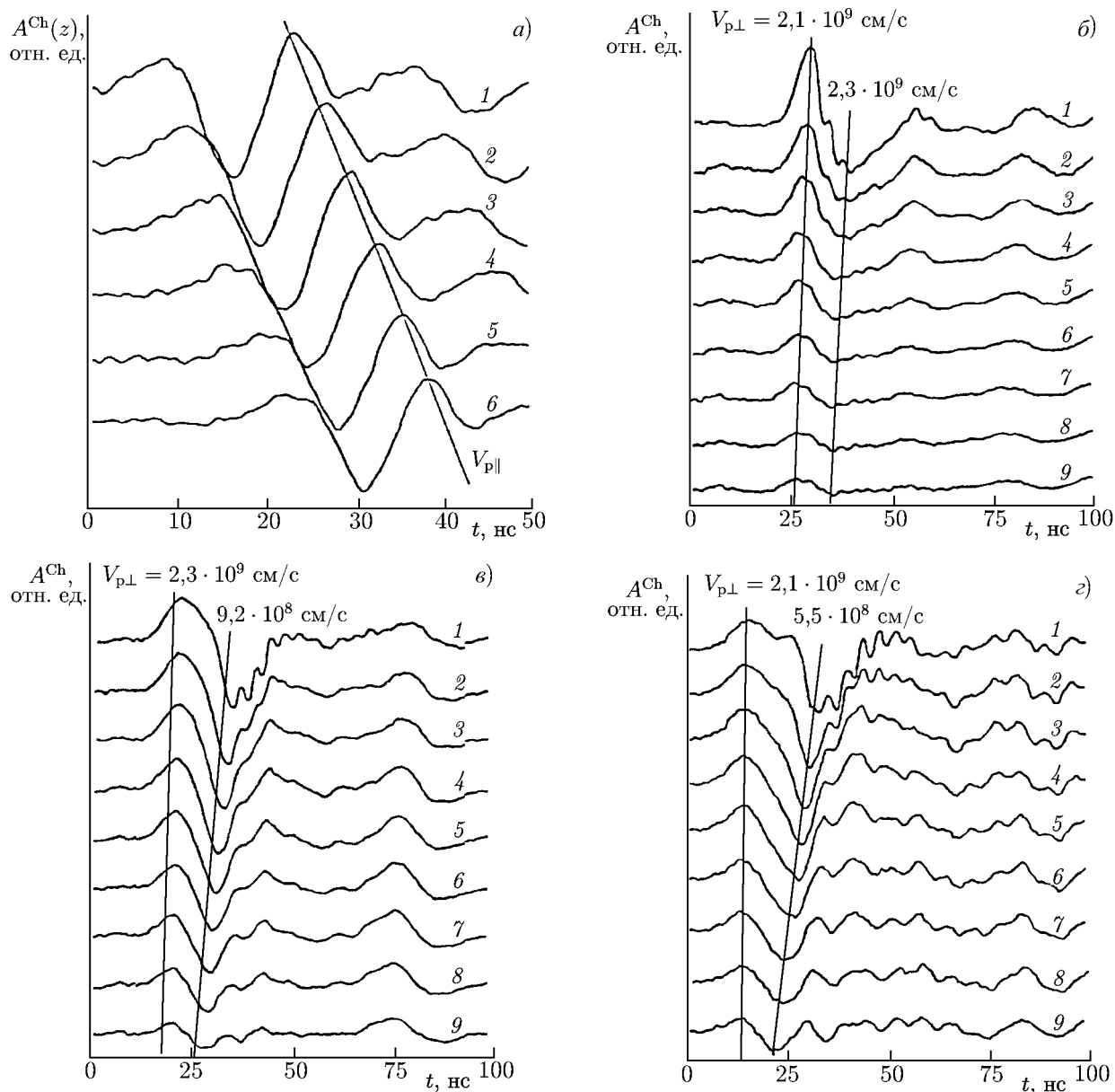


Рис. 12. Панель (а) — осциллограммы черенковского излучения, создаваемого в плазме импульсным электронным пучком, при различных продольных положениях  $z$  приёмной антенны с фиксированной радиальной позицией  $r = 2$  см: кривая 1 отвечает  $z = 27$  см, 2 — 30 см, 3 — 33 см, 4 — 36 см, 5 — 39 см и 6 — 42 см;  $B_0 = 60$  Гс,  $E_b = 300$  эВ,  $n_p \approx 3 \cdot 10^{10}$  см $^{-3}$ . Видно, что сигнал распространяется с продольной фазовой скоростью  $V_{p\parallel} = 10^9$  см/с, равной скорости пучка, а его форма сохраняется. Панели (б)–(д) — осциллограммы черенковского излучения, создаваемого в плазме импульсным электронным пучком, при различных радиальных положениях приёмной антенны с фиксированной продольной позицией  $z = 27$  см (кривая 1 отвечает  $r = 1,0$  см, 2 — 1,7 см, 3 — 2,4 см, 4 — 3,1 см, 5 — 3,8 см, 6 — 4,5 см, 7 — 5,2 см, 8 — 5,9 см и 9 — 6,6 см) для трёх значений концентрации плазмы при  $B_0 = 60$  Гс,  $E_b = 300$  эВ: панель (б) отвечает  $n_p \approx n_p^c \approx 7,8 \cdot 10^{10}$  см $^{-3}$ ; (в) —  $n_p \approx 3 \cdot 10^{10}$  см $^{-3}$ ; (д) —  $n_p \approx 1,8 \cdot 10^{10}$  см $^{-3}$ . Прямыми отмечены максимальная и минимальная скорости, наблюдаемые в эксперименте

те в плазме формируется пакет квазимонохроматических квазипродольных вистлеров, распространяющихся вглубь плазменного объёма с фазовой и групповой скоростями, определяемыми

соответствующими дисперсионными соотношениями.

Во-вторых, было показано, что в отсутствие черенковского синхронизма между импульсным пучком и свистовыми волнами происходит возбуждение вынужденных колебаний плазмы с временным периодом порядка длительности пучка.

В-третьих, было установлено, что при выполнении условия черенковского синхронизма между импульсным электронным пучком и свистовыми волнами происходит эффективное возбуждение последних импульсным электронным пучком на черенковском резонансе. Были указаны основные характеристики возбуждаемых таким образом волн. Показано, что возбуждение волн посредством резонансного механизма происходит только при концентрации плазмы ниже некоторого критического значения.

Полученные результаты могут быть использованы, например, при интерпретации данных различных натуральных наблюдений процессов генерации очень низкочастотных излучений в условиях магнитосферы Земли.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты 11–02–01288-а и 10–02–01417-а) и правительства Нижегородской области (проект 11–05–97039-р-поволжье\_а).

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Lavergnat J. Artificial particle beams in space plasmas studies. The French-Soviet experiment ARAKS: Main results. New York: Plenum Press, 1982.
2. Dobrowolny M., Melchioni E. // J. Geophys. Res. 1993. V. 98. P. 13 761.
3. Stenzel R. L., Urrutia J. M. // J. Geophys. Res. 1990. V. 95. P. 6 209.
4. Stenzel R. L., Urrutia J. M. // Phys. Plasmas. 1997. V. 4. P. 26.
5. Esarey E., Sprangle P., Krall J., Ting A. // IEEE. Trans. Plasma Sci. 1996. V. 24. P. 252.
6. Inertial fusion science and applications / Ed. by C. Labaune, W. J. Hogan, K. A. Tanaka. New York. Amsterdam: Elsevier, 1999.
7. Neau E. // IEEE Trans. Plasma Sci. 1994. V. 22. P. 2.
8. Wessel F., Robertson S. // Phys. Fluids. 1981. V. 24. P. 739.
9. Ware K., Filios P., Gullickson R., et al. // IEEE Trans. Plasma Sci. 1997. V. 25. P. 160.
10. Boswell R., Morey I., Porteous R. // J. Geophys. Res. 1989. V. 94. P. 2 654.
11. Neubert T., Banks P. // Planet. Space Sci. 1992. V. 40. P. 153.
12. Helliwell R. Modern radio science. Oxford University Press, 1993. P. 189.
13. Gurnett D., Frank L. // J. Geophys. Res. 1972. V. 77. P. 172.
14. Bering E., Maggs J., Anderson H. // J. Geophys. Res. 1987. V. 92. P. 7 581.
15. Rycroft M. // Planet. Space Sci. 1973. V. 21. P. 239.
16. Omura Y., Nunn D., Matsumoto H., Rycroft M. // J. Atmos. Terr. Phys. 1991. V. 53. P. 351.
17. Urrutia J., Stenzel R. // Phys. Rev. Lett. 1989. V. 62. P. 272.
18. Urrutia J., Stenzel R. // Phys. Rev. Lett. 1991. V. 67. P. 1 867.
19. Stenzel R., Urrutia J., Rousculp C. // IEEE. Trans. Plasma Sci. 1992. V. 20. P. 787.
20. Bills D. G., Holt R. B., McClure B. T. // J. Appl. Phys. 1962. V. 33. P. 29.
21. Starodubtsev M., Krafft C., Thevenet P., Kostrov A. // Phys. Plasmas. 1999. V. 6. P. 1 427.
22. Starodubtsev M., Krafft C. // Phys. Plasmas. 1999. V. 6. P. 2 598.
23. Starodubtsev M., Krafft C., Thevenet P. // IEEE. Trans. Plasma Sci. 2000. V. 28. P. 367.
24. Starodubtsev M., Krafft C. // J. Plasma Phys. 2000. V. 63. P. 285.

Поступила в редакцию 14 декабря 2012 г.; принята в печать 28 декабря 2012 г.

## LABORATORY MODELING OF THE NONSTATIONARY ELECTRON BEAM INTERACTION WITH MAGNETIZED PLASMA

*M. V. Starodubtsev and C. Krafft*

We present the results of experimental study of the mechanisms of interaction of nonstationary electron beams with magnetized plasma under conditions where typical durations  $\tau$  of electron bunches satisfy the relation  $f_{\text{LH}} \ll 1/\tau < f_c < f_p$ , where  $f_{\text{LH}}$  is the lower-hybrid frequency,  $f_c$  is the electron-cyclotron frequency, and  $f_p$  is the plasma frequency. It is demonstrated that the electromagnetic responses occurring in the magnetized plasma due to the intrusion of such beams are transported by whistler waves. It is shown that these responses are of different nature. Namely, the transient radiation occurring in the vicinity of the point of injection of the pulsed beam into the plasma is a packet of quasi-longitudinal whistlers, while the electromagnetic response excited in a rarefied plasma is due to the Čerenkov resonance with the pulsed beam.