

ИОНИЗАЦИОННОЕ САМОКАНАЛИРОВАНИЕ МОДУЛИРОВАННЫХ ПЛАЗМЕННО-ВОЛНОВЫХ ПУЧКОВ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Г. А. Марков*

Нижегородский государственный университет
603600, Нижний Новгород, Россия

Поступила в редакцию 11 августа 1997 г.

Исследована динамика ионизационного самоканалирования модулированных пучков плазменных волн, формирующих уединенный плазменно-волновой канал во внешнем магнитном поле. Показана возможность возбуждения в фоновой плазме и в канале волновых электромагнитных процессов на частотах модуляции ионизирующего излучения.

1. ВВЕДЕНИЕ

Ионизационное самовоздействие полей электромагнитных источников в вистлерном диапазоне частот ($\Omega_H < \omega < \omega_H$, где ω_H и Ω_H — гирочастоты электронов и ионов) допускает совместную концентрацию ионизирующего излучения и образующейся плазмы [1–4]. В результате такого самовоздействия наблюдается формирование узких плазменно-волновых каналов, локализующих энергию излучения, и выделение ее в узкой магнитной силовой трубке [2, 3]. Образующаяся при разряде плазменная неоднородность автоматически [5] согласовывает короткую возбуждающую антенну с генератором накачки и окружающей фоновой плазмой, что увеличивает эффективность передачи энергии от источника в плазму силовой трубки [6]. В ночной ионосфере возбуждаемый на высотах $h \geq 150$ км бортовым радиоисточником плазменно-волновой канал [7–9] является источником мощных потоков горячих частиц вдоль силовых линий геомагнитного поля. Из теоретических оценок очевидно, что в течение нескольких минут горячие частицы из разряда могут заполнить большую часть объема магнитной силовой трубки, опирающейся на разряд, и образовать искусственный магнитосферный дакт [10]. В результате этого возможно существенное изменение геофизической ситуации в окрестности возмущенной трубки [8, 9]. Например, изменяются условия возбуждения, распространения и отражения вистлерных и альфвеновских электромагнитных волн [8, 11]. Изменяются потоки высыпающихся заряженных частиц из возмущенной трубки [9]. Модуляция потоков высыпающихся энергичных ($\mathcal{E}_e \geq 40$ кэВ) электронов означает возбуждение переменного тока по всей длине возмущенной модулированным разрядом магнитосферной трубки [10]. В лабораторных условиях такие разряды, называемые геликонными [12–14], представляют большой интерес для разработки плазмохимических реакторов особой чистоты и исследования особенностей нелинейного взаимодействия полей мощных ВЧ источников с формируемым плазменным образованием.

* E-mail: markov@rf.unn.rannet.ru

В настоящей работе приведены результаты экспериментального исследования динамических процессов ионизационного самоканалирования плазменно-волновых пучков, формируемых в магнитном поле дипольным ВЧ источником, выход которого модулирован по амплитуде. Показано, что формирование плазменных каналов сопровождается инъекцией пучков быстрых электронов из области разряда вдоль внешнего магнитного поля. Ионизация нейтрального газа электронами пучка обеспечивает удлинение канала. Скорость роста плазменно-волнового канала определяется дисперсией волновых полей, создающих и поддерживающих канал. Токи, генерируемые плазменно-волновыми пучками, возбуждают азимутальное магнитное поле, радиальное и продольное электрические поля поляризации плазмы в канале. При амплитудной модуляции ВЧ источника наблюдаются изменения с частотой модуляции параметров плазмы и размеров плазменно-волнового канала, генерация НЧ волновых полей. Время релаксации НЧ колебаний оказалось достаточным для наблюдения «эховых» сигналов после выключения модуляции ВЧ источника.

2. УСЛОВИЯ И РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Эксперименты были выполнены в стеклянной разрядной камере длиной 1800 мм и диаметром 200 мм. Возбуждающие кольца дипольного источника (диаметром 60 мм) располагались у конца камеры на расстоянии $l = 60$ мм друг от друга соосно с осью камеры и продольным магнитным полем. К кольцам подводилось ВЧ напряжение ($f_0 = 240$ МГц, $U_0 = 50$ В) от генератора ГСТ-2, модулированное по амплитуде на двух частотах $f_1 = 6$ кГц, $f_1 < f_2 \leq 70$ кГц. Частоту модуляции f_2 можно было менять в пределах 6–70 кГц. Давление воздуха в камере поддерживалось на уровне $p \leq 3 \cdot 10^{-4}$ Торр. Величину внешнего магнитного поля B_0 можно было менять от 60 до 750 Гс. Параметры плазмы измерялись подвижными ленгмюровскими зондами и четырехсеточным электростатическим анализатором, расположенным в противоположном от ВЧ источника конце разрядной камеры на ее оси. ВЧ излучение от источника, нагруженного на плазменный канал, регистрировалось измерительной антенной П6-22 и анализатором С4-27. Возбуждаемые разрядом НЧ поля выделялись анализатором С4-73 с помощью электрических (зондовых) антенн и ферритовой антенны в виде пояса Роговского. Динамика свечения плазмы разряда регистрировалась с помощью фотодиодов ФД-21 КП.

Структура ВЧ разряда, формируемого при ионизационном самоканалировании плазменных волн, содержит резонансный конус (рис. 1), опирающийся на возбуждающие кольца, и узкий шнур (плазменно-волновой канал), вытянутый из фокуса резонансного конуса в направлении магнитного поля B_0 [2]. При малых давлениях, когда длина свободного пробега электронов становится больше размеров конуса, наблюдаются размытие конуса и его более плавное сопряжение с плазменно-волновым каналом [3]. В стационарных условиях длина L канала определяется длиной затухания волн, поддерживающих канал. В случае столкновительного затухания

$$L \sim \frac{\omega}{\nu_e} \lambda_z (\omega_p/\omega)^2,$$

где λ_z — продольная длина волны, ν_e — эффективная частота столкновений электронов, ω_p — плазменная частота, соответствующая плотности плазмы в столбе. Поперечный масштаб плазменно-волнового канала r_{\perp} ($r_{\perp} \ll L$) определяется амплитудой волнового

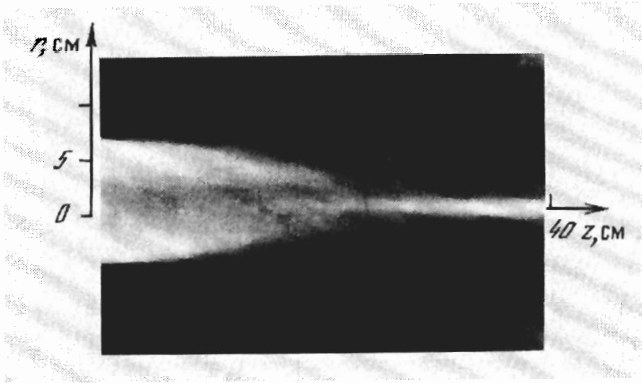


Рис. 1. Фотография ВЧ разряда, формируемого в условиях ионизационного самоканалирования полем плазменных волн, возбуждаемых дипольным источником при $p = 2 \cdot 10^{-2}$ Торр, $B_0 = 500$ Гс, $U_0 = 50$ В (z — расстояние от источника)

поля E_0 и потерями частиц из разряда. Для случая диффузионных потерь

$$r_{\perp} \sim \sqrt{D_{\perp}/\nu_i},$$

где D_{\perp} — коэффициент амбиполярной диффузии, $\nu_i \sim E_0^{2\beta}$ — частота ионизации [15].

Распределение плотности плазмы в канале в стационарных условиях, снятое подвижным электрическим зондом, приведено на рис. 2а для случая $p = 2 \cdot 10^{-2}$ Торр, $B_0 = 500$ Гс. Распределение относительной величины продольной компоненты электрического ВЧ поля $E_z/E_{z \max}$ в канале для тех же условий показано на рис. 2б. На рис. 3 приведена кривая торможения электронного тока в зависимости от задерживающего потенциала, полученная с помощью многосеточного анализатора при $p \approx 3 \cdot 10^{-4}$ Торр, $B_0 = 250$ Гс. Следует отметить, что количество энергичных электронов довольно быстро уменьшается с ростом расстояния r от оси канала к стенке камеры и с увеличением давления p .

Модуляция ВЧ полей, формирующих разряд, вызывает целый спектр динамических процессов в плазме плазменно-волнового канала и окружающего фона. На рис. 4 приведены циклограммы зависимости от времени мощности ВЧ излучения $W(t)$, формирующего разряд, плотности плазмы $N(t)$ в центральной части разряда, плотности плазмы в пристеночных областях $N_s(t)$, НЧ магнитного поля $H_{\varphi}(t)$, возбуждаемого разрядом, и потока быстрых ($\mathcal{E}_e > 30$ эВ) электронов $J_e(t)$, выбрасываемых из разряда вдоль оси $z_0 \parallel \mathbf{B}_0$.

Существенная разница в поведении кривых $N(t)$ и $N_s(t)$ отражает различие динамики плазмы в центре канала (кривая $N(t)$ получена с помощью отрицательного зонда по ионному току насыщения) и «пристеночной» плазмы фона (кривая $N_s(t)$ получена с помощью фотодиода с широкоапертурным окном, ориентированным на пристеночные области $r > 0.5a$). Оказалось, что при данных частотах модуляции плотность сравнительно холодной ($\mathcal{E}_e \sim 3$ эВ) пристеночной плазмы разряда непрерывно увеличивалась во время ВЧ импульса, практически не реагировала на быструю, с частотой f_2 , модуляцию подводимой ВЧ мощности $W(t)$ и не успевала релаксировать до 0 во время пауз.

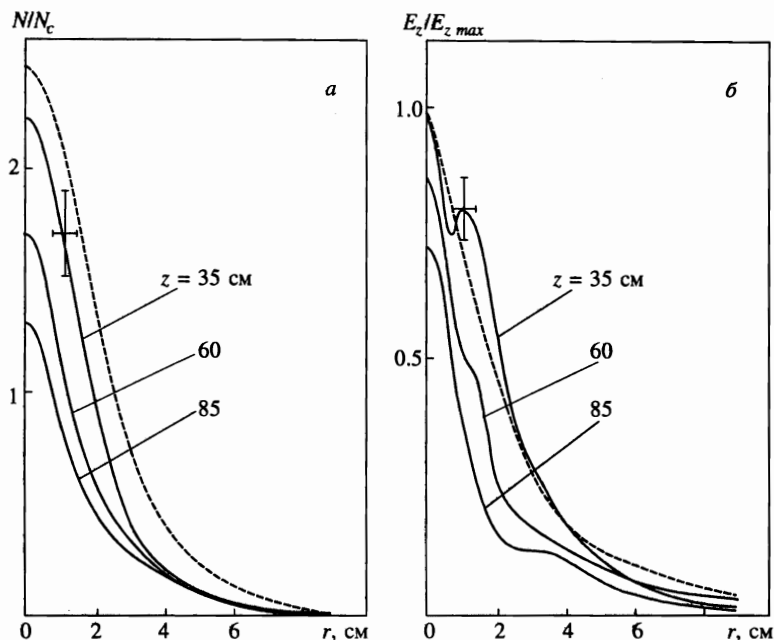


Рис. 2. Поперечные распределения плотности плазмы $N(r)$ (а) и относительной амплитуды продольной компоненты электрического ВЧ поля $E_z/E_{z,max}$ (б) в плазменно-волновом канале, снятые на разных расстояниях от дипольного источника в стационарных условиях, соответствующих рис. 1. Штриховые кривые получены в результате численного решения системы уравнений (1), (2) для условий данного эксперимента

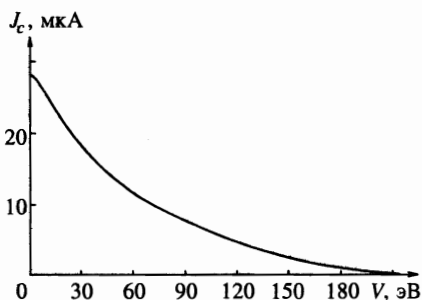


Рис. 3. Кривая торможения электронного потока, выбрасываемого из плазменно-волнового канала вдоль внешнего магнитного поля при $p = 3 \cdot 10^{-4}$ Торр, $B_0 = 250$ Гс, $U_0 = 50$ В

Постоянная составляющая фототока диода ФД-21КП составляла $> 80\%$ от переменной составляющей, приведенной на рис. 4. В центре плазменно-волнового канала концентрация плазмы четко отслеживала быструю (f_2) модуляцию подводимой ВЧ мощности. Сдвиг главного максимума на $N_z(t)$ относительно главного максимума на кривой $N(t)$ характеризует время формирования поперечной структуры плазменно-волнового канала ($\tau \sim 6$ мкс).

Формирование плазменно-волновых каналов сопровождается инъекцией пучков быстрых электронов (кривая $J_e(t)$ на рис. 4) и возбуждением НЧ электромагнитных полей. Осциллограмма $H_\varphi(t)$ на рис. 4 демонстрирует возбуждение азимутальной компоненты переменного (с частотой f_2) магнитного поля. Возбуждение H_φ возможно [16]

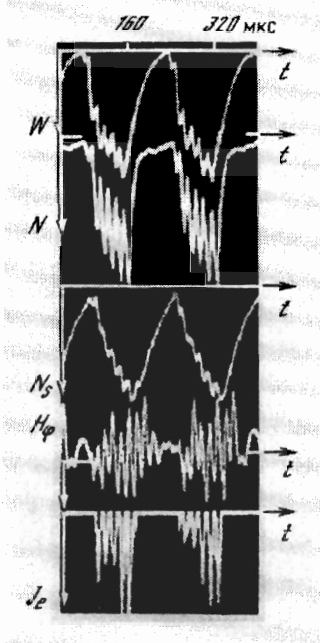


Рис. 4. Динамика колебаний плотности плазмы в приосевой $N(t)$ и периферийных (пристеночных) $N_s(t)$ областях разряда, генерация азимутального магнитного поля $H_\varphi(t)$ и потоков быстрых электронов $J_e(t)$, связанные с модуляцией величины подводимой к разряду ВЧ мощности $W(t)$ при $p = 3 \cdot 10^{-4}$ Торр, $B_0 = 250$ Гс, $U_0 = 50$ В

как из-за диамагнетизма неоднородной плазмы канала, так и из-за токов поляризации плазмы канала. Существенно, что колебания $H_\varphi(t)$ наблюдались и после выключения быстрой модуляции (f_2). «Эховые» сигналы особенно хорошо видны в верхней части рис. 5, где приведены осциллограммы $W(t)$ и $H_\varphi(t)$ для случая $f_2 = f_1$ (отсутствует быстрая модуляция подводимой мощности). На кривой $H_\varphi(t)$ этой панели хорошо видны две частоты возбуждаемых колебаний $f' \sim 70$ кГц во время ВЧ импульса и $f'' \sim 24$ кГц в паузах между импульсами.

Поляризация плазмы канала пучками заряженных частиц, вылетающих из области разряда при формировании и релаксации плазменно-волнового канала, вызывает колебания электрического поля в окрестности канала. В средней и нижней частях рис. 5 приведены осциллограммы колебаний $H_\varphi(t)$ и радиального электрического поля $E_r \approx \Delta U / \Delta r$, где ΔU — разность потенциалов между электрическими зондами, расположенными на оси плазменно-волнового канала и в фоновой плазме на расстоянии $\Delta r = 6$ см от оси. Амплитуда колебаний $E_r(t)$ максимальна при условии $\omega_{He} / \omega_0 = n$, $n = 2, 3$ и достигает величины ≥ 50 В/м. Амплитуда колебаний $H_\varphi(t) \sim 10^{-2}$ А/м соответствует величине продольного тока поляризации плазменно-волнового канала $J_e \leq 10$ мА ($W < 10$ Вт).

Поляризующие плазменно-волновой канал пучки быстрых электронов, вылетающие из разряда вдоль внешнего магнитного поля, генерируются на переднем фронте формирующего плазменно-волновой канал ВЧ импульса. На рис. 6 приведены осциллограммы $J_e(t)$ и $W(t)$, демонстрирующие особенности тонкой структуры генерируемых электронных пучков. Оказалось, что при длительностях переднего фронта нарастания ВЧ импульса $\Delta \tau > 20$ мкс наблюдается расщепление максимума потока электронов $J_e(t)$ на два.

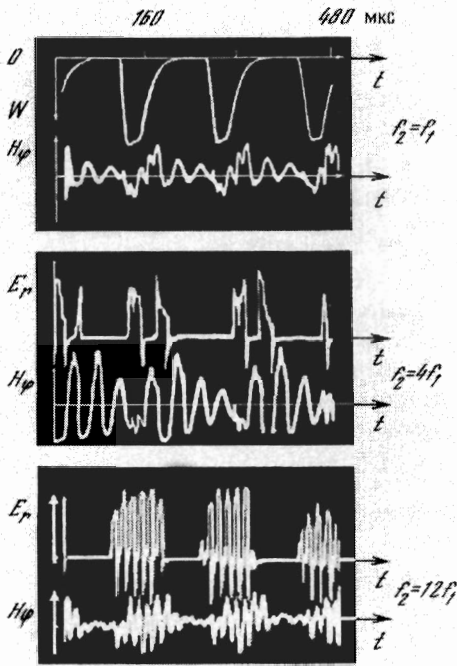


Рис. 5. Осциллограммы радиальной электрической $E_r(t)$ и азимутальной магнитной $H_\phi(t)$ составляющих НЧ полей, генерируемых модулированным плазменно-волновым разрядом при $p = 3 \cdot 10^{-4}$ Торр, $B_0 = 250$ Гс, $U_0 = 50$ В и разных значениях частоты быстрой модуляции f_2

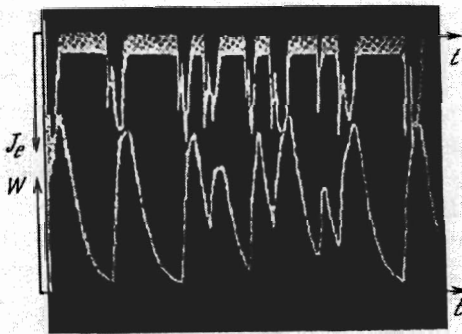


Рис. 6. Осциллограммы зависимостей $J_e(t)$ и $W(t)$, снятые при $p = 3 \cdot 10^{-4}$ Торр, $B_0 = 250$ Гс, $U_0 = 50$ В, $f_2 \leq 12$ кГц и демонстрирующие структуру и распределение генерируемых пучков электронов на переднем фронте ВЧ импульса, формирующего разряд

Первый максимум $J_e(t)$ связан, по нашему мнению, с движением от источника области фокуса резонансного конуса, в которой направления градиента концентрации плазмы $\nabla N(\mathbf{r})$, внешнего магнитного поля \mathbf{B}_0 и электрического поля источника $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ совпадают. Величина $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ в этой области имеет максимум, связанный с особенностью показателя преломления и возбуждением плазменных волн, ускоряющих электроны [17]. Время нарастания первого максимума $J_e(t)$ характеризует время прорастания

плазменно-волнового канала от источника до измерительного зонда и позволяет оценить скорость его роста вдоль магнитного поля ($v_{\parallel} \sim v_e \geq 10^8$ см/с).

Второй максимум $J_e(t)$ формируется потоком электронов, выбрасываемых из положительного столба плазменно-волнового канала продольным электрическим полем $E_{\parallel} \sim \nabla_{\parallel} N$. Поток существует, пока на переднем фронте ВЧ импульса идет рост положительного потенциала и сохраняется продольная неоднородность плазмы плазменно-волнового канала. При уменьшении амплитуды ВЧ импульса, формирующего канал, продольная неоднородность в канале уменьшается из-за быстрого разлета плазмы и, как показали наблюдения за изменениями продольной компоненты электрического поля, может изменить знак.

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Совокупность приведенных экспериментальных данных позволяет представить следующую физическую картину наблюдаемых динамических явлений. Формирование разряда начинается в ближнем поле ВЧ источника. Структура этого квазистатического поля существенно меняется с ростом концентрации плазмы выше уровня критической плотности N_c , когда плазменная частота ω_p становится больше частоты возбуждающего поля ω . При $\omega_p > \omega$ появляются резонансные конические поверхности, опирающиеся на кольца возбуждающей антенны (рис. 1). Поле плазменных волн, эффективно возбуждаемых вдоль поверхности резонансного конуса, формирует в области фокуса вытянутый вдоль внешнего магнитного поля плазменный шнур — плазменно-волновой канал. В канале заперт пучок плазменных волн (короткомасштабных вистлеров), которые переносят вдоль шнура энергию, достаточную для его создания и поддержания. Отметим, что короткий ($l \ll \lambda_0$, λ_0 — длина волны в вакууме) ВЧ источник эффективно возбуждает плазменные волны в широком диапазоне волновых чисел [18]. Поэтому канал формируют волновые поля с масштабами длины волны λ_p от диаметра проволоки возбуждающих колец до удвоенного расстояния между ними ($\lambda_p \leq 2l$). Хорошее пространственное выделение резонансного конуса (см. рис. 1) является подтверждением эффективности возбуждения мелкомасштабных плазменных волн с большой амплитудой короткой дипольной антенной. Биениями суммарного поля плазменных волн с разными продольными масштабами можно объяснить [18] возбуждение низкочастотных колебаний с частотой f' (см. рис. 5) во время достаточно длинного ВЧ импульса. Размытие плазменной неоднородности в резонансном конусе растет с уменьшением давления газа, т. е. определяется длиной свободного пробега электронов. При больших плотностях плазмы в канале возможно возбуждение вистлеров, в поперечной структуре которых присутствуют и мелкие, и крупные масштабы [5, 6, 19].

Стационарное самосогласованное распределение плотности плазмы $N(r_{\perp})$ в поперечном сечении аксиально-симметричного канала и ВЧ потенциала $\varphi = \Psi(r_{\perp}) e^{i\omega t - ik_z z}$ ($\mathbf{E} = -\nabla\varphi$) на небольших расстояниях от источника ($z < \lambda_0$) определяется системой уравнений [3]

$$\nabla_{\perp} \Psi - k_z^2 (1 - N/N_c) \Psi = 0, \quad (1)$$

$$D_{\perp} \Delta_{\perp} N + (\nu_i - \nu_a) N = 0, \quad (2)$$

где ν_a — частота прилипания. Здесь мы учли, что в рассматриваемом диапазоне параметров компоненты тензора диэлектрической проницаемости $\epsilon_{11} \approx \epsilon_{22} \approx 1$, $\epsilon_{33} = 1 - N/N_c$, а основным фактором потерь заряженных частиц является прилипание электронов к молекулам воздуха. Слабая продольная неоднородность стационарного канала может быть учтена добавлением в (2) дополнительного фактора потерь $\sim D_{\parallel}/L^2$, соответствующего диффузии частиц на торцевую стенку. Для построения упрощенной теоретической модели стационарного плазменно-волнового канала частоту ионизации молекул воздуха электронными ударами ν_i можно представить модельной функцией амплитуды продольного поля, определяющего температуру электронов в канале, $\nu_i = \alpha (k_z \Psi)^{2\beta}$ [15]. Система уравнений (1), (2) допускает самолокализованные аксиально-симметричные [2] и многогорбые уединенные распределения поля и плазмы [3]. Многогорбые (многосолитонные) решения (1), (2) соответствуют многопучковому самоканалированию плазменных волн, которое наблюдается при использовании несимметричных источников ионизирующего излучения [3]. Аксиально-симметричное односолитонное решение описывает уединенный плазменно-волновой канал, формируемый симметричным источником [2] средней мощности. На рис. 2 приведены штриховыми кривыми результаты расчета системы (1), (2) для $\beta = 2$, $D_{\perp}/\nu_a = 63 \text{ мм}^2$, $\lambda_z = 120 \text{ мм}$.

Решение самосогласованной системы уравнений типа (1), (2) для нестационарного случая с учетом потерь и продольной неоднородности плазменно-волнового канала представляет значительные трудности. Поэтому для объяснения результатов экспериментов по динамике ионизационного самоканалирования плазменно-волновых пучков ограничимся известными теоретическими соображениями и оценками. Прежде всего отметим, что из-за неоднородного по сечению нагрева плазмы полем волнового пучка и наличия внешнего магнитного поля ($r_{He} \leq 0.1 \text{ мм} \ll r_{Hi} \leq 10 \text{ мм} \ll a = 100 \text{ мм}$) в динамическом режиме ионизационного самоканалирования наблюдаются две существенно разные области разряда. На периферии ($r \geq 50 \text{ мм}$) имеется квазистационарная область сравнительно холодной плазмы, концентрация в которой изменяется примерно в два раза за время ВЧ импульса ($\tau_1 \sim 1/f_1$), оставаясь все время несколько менее критической ($N_s \leq N_c$). Средняя энергия электронов в этой области изменяется в пределах $\mathcal{E}_e < 3 \text{ эВ}$. В центральной, динамической части разряда (в области плазменно-волнового канала $r \leq 30 \text{ мм}$) величины N и \mathcal{E}_e изменяются более значительно (см. рис. 4) и четко отслеживают модуляцию подводимой мощности с обеими частотами (f_1 и f_2), а при подходящих условиях и частоту биений f' суммарного поля плазменных волн с разными продольными масштабами.

Наблюдаемые низкочастотные колебания в канале происходят следующим образом. С ростом подводимой ВЧ мощности растет плотность плазмы в канале и формируется растущий в длину положительный столб. Электроны разогреваются полем плазменных волн, запертых в столбе, и выбрасываются вдоль внешнего магнитного поля. При этом растет положительный потенциал столба и ускоряется диффузия ионов через боковую поверхность столба. Столб продолжает удлиняться за счет энергии захваченного излучения и при уменьшении подводимой мощности. При этом уменьшаются потенциал и плотность плазмы в расширяющемся столбе. Выбрасываемый из столба электронный пучок возбуждает азимутальное магнитное поле, а растущий положительно заряженный плазменный столб формирует перемещающиеся вместе с ним радиальное и продольное электрические поля. В результате при сравнительно быстрой амплитудной модуляции создающего разряд излучения возможно формирование специфической волны возмущений параметров плазменного канала и связанных с этими возмущениями

электромагнитных полей и токов. Скорость распространения такой волны совпадает со скоростью прорастания канала в фоновой плазме ($v_k \sim v_e$). Характерный продольный масштаб волны возмущений $\lambda_k \sim v_e/f_{mod}$, а частота волны равна частоте модуляции f_{mod} и удовлетворяет условию

$$f_{mod} > \omega (v_e/\omega_p)^2 (l_e/\lambda_z),$$

т. е. $\lambda_k < L$. Здесь l_e — длина свободного пробега электронов, а $\lambda_z \sim 2l$. В условиях наших экспериментов $v_e \geq 10^8$ см/с, $f_{mod} \leq 10^5$ Гц, размеры установки $\mathcal{L} \sim 2 \text{ м} \leq \lambda_k/4$, что не позволило исследовать структуру полей и токов волны возмущений. Однако наблюдения изменений знака продольной компоненты НЧ электрического поля в фазе с изменениями знака продольной компоненты градиента плотности плазмы в канале и изменения знаков E_r и H_φ компонент возбуждаемых НЧ полей позволяют говорить о наблюдении вынужденного НЧ волнового процесса, сформированного модулированным волновым пучком. Напомним, что при ионизационной нелинейности в диапазоне частот $\Omega_H < \omega < \omega_H$ поле плазменных волн локализовано за счет полного внутреннего отражения в гребне плотной плазмы [2]. Наблюдаемые изменения знака продольной компоненты градиента плотности плазмы в канале связаны с движением гребней плотной плазмы от ВЧ источника вдоль продольной оси установки. Указанные выше свойства наблюдаемого эффекта существенным образом отличают его от внешне похожих эффектов формирования перемещающихся плазменных неоднородностей полем ленгмюровских солитонов и солитонов пространственного заряда [21].

Колебания параметров плазменно-волнового канала возбуждают собственные колебательные и волновые процессы в фоновой плазме и положительном столбе, частоты которых близки к f_{mod} . Например, наблюдаемые в условиях эксперимента «эховые» сигналы $H_\varphi(t)$ в паузах ВЧ импульсов накачки ($W \sim 0$) объясняются возбуждением магнитогидродинамических H -волн, дисперсионные кривые которых в высокочастотном диапазоне ($\omega_H \ll \omega < \omega_H$) переходят в дисперсионные кривые спиральных волн — вистлеров [20]. Возрастание амплитуды «эхового» сигнала на частоте модуляции $f_2 \sim 24$ кГц обусловлено резонансом МГД волны в разрядной камере, продольный масштаб которой совпадает с длиной возбуждаемой H -волны. Эти результаты позволяют объяснить механизм функционирования плазменной антенны, работа которой наблюдалась в ионосферном эксперименте «Активный шнур» [10, 11], возбуждением ОНЧ излучения волной возмущений в плазменно-волновом канале, формируемом разрядом в поле модулированного пучка плазменных волн.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Приведенные в работе экспериментальные результаты показывают сложный характер динамических явлений, возникающих при ионизационном самоканалировании пучков плазменных волн в магнитном поле. Амплитудная модуляция излучения, формирующего плазменно-волновой канал, ведет к появлению модулированных потоков электронов вдоль магнитного поля, ток которых замыкается токами фоновой плазмы и потоками ионов с поверхности канала, НЧ колебаниям потенциала и плотности плазмы в канале, перемещающимся от ВЧ источника вдоль внешнего магнитного поля, т. е. к формированию волны возмущений. В условиях ночной ионосферы возбуждаемый бортовым ВЧ источником плазменно-волновой канал является источником потоков элек-

тронов, скорость которых может превышать фазовую скорость альфвеновских и ОНЧ свистовых волн [7, 8]. Амплитудная модуляция ВЧ источника позволяет создавать движущиеся вместе с потоками электронов и увеличивающиеся в размерах токовые структуры и связанные с ними низкочастотные электромагнитные поля, т. е. формировать в ионосфере плазменно-динамические антенны [11]. Масштабы таких динамических антенн и длина волны возмущений в них могут быть сравнимы с длинами возбуждаемых антенной ОНЧ волн, поэтому они могут быть интересны для целей НЧ радиосвязи и волновой диагностики магнитосферной плазмы. Самостоятельный научный интерес представляют исследования дисперсионных характеристик, структуры полей и токов волны возмущений, возбуждаемой модулированным волновым пучком в замагниченной плазме.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 95-02-05816а) и Программы «Университеты России».

Литература

1. J. Musil and F. Zacek, *Creck. J. Phys.* В **22**, 1108 (1972).
2. Г. А. Марков, В. А. Миронов, А. М. Сергеев, Письма в ЖЭТФ **29**, 672 (1979).
3. Г. А. Марков, В. А. Миронов, А. М. Сергеев, И. А. Соколова, ЖЭТФ **80**, 2264 (1981).
4. И. А. Вдовиченко, Г. А. Марков, В. А. Миронов, А. М. Сергеев, Письма в ЖЭТФ **44**, 216 (1986).
5. Г. А. Марков, *Физика плазмы* **14**, 1094 (1988).
6. А. В. Кудрин, Г. А. Марков, *Изв. ВУЗов — Радиофизика* **34**, 163 (1991).
7. Ю. Н. Агафонов, А. П. Бабаев, В. С. Бажанов и др., Письма в ЖТФ **15**, 1 (1989).
8. Ю. Н. Агафонов, В. С. Бажанов, Ю. И. Гальперин и др., Письма в ЖТФ **16**, 65 (1990).
9. Ю. Н. Агафонов, В. С. Бажанов, В. Я. Исякаев и др., Письма в ЖЭТФ **52**, 1127 (1990).
10. Г. А. Марков, Ю. В. Чугунов, *Изв. ВУЗов — Радиофизика* **37**, 791 (1994).
11. Ю. Н. Агафонов, Г. В. Башилов, Г. А. Марков, Ю. В. Чугунов, *Геомагнетизм и аэрономия* **36**, 206 (1996).
12. R. W. Boswell, *Plasma Phys. Control. Fusion* **26**, 1147 (1984).
13. F. F. Chen, *J. Vac. Sci. Technol. A* **10**, 1389 (1991).
14. K. P. Shamrai and V. B. Taranov, *Plasma Sources Sci. Technol.* **5**, 474 (1996).
15. J. T. Mayhan, R. L. Fante, R. O'Keefe et al., *J. Appl. Phys.* **42**, 536 (1971).
16. А. В. Кудрин, Г. А. Марков, В. Ю. Трахтенгерц и др., *Геомагнетизм и аэрономия* **31**, 334 (1991).
17. В. И. Архипенко, В. Н. Будников, А. А. Обухов, ЖТФ **43**, 113 (1973); **43**, 313 (1973).
18. Е. А. Мареев, Ю. В. Чугунов, *Антенны в плазме*, ИПФ АН СССР, Н. Новгород (1991).
19. Т. М. Заборонкова, А. В. Кудрин, Г. А. Марков, *Физика плазмы* **19**, 769 (1993).
20. А. Н. Кондратенко, *Плазменные волноводы*, Атомиздат, Москва (1976).
21. М. В. Незлин, *Динамика пучков в плазме*, Энергоиздат, Москва (1982).