

ДИНАМИКА ИОНИЗАЦИОННЫХ ПРОЦЕССОВ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ СВЧ-ИМПУЛЬСА С ПЛАЗМОЙ В ОБЛАСТИ ГИБРИДНОГО РЕЗОНАНСА

*В. И. Архипенко, В. А. Писарев, Л. В. Симончик**

*Институт молекулярной и атомной физики Национальной академии наук Беларуси
220072, Минск, Беларусь*

Е. З. Гусаков

*Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук
194021, Санкт-Петербург, Россия*

Поступила в редакцию 12 июля 2004 г.

Экспериментально исследована динамика ионизационных процессов и образование плазменно-волнового канала при взаимодействии СВЧ-импульсов большой мощности с замагниченной неоднородной плазмой при наличии гибридного резонанса. Конкуренция быстрых электронных и медленных ионизационных нелинейностей плазмы изучена в условиях, когда энергия осцилляций электронов в поле волны существенно превышает энергию ионизации атомов рабочего газа.

PACS: 52.35.Mw

1. ВВЕДЕНИЕ

Явление плазменного резонанса играет важную роль в процессе ионизационного формирования плазмы под действием мощного СВЧ- и лазерного излучения. Значительный рост проекции электрического поля электромагнитной волны на направление градиента плотности плазмы, имеющий место при плотности плазмы, равной критической, и генерация в этой области ленгмюровских волн, согласно [1, 2], определяет как локализацию ионизационного фронта, так и динамику нарастания плотности. В то же время возбуждение в этой области замедленных плазменных волн существенно облегчает условия и для проявления быстрых электронных нелинейностей плазмы. В частности, в области плазменного резонанса сравнительно легко удовлетворяется условие равенства фазовой скорости волны и скорости осцилляций электронов в поле волны, что делает возможным опрокидывание плазменной волны [3–5]. Эффект опрокидывания, не учитываемый в теоретическом анализе [1, 2], сопровождается передачей энергии волны очень

быстрым электронам, что может существенно изменять картину ионизации плазмы.

В настоящей работе влияние конкуренции быстрых электронных и сравнительно медленных ионизационных нелинейностей на формирование плазменно-волноводного канала исследуется в модельном эксперименте по поглощению мощного СВЧ-импульса в окрестности точки гибридного резонанса в двумерно неоднородной магнитоактивной плазме. Первые результаты этих экспериментов публиковались ранее в кратком сообщении [6]. Однако в то время детальные исследования выполнены не были и наблюдаемые явления объяснения не получили.

Статья построена следующим образом. В разд. 2 описывается постановка эксперимента и картина распространения волн. В разд. 3 приводятся результаты наблюдений динамики генерации быстрых электронов, роста плотности плазмы и поведения ее свечения после включения СВЧ-импульса. Эти результаты затем обсуждаются в разд. 4, где также дается интерпретация эффекта повышения частоты волны, отраженной из области гибридного резонанса.

*E-mail: simon@imaph.bas-net.by

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ СИТУАЦИЯ

Эксперименты проводились на линейной плазменной установке «Гранит» [7]. Плазма создавалась в кварцевом баллоне 1 (рис. 1) с внутренним диаметром $2r_0 = 1.8$ см и длиной около 1 м, наполненном аргоном при давлении около 3 Па и помещенном в продольное магнитное поле напряженностью примерно 3 кГс, в результате электронного циклотронного пробоя. В средней части баллона устанавливалось монотонно убывающее вдоль магнитного поля распределение концентрации n_e электронов плазмы, которое может быть аппроксимировано выражением:

$$n_e(r, z) = n_c \exp\left(-\frac{z}{l}\right) \left(1 - \frac{r^2}{r_0^2}\right)^\beta, \quad (1)$$

где $l = 5$ см — масштаб неоднородности плазмы вдоль магнитного поля, $\beta = 4$, $n_c = \pi m f_0^2 / e^2$ — критическая концентрация электронов, f_0 — частота СВЧ-волны.

СВЧ-волна подводилась к плазме сбоку по волноводу 2 сечением 7.2×3.4 см², при этом электрическое поле волны было параллельно внешнему магнитному полю. Типичные значения параметров плазмы в месте ввода составляли $n_e < 10^{12}$ см⁻³ и $T_e \approx 2$ эВ. В тех случаях, когда концентрация на оси баллона заметно превосходила критическую для частоты f_0 подводимой СВЧ-волны, в плазме возбуждалась косая ленгмюровская волна преимущественно в виде основной радиальной моды Трайвелписа–Гулда, дисперсионное соотношение для которой в неоднородной плазме имеет вид

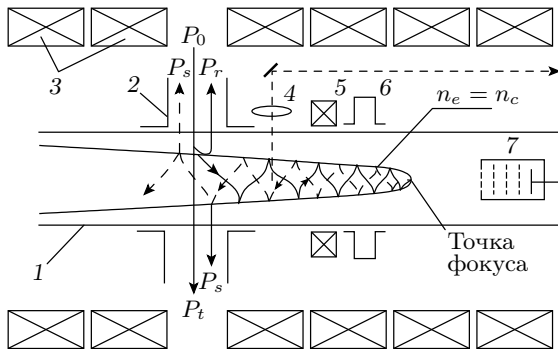


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: P_0 , P_r , P_s и P_t — соответственно падающая, отраженная, рассеянная и проходящая СВЧ-волны; 1 — кварцевый баллон; 2 — волновод; 3 — катушки магнита; 4 — оптическая система; 5 — пояс Роговского; 6 — резонатор; 7 — анализатор

$$k_\perp^2 = \left(\frac{\omega_{pe}^2(r, z)}{\omega_0^2} - 1\right) k_\parallel^2,$$

где k_\parallel и k_\perp — параллельная и перпендикулярная по отношению к магнитному полю составляющие волнового вектора. Областью прозрачности для этой волны является плотная плазма с концентрацией выше критической, $n_e > n_c$. Приосевая область плазмы (рис. 1) представляет для нее плазменный волновод со слабой аксиальной неоднородностью, распространяясь по которому в направлении уменьшения концентрации, волна замедляется. В точке, в которой силовые линии внешнего магнитного поля перпендикулярны поверхности критической концентрации $n_e = n_c$ (точка фокуса), происходит линейная трансформация волны в «теплую» плазменную, а ее поле достигает наибольших значений, задаваемых выражением

$$E_0 = \sqrt{\frac{2P'_0}{\omega_0} \frac{k_0^3}{3r_D^2 b k_0^3 + 1}} \times \exp\left\{i \int_{-z}^z (k_0 + ik_0'') dz' - \frac{k_0}{2b} r^2 - i\omega_0 t\right\} + \text{c.c.}, \quad (2)$$

где $P'_0 = \kappa P_0$ — доля подводимой к плазме мощности P_0 , идущая на возбуждение основной радиальной моды Трайвелписа–Гулда (согласно [7], $\kappa \approx 0.2$), r_D — дебаевский радиус, k_0 — компонента волнового вектора волны \mathbf{k} вдоль направления внешнего магнитного поля, определяемая в окрестности точки фокуса из уравнения:

$$3r_D^2 (k_0 + ik_0'')^2 - \frac{z}{a} - \frac{2}{(k_0 + ik_0'')b} + i\eta'' = 0, \quad (3)$$

где $a \approx l = 5$ см и $b \approx r_0 \beta^{-0.5} = 0.4$ см — экспериментально определяемые параметры распределения плотности плазмы вблизи точки фокуса, так что выражение для продольной диэлектрической проницаемости плазмы имеет вид

$$\eta = 1 - \frac{\omega_{pe}^2(r, z)}{\omega_0^2} (1 + 3r_D^2 k_0^2) + i\eta'' \approx \frac{z}{a} + \left(\frac{r}{b}\right)^2 - 3r_D^2 k_0^2 + i\eta''.$$

Колебательную энергию электронов в фокусе, используя выражение (2), можно записать как

$$W_\sim = \frac{P'_0}{\pi \omega_0 n_e} \frac{k_0^3 \exp(-2ak_0 \nu_{ea} / \omega_0)}{3r_D^2 b k_0^3 + 1}. \quad (4)$$

Для $k_0 \approx 40 \text{ см}^{-1}$ (это обычное значение для волнового числа волны в фокусе) можно получить соотношение

$$W_{\sim} [\text{эВ}] \approx 3.2P'_0 [\text{Вт}].$$

Для $P'_0 = 5 \text{ Вт}$ колебательная энергия электронов равна $W_{\sim} = 16 \text{ эВ}$, что уже больше, чем энергия ионизации $E_i = 15.76 \text{ эВ}$ для атомов аргона. При этом можно ожидать очень быстрой ионизации в области сильного СВЧ-поля и, как следствие, смещения положения точки гибридного резонанса от области ввода. В то же время при этих мощностях, согласно [8], происходит и опрокидывание плазменной волны, сопровождаемое ускорением электронов до энергии 1 кэВ.

В экспериментах использовалась различная диагностическая техника: резонатор 10-сантиметрового диапазона контролировал распределение плотности плазмы; оптическая диагностика давала сведения об изменении свечения плазмы как вдоль оси кварцевой трубы, так и по радиусу и позволяла определить область поглощения СВЧ-мощности; многосеточный анализатор контролировал функцию распределения электронной компоненты как в невозмущенной плазме, так и при воздействии волны накачки; пояс Роговского использовался для измерения компоненты тока по плазме вдоль внешнего магнитного поля; информация о протекающих в плазме волновых процессах извлекалась при анализе спектров сигналов из волноводного тракта. Эксперименты проводились при следующих параметрах накачки: частота $f_0 = 2840 \text{ МГц}$, мощность импульса $P_0 = 40\text{--}2000 \text{ Вт}$, длительность импульса $t = 0.4\text{--}2.5 \text{ мкс}$, длительность фронта импульса $t_f \approx 40 \text{ нс}$, частота повторения 300 Гц .

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Форма СВЧ-импульса накачки длительностью примерно 2.4 мкс и мощностью порядка 50 Вт в отсутствие плазмы представлена на рис. 2*а*. При наличии плазмы в разрядном баллоне на огибающей СВЧ-импульса после гомодинного детектирования при $t \approx 1 \text{ мкс}$ от его начала наблюдаются низкочастотные колебания с частотой $20\text{--}30 \text{ МГц}$ (рис. 2*б*). К концу импульса их частота уменьшается до $3\text{--}5 \text{ МГц}$. Низкочастотные колебания — это биения двух волн: прошедшей волны P_t и рассеянной в волноводный тракт из плазмы волны P_s (см. схему распространения волны на рис. 1).

Многосеточный анализатор, расположенный за областью фокуса на расстоянии около 25 см от него

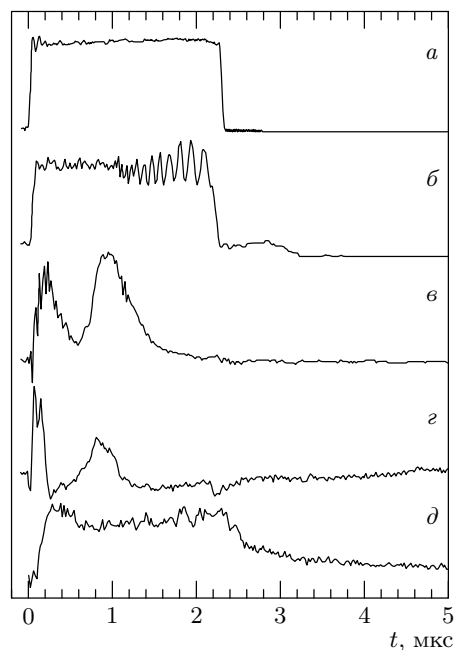


Рис. 2. Осциллограммы падающего (*а*) и рассеянного (*б*) СВЧ-импульсов, тока анализатора заряженных частиц (*в*), сигнала пояса Роговского (*г*) и интенсивности светового излучения в фокусе (*д*)

со стороны малых концентраций, фиксирует ток электронов (рис. 2*в*). Осциллограмма импульса тока имеет два максимума: один в начале импульса, другой в районе первой микросекунды. Первый максимум с ростом мощности увеличивается по амплитуде и незначительно смещается к началу импульса. Подробно природа этого максимума исследована в работе [8]. Основной вклад в него вносят электроны с энергиями сотни электронвольт. Второй максимум с ростом мощности также растет, сужается и смещается к началу импульса, причем это смещение происходит значительно быстрее, чем у первого максимума. Одновременно с перемещением второго максимума практически синхронно перемещается и момент начала низкочастотных колебаний на осциллограмме сигнала гомодинного детектора. Низкочастотные колебания, как правило, развиваются после достижения второго максимума тока электронов.

Сигнал пояса Роговского, как видно на рис. 2*г*, имеет два положительных максимума. Динамика их перемещения при изменении мощности СВЧ-импульсов такая же, как и у импульсов тока анализатора. Так как постоянная времени пояса Роговского составляет около 40 нс , его сигнал отражает производную импульса тока ускоренных электронов.

Как видно на рис. 2*д*, на котором представле-

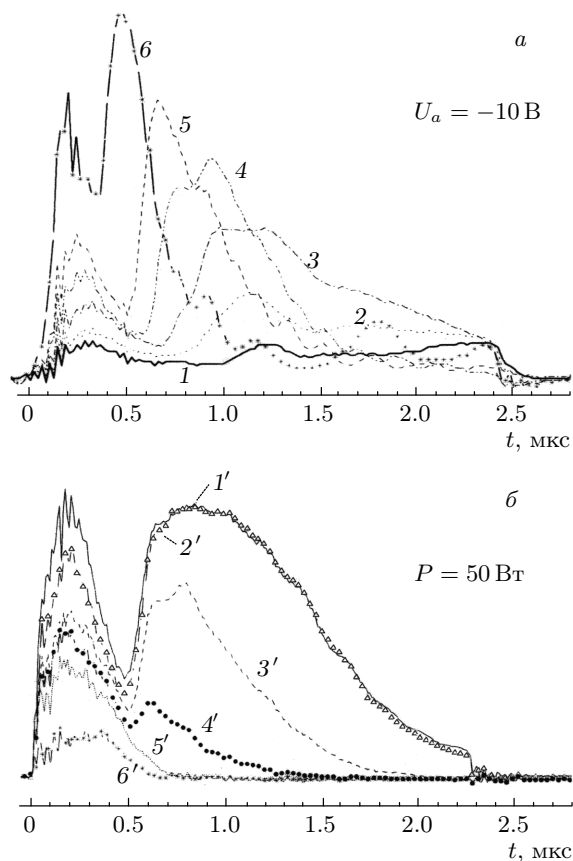


Рис. 3. Осциллограммы тока анализатора заряженных частиц при различных мощностях P СВЧ-импульса (а) и задерживающих потенциалах U_a (б): $P = 15$ Вт (1), 20 Вт (2), 30 Вт (3), 50 Вт (4), 160 Вт (5), 220 Вт (6); $U_a = 0$ (1'), -10 В (2'), -50 В (3'), -100 В (4'), -200 В (5'), -500 В (6')

на осциллограмма сигнала тока фотоэлектронного умножителя, свечение плазмы увеличивается в области фокуса практически одновременно с моментом подачи микроволнового импульса. Следует отметить, что для импульсов света характерен более медленный спад (в течение нескольких микросекунд) после окончания СВЧ-импульса, чем спад тока электронов (менее 1 мкс).

Энергия электронов. Величина и форма импульса тока анализатора заряженных частиц зависит от мощности подводимого СВЧ-импульса и задерживающего потенциала анализатора заряженных частиц. В эксперименте анализатор располагался на расстоянии около 25 см от точки фокуса со стороны малых концентраций. На рис. 3а приведены импульсы тока анализатора при задерживающем потенциале $U_a = -10$ В для различной мощности

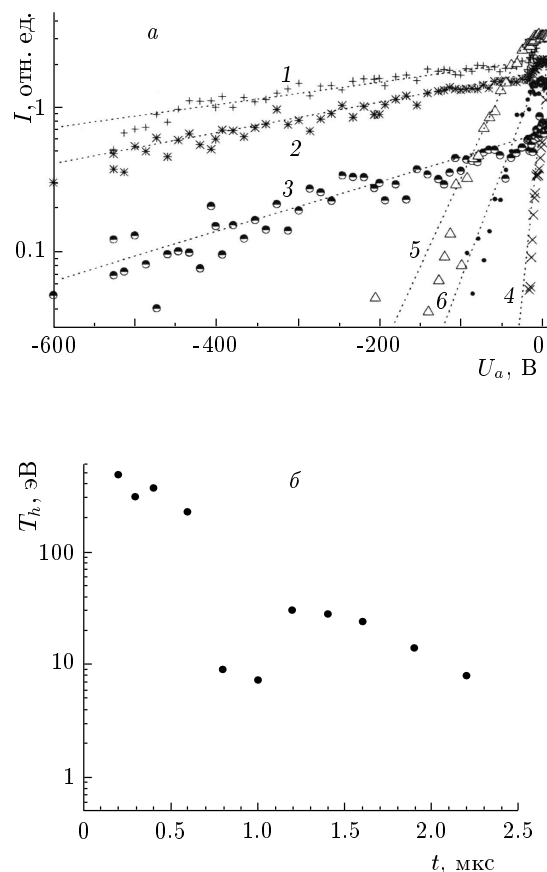


Рис. 4. Вольт-амперные характеристики (а) и энергия ускоренных электронов (б) при мощности СВЧ-импульса $P = 50$ Вт в различные моменты времени: $t = 0.2$ мкс (1), 0.4 мкс (2), 0.6 мкс (3), 0.8 мкс (4), 1.2 мкс (5), 1.6 мкс (6)

подводимых СВЧ-импульсов. Видно, что с увеличением мощности второй максимум тока быстро смещается к началу импульса. Если мощность импульсов наращивать и дальше, то при $P \approx 1$ кВт эти два максимума сливаются. При различных задерживающих потенциалах при фиксированной мощности, как это продемонстрировано на рис. 3б для импульса мощностью $P = 50$ Вт, максимумы ведут себя по-разному. Первый максимум, образованный электронами с энергией в сотни электронвольт, уменьшается примерно в пять раз при задерживающем потенциале $U_a \approx -500$ В. Второй максимум практически исчезает уже при $U_a \approx -200$ В. Это указывает на значительное различие энергий электронов, вносящих вклад в эти максимумы тока.

На рис. 4а представлены вольт-амперные характеристики анализатора заряженных частиц в полупрологарифмическом масштабе в различные момен-

ты времени от начала импульса при мощности $P = 50$ Вт. Они имеют участки при энергиях $W \gg T_e$, близкие к линейным (пунктирные линии), на которых энергия электронов может характеризоваться эффективной температурой T_h . Видно, что наклон характеристик от начала и до конца импульса меняется немонотонно. Это видно и на соответствующей зависимости эффективной температуры T_h от времени, приведенной на рис. 4б, из которого следует, что первый максимум тока вызван высокоэнергичными электронами с эффективной температурой $T_h \approx 400$ эВ. Генерация таких электронов продолжается в течение 0.5 мкс, а затем резко прерывается, и к концу первой микросекунды энергия электронов составляет около 10 эВ. Эффективная температура электронов во время второго пика существенно ниже, чем во время первого, и составляет примерно 40 эВ, а к концу импульса (2 мкс) снова уменьшается до 10 эВ. После окончания импульса надтепловые электроны исчезают быстро, менее чем за микросекунду. С их исчезновением и связано, по-видимому, наличие после окончания СВЧ-импульса небольшого минимума в сигнале пояса Роговского (рис. 2г).

Эффективная температура электронов, ускоренных в окрестности фокуса, значительно превышает энергию электронов в исходной плазме, $T_h \gg T_e$, во время как первого, так и второго всплеска генерации быстрых электронов. Это обстоятельство позволяет связать оба всплеска с затуханием Ландау плазменной волны, имеющим в первом случае определенно [8], а во втором предположительно нелинейный характер (опрокидывание плазменной волны).

Динамика концентрации электронов. Концентрация электронов контролировалась с помощью резонатора 10-сантиметрового диапазона, который позволяет определить ее значение, усредненное по объему плазмы, находящейся в резонаторе. Поскольку эксперимент проводился в режиме повторяющихся импульсов, с помощью стробоскопической техники можно было получать значения концентрации в различные моменты времени.

На рис. 5 приведены временные зависимости концентрации электронов в фокусе для различных мощностей и длительностей СВЧ-импульса. На рис. 5а видно, что заметный рост концентрации в зависимости от мощности импульса начинается спустя 200–300 нс от начала импульса. Длительность импульса в данном эксперименте составляла 0.4 мкс и отмечена заштрихованным прямоугольником на рис. 5а. Максимальной величины концентрация электронов достигает во всех случаях уже

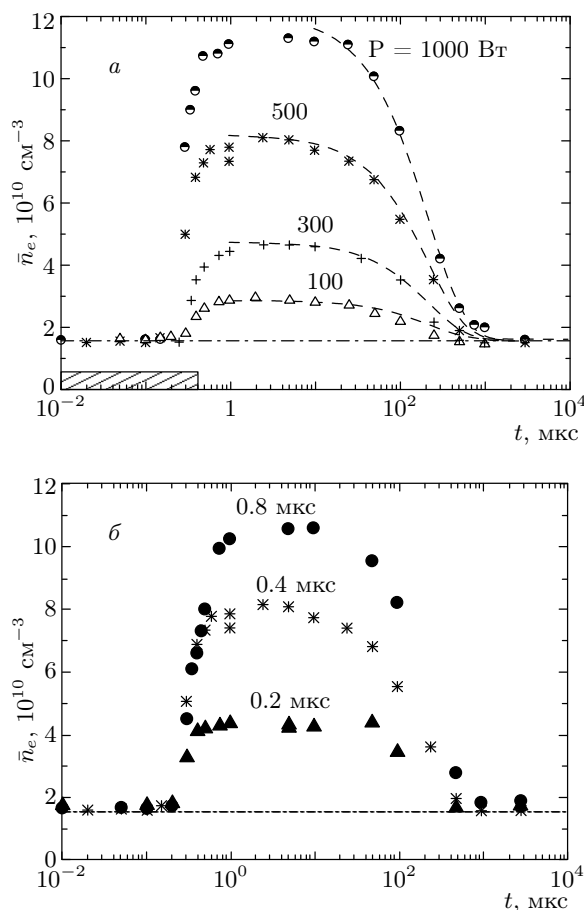


Рис. 5. Временные зависимости средней концентрации электронов в фокусе при различных мощностях P накачки (а) и при различных длительностях импульса (б) для мощности 50 Вт

после окончания импульса в промежутке времени от первой до десятой микросекунды. Затем плазма медленно релаксирует к исходному состоянию. Уровень критической концентрации показан на рис. 5а и 5б штрихпунктирными горизонтальными линиями. Практически для всех мощностей, как можно заключить из рис. 5а, распад плазмы завершается к первой миллисекунде. На рис. 5а штриховыми линиями представлены экспоненциальные зависимости, отражающие уменьшение концентрации электронов:

$$\bar{n}_e = n_m \exp [-(t - t')\tau_d],$$

где n_m — максимальная для каждой мощности концентрация электронов, t' — время начала спада концентрации, τ_d — постоянная спада. Оказалось, что во всех случаях постоянная спада концентрации одинакова и составляет около 200 мкс.

Максимальная величина концентрации после им-

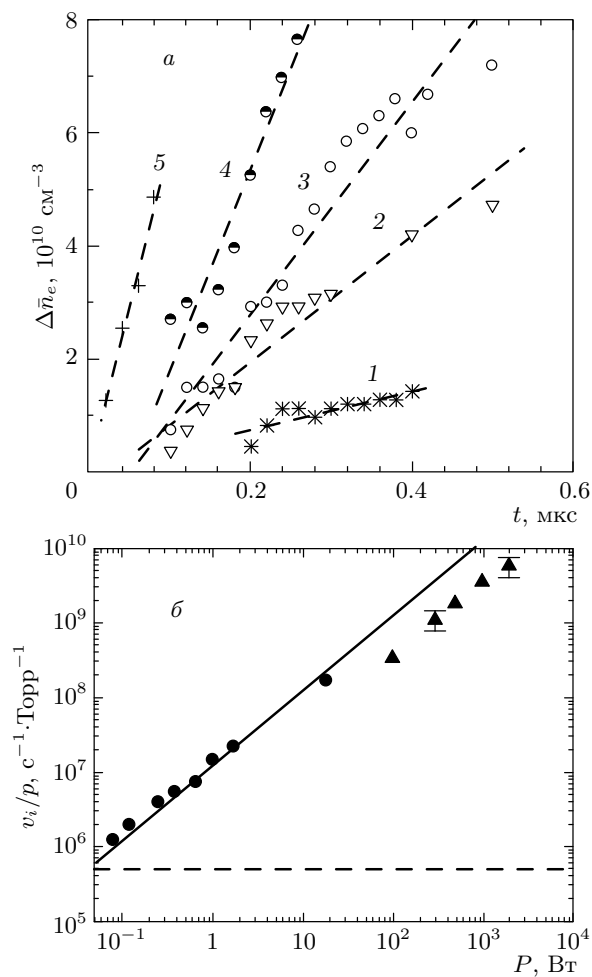


Рис. 6. а) Рост средней концентрации электронов в фокусе в начальный момент времени для мощностей накачки: 100 Вт (1), 300 Вт (2), 400 Вт (3), 500 Вт (4), 1 кВт (5), 2 кВт (6) и б) частота ионизации аргона в зависимости от мощности СВЧ-импульсов: • — данные работы [9]

пульса зависит от длительности импульса (рис. 5б): с увеличением длительности импульса концентрация возрастает. Продолжительность стадии распада плазмы изменяется слабо: от 0.6–0.7 до 1 мс.

Рассмотрим более подробно изменение концентрации в начальный период импульса, показанное на рис. 6а для различных мощностей накачки. Видно, что темп роста концентрации увеличивается с мощностью импульса. Поскольку эти зависимости достаточно хорошо аппроксимируются линейной зависимостью (штриховые линии), то, используя их, можно вычислить скорость ионизации v_i в точке фокуса, нормированную на давление p газа в разряд-

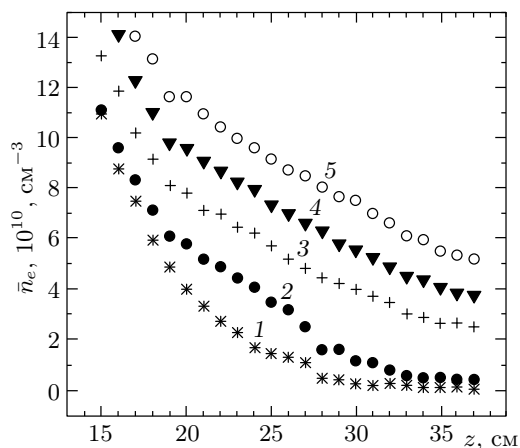


Рис. 7. Аксиальное распределение средней концентрации электронов в различные моменты времени: 1 — исходная плазма; 2 — $t = 0.5 \text{ мкс}$; 3 — $t = 1.1 \text{ мкс}$; 4 — $t = 1.7 \text{ мкс}$; 5 — $t = 2.4 \text{ мкс}$

ном баллоне:

$$\frac{v_i}{p} \approx \frac{1}{pn_c} \frac{\partial n_e}{\partial t}.$$

Полученные таким образом значения скорости ионизации представлены на рис. 6б в зависимости от мощности СВЧ-импульсов. На рисунке одновременно приведены данные работы [9], полученные в такой же постановке эксперимента, для мощности импульсов до 10 Вт. Горизонтальной штриховой линией на этом рисунке показан уровень частоты ионизации в исходной плазме, сплошной линией — линейная зависимость от мощности, $v_i \propto P$.

Следует подчеркнуть, что, как это видно на рис. 7, на котором для мощности падающего СВЧ-импульса около 100 Вт представлено продольное распределение средней концентрации электронов в различные моменты времени, рост концентрации происходит не только в окрестности исходного положения точки резонанса, но и вдали от него. Действительно, в начальный момент ($t < 0.5 \text{ мкс}$) рост концентрации локализован вблизи резонанса на расстоянии $z = 20\text{--}25 \text{ см}$ от места ввода накачки. Однако при $t > 0.5 \text{ мкс}$ рост концентрации в основном происходит уже в области малых концентраций исходной плазмы ($z > 25 \text{ см}$). Этот эффект может быть объяснен как ионизацией, вызываемой ускоренными электронами на начальной стадии импульса, так и прожиганием плазменного канала и перемещением области резонанса на более поздних стадиях импульса.

Световое излучение. В эксперименте регистрировались спектры излучения плазмы в области

резонанса в диапазоне длин волн 400–500 нм. Применение стробоскопической техники при их регистрации позволило проследить за их изменением со временем с момента подачи СВЧ-импульса. В начале импульса, когда генерируются электроны с энергиями в сотни электронвольт, в этом участке спектра интенсивность линий нейтрального аргона значительно меньше интенсивности ионных линий и спектр в основном представлен линиями иона аргона ArII . В различных сечениях по длине плазменного столба были зарегистрированы поперечные распределения интенсивности спектральной линии иона аргона ArII (454.5 нм). С помощью стробоскопической техники поперечные распределения регистрировались также и в различные моменты времени. С использованием этих данных были построены пространственные распределения интенсивности линии 454.5 нм иона ArII , представленные на рис. 8. Видно, что максимум интенсивности линии в начальный момент ($t < 0.2$ мкс) соответствует положению области резонанса. Со временем интенсивность растет, причем свечение растет сильнее со стороны малых концентраций, и при $t > 1$ мкс за фокусом наблюдается образование протяженного канала повышенной интенсивности свечения. Поперечный размер этого канала (расстояние между точками, в которых интенсивность составляет половину от интенсивности на оси канала) равен 1.5–2 мм. Для сравнения: поперечный размер свечения исходной плазмы на половине интенсивности достигает 4–6 мм.

Поскольку степень ионизации плазмы в области за фокусом не превышает 0.01 %, при интерпретации результатов измерений свечения плазмы будет оправдано применение корональной модели. В рамках этой модели возбуждение атомов и ионов происходит из основного состояния атомов в результате столкновений с электронами, а снятие возбуждения — в результате спонтанного излучения. В соответствии с работой [10] функции возбуждения линий атомов и ионов аргона максимальны вблизи потенциалов их ионизации. При энергиях электронов порядка сотни электронвольт они уменьшаются в несколько раз. Именно поэтому в начальной фазе импульса, соответствующей первому максимуму тока (см. рис. 2в), при $t < 0.5$ мкс, вдали от фокуса (при $z > 25$ см) ускоренные электроны вызывают лишь слабое свечение. Рост свечения в этих областях начинается с ростом концентрации и с перемещением в эту область плазменного резонанса. Поскольку электроны в это время имеют значительно меньшую энергию, близкую к максимуму функции возбуждения линии, они способны более эффектив-

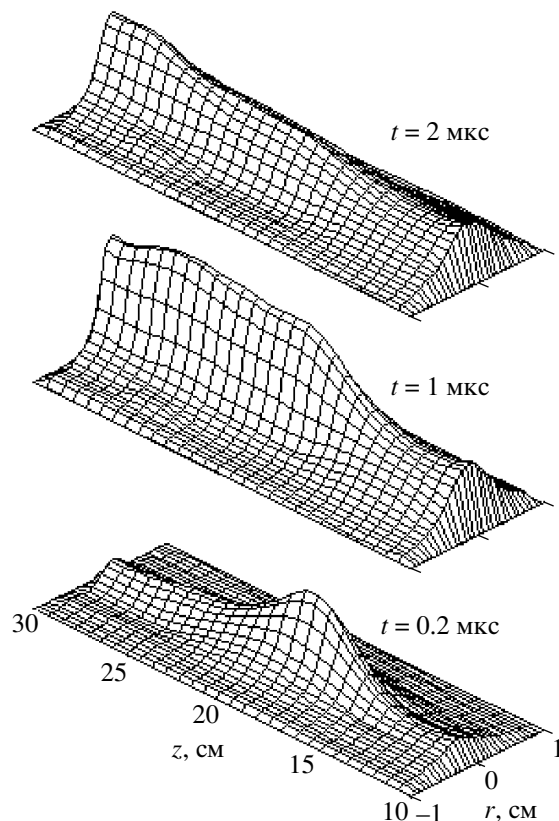


Рис. 8. Пространственное распределение интенсивности линии 454.5 нм иона аргона ArII в различные моменты времени

но возбуждать и ионизовывать атомы аргона.

Низкочастотные колебания. Низкочастотные колебания на огибающей СВЧ-импульса появляются при мощности около 50 Вт в середине импульса ($t \approx 1$ мкс, см. рис. 2б). Изменение их частоты со временем при различных мощностях импульса накачки показано на рис. 9. Видно, что частота колебаний быстро уменьшается с 20–25 до 5 МГц. Эта временная эволюция частоты колебаний сохраняется при увеличении мощности, однако начало развития колебаний смещается к началу импульса.

Колебания наблюдаются также и на сигнале зондирующей волны, которая подводилась к плазме по тому же волноводу, что и накачка на частоте $f_0 = 2840$ МГц. Частота зондирующей волны составляла $f_z = 2400$ МГц и значительно отличалась от частоты накачки, $f_z < f_0$, а ее мощность была на несколько порядков меньше мощности накачки. Сигнал из волноводного тракта делился на два измерительных канала. В одном канале был установлен режекторный фильтр на частоту накачки, во втором —

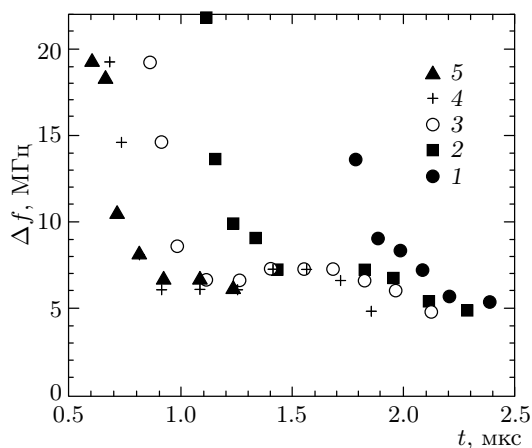


Рис. 9. Изменение во времени частоты колебаний при различных мощностях СВЧ-импульса: 1 — 48 Вт; 2 — 60 Вт; 3 — 87 Вт; 4 — 125 Вт; 5 — 155 Вт

на частоту зондирующей волны. Сигналы гомодиноного детектирования из обоих каналов регистрировались цифровым осциллографом.

На рис. 10а представлены осциллограммы сигналов СВЧ-детекторов, установленных в трактах накачки и зондирующей волны соответственно на частотах 2840 и 2400 МГц. Анализ этих осциллограмм показывает, что колебания независимо от частоты волны начинаются практически одновременно. Однако период колебаний для зондирующей волны в каждый данный момент в 1.2–1.5 раза больше, чем для волны накачки. Это различие увеличивается с возрастанием разности частот накачки и зондирующей волны. Следует отметить, что колебания на сигнале детектора в тракте зондирующей волны наблюдаются в течение 1–2 мкс и после окончания импульса накачки, причем их период больше, чем во время действия импульса. Как и продолжительность колебаний, он зависит от мощности и длительности импульса накачки. Например, с увеличением мощности от 50 до 150 Вт частота колебаний изменяется от 4 до 1 МГц, а при изменении длительности импульса от 1 до 3 мкс при неизменной мощности 100 Вт — от 6 до 1 МГц.

Исследование спектра сигнала, рассеянного в волноводный тракт, проводилось с использованием анализатора спектра импульсных сигналов С4-80 при длительности окна анализа 0.4 мкс. Было установлено, что рассеянные плазмой сигналы накачки и зондирующей волны имеют большие частоты, чем соответствующие частоты подводимых волн. Во время импульса накачки рассеянные сигналы проявля-

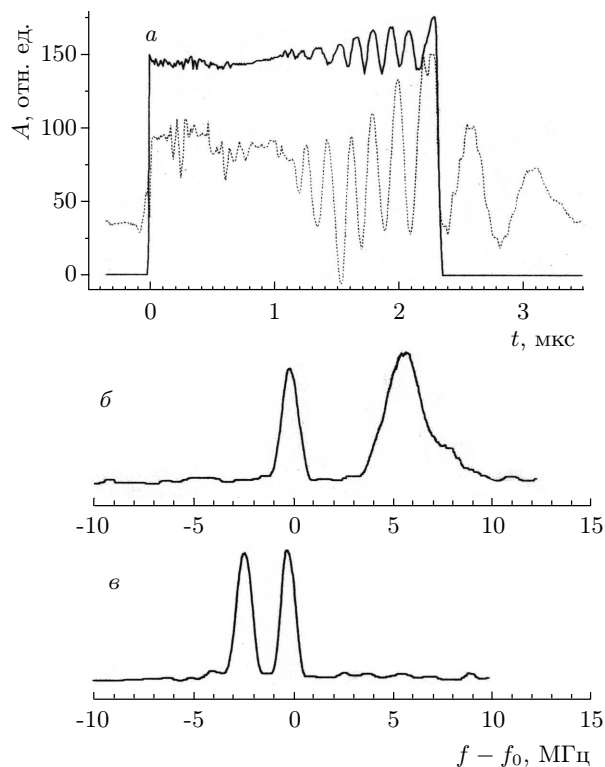


Рис. 10. а) Осциллограммы сигналов детекторов для частот 2840 МГц (сплошная кривая) и 2400 МГц (пунктирная), а также спектры рассеянного сигнала во время действия импульса (б) и после его окончания (в)

ются в виде спутников в антистоксовой области спектра обеих волн (рис. 10б). В то же время спектр зондирующей волны после окончания импульса накачки резко меняется — спутник с меньшим частотным смещением появляется в стоксовой области (рис. 10в).

4. ОБСУЖДЕНИЕ

Как было отмечено выше, концентрации электронов, измеренные с помощью 10-сантиметрового резонатора, являются усредненными по объему резонатора. Чтобы построить пространственное распределение концентрации по плазменному столбу, необходимо данные для аксиальных распределений средней концентрации (см. рис. 7) дополнить радиальными распределениями концентрации электронов в различных аксиальных сечениях. В качестве таких распределений были использованы радиальные распределения интенсивности свечения плазмы (см. рис. 8). Такой метод построения пространствен-

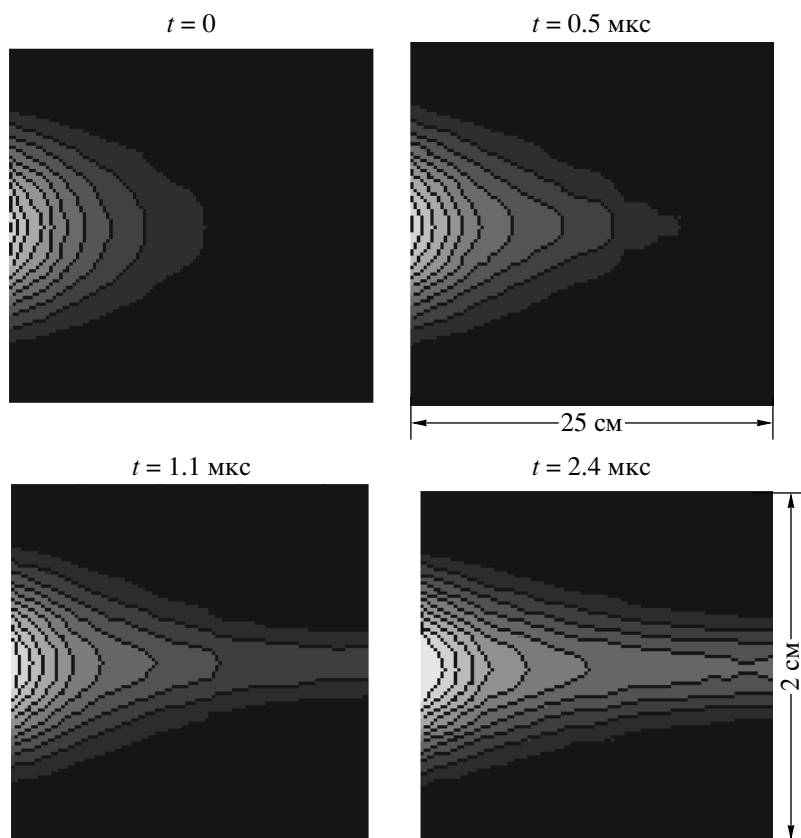


Рис. 11. Линии равной концентрации электронов в различные моменты времени

ных распределений концентрации электронов был использован нами ранее [8].

На рис. 11 представлены линии равной концентрации в различные моменты времени. Десять градаций серого цвета на рисунке использованы в качестве шкалы величины концентрации. Максимально светлый тон соответствует значению электронной концентрации $5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$, самый темный тон — минимальной концентрации. Полученные картинки линий равной концентрации наглядно иллюстрируют образование протяженного узкого плазменного канала, который является плазменным волноводом для косой ленгмюровской волны. Областью распространения для этой волны является область с концентрацией $n_e > n_c$, граница которой продвигается вдоль магнитного поля в направлении, противоположном градиенту концентрации. На расстоянии около 45 см от подводящего волновода, что соответствует краю электромагнита, внешнее магнитное поле резко уменьшается. Это, по-видимому, приводит к резкому изменению условий распространения волны в этом месте и, как следствие, к ее отражению.

В случае, когда в баллоне ближе к исходному положению точки фокуса, чем находился край магнита, был установлен многосеточный анализатор, отражение происходило от его поверхности. Отраженная волна распространяется в обратном направлении в том же нестационарном плазменном канале с возрастающей концентрацией электронов, что должно приводить к смещению ее частоты в сторону больших частот. В некоторой степени этот механизм преобразования частоты отраженной волны вверх близок к обсуждавшемуся в работах [2, 11] и связанному с конверсией частоты ленгмюровских волн при ионизации в плазменном резонансе накачки. Следует подчеркнуть, что величина частотного сдвига отраженной волны в нашем эксперименте достигает 20 МГц и более чем вдвое превосходит значение ионной плазменной частоты в области резонанса. Это обстоятельство затрудняет объяснение наблюдаемых эффектов за счет механизма ускорения плазмы под действием пондермоторной силы [12].

Рассмотрим некоторые следствия предложенного механизма конверсии частоты. При распростране-

нии волны туда и обратно в плазменном волноводе длиной L набег фазы волны составит $\delta\Phi = -2k_0L$. Поскольку волновод нестационарный, волновое число k_0 будет зависеть не только от продольной координаты в соответствии с формулой (3), но и от времени. Учитывая эту зависимость, можно получить

$$\delta\Phi = -\frac{2L}{b} \frac{n_c(f_\zeta)}{n_e(z, t) - n_c(f_\zeta)}.$$

Выражение для фазового множителя имеет вид

$$\Phi = \omega_0 t - 2 \int k_0 dz,$$

откуда для частоты волны можно записать

$$\omega = \frac{d\Phi}{dt} = \omega_p + \frac{d\delta\Phi}{dt},$$

а для разности частот получить выражение в виде

$$\delta f_\zeta = \frac{\delta\omega_\zeta}{2\pi} = \frac{L}{\pi b} \frac{n_c(f_\zeta)}{[n_e(z, t) - n_c(f_\zeta)]^2} \frac{dn_e}{dt}. \quad (5)$$

Изменение концентрации в фокусе можно представить в виде

$$n_c = [1 + \alpha(t)] n_c(f_0),$$

где функция $\alpha(t)$ описывает изменение концентрации во времени. Тогда

$$\delta f_\zeta = \frac{L}{\pi b} \frac{dn_e/dt}{\left[\alpha + \frac{n_c(f_0) - n_c(f_\zeta)}{n_c(f_0)}\right]^2 n_c(f_0)}. \quad (6)$$

Сделаем некоторые предположения в отношении функции $\alpha(t)$. Будем считать (в соответствии с рис. 5а), что скорость изменения концентрации электронов в фокусе постоянна, т. е.

$$\frac{dn_e}{dt} = \frac{d\alpha}{dt} n_c(f_0) = \text{const}.$$

Тогда

$$\alpha(t) \approx \frac{dn_e}{dt} \frac{t - t_*}{n_c(f_0)},$$

где t_* — момент прожигания плазменного канала. Подставляя это выражение для функции $\alpha(t)$ в выражение (6), получим

$$\delta f_\zeta = \frac{L}{\pi b} \frac{n_c(f_0)}{\left[(t - t_*) \frac{dn_e}{dt} + n_c(f_0) - n_c(f_\zeta)\right]^2} \frac{dn_e}{dt}. \quad (7)$$

Из формулы (7) следует, что частота колебаний на детекторе зондирующего тракта должна уменьшаться как со временем пропорционально $1/(t - t_*)^2$, так

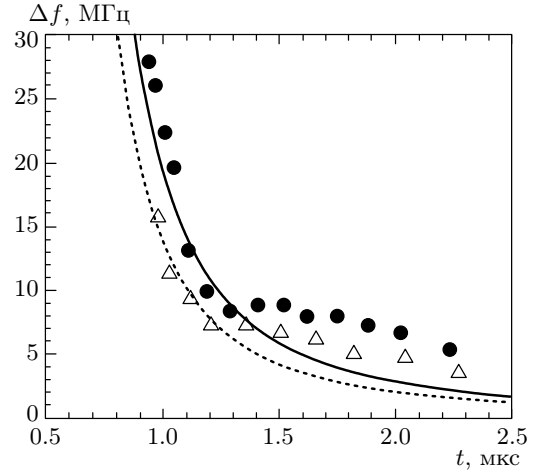


Рис. 12. Временные зависимости сдвига частоты: эксперимент (точки) и расчет (кривые) для $f_0 = 2840$ МГц (кружки и сплошная кривая) и $f_0 = 2400$ МГц (треугольники и пунктирная кривая)

и с увеличением разности частот $f_0 - f_\zeta$. Результаты расчета частоты колебаний, выполненного с помощью уравнения (7) при мощности около 100 Вт, представлены на рис. 12. Как видно, наблюдается хорошее соответствие расчетных и экспериментальных значений, как для волны накачки, так и для зондирующей волны.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, при взаимодействии мощного электромагнитного импульса с неоднородной замагниченной слабоионизованной плазмой в области гибридного резонанса наблюдается конкуренция быстрых (электронных) и медленных (ионизационных) нелинейных механизмов. На первом этапе доминируют быстрые электронные нелинейности, приводящие к опрокидыванию волны и к сильному ускорению электронов в окрестности резонансной точки в начальной стадии импульса. Так, при мощности около 50 Вт это происходит за период времени менее 0.5 мкс. При больших временах ($t > 0.5$ мкс) за счет бурной ионизации, обусловленной осцилляциями электронов в поле волны, формируется узкий однородный плазменный канал. В этом канале вследствие увеличения групповой скорости и столкновительного затухания амплитуда волны становится ниже порога опрокидывания, из-за чего эффект ускорения электронов временно подавляется. При прожигании плазменного канала

до границы системы вновь на короткое время возникают условия для формирования резонансной структуры поля, замедления волны, роста ее амплитуды и, как следствие, интенсивного взаимодействия с электронами. Отражение мощной волны наблюдается непосредственно вслед за повторной вспышкой потока ускоренных электронов, при $t > 1$ мкс. Распространение падающей и отраженной волн в плазменном волноводе с растущей концентрацией электронов приводит к быстрому изменению фазового набега отраженной волны и, как следствие, к существенному смещению ее вверх по частоте. Рассмотрение процесса отражения и распространения волны с помощью предложенной простой модели подтверждает данную картину.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке БРФФИ и РФФИ (гранты №№ Ф02Р-092, 02-02-81033 Bel 2002_a), INTAS (грант INTAS-01-0233) и гранта поддержки ведущих научных школ (НШ-2159.2003.2).

ЛИТЕРАТУРА

1. V. B. Gildenburg and N. V. Vvedenskiy, *Phys. Plasmas* **8**, 1953 (2001).
2. Н. В. Введенский, В. Б. Гильденбург, *Письма в ЖЭТФ* **76**, 440 (2002).
3. С. В. Буланов, Л. М. Коврижных, А. С. Сахаров, *ЖЭТФ* **72**, 1809 (1977).
4. S. V. Bulanov, L. M. Kovrizhnykh, and A. S. Sakharov, *Phys. Rep.* **186**, 1 (1990).
5. S. V. Bulanov, F. Pegoraro, and J. I. Sakai, *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A* **410**, 497 (1998).
6. V. I. Arkhipenko, V. N. Budnikov, E. Z. Gusakov, V. A. Pisarev, and L. V. Simonchik, in *Proc. of the III Intern. Workshop «Strong Microwaves in Plasmas»*, Vol. 2, ed. by A. G. Litvak, Nizhni Novgorod, Russia (1997), p. 516.
7. В. И. Архипенко, В. Н. Будников, И. А. Романчук, Л. В. Симончик, *Физика плазмы* **7**, 396 (1981).
8. В. И. Архипенко, В. Н. Будников, Е. З. Гусаков, В. А. Писарев, Л. В. Симончик, *ЖЭТФ* **11**, 693 (2003).
9. В. И. Архипенко, В. Н. Будников, Е. З. Гусаков, И. А. Романчук, Л. В. Симончик, *ЖТФ* **54**, 2143 (1984).
10. П. В. Фельцман, И. П. Запесочный и др., *Украин. физ. ж.* **12**, 633 (1967).
11. M. I. Bakunov, A. M. Bystrov, and V. B. Gildenburg, *Phys. Plasmas* **9**, 2803 (2002).
12. X. Xu, Y. Nishida, and N. Yugami, *Phys. Rev. E* **55**, 3328 (1997).