

СИЛЬНАЯ ЛЕНГМЮРОВСКАЯ ТУРБУЛЕНТНОСТЬ, ВОЗБУЖДАЕМАЯ СВЧ ПОЛЕМ

К.Ф.Сергейчев, И.А.Сычев

Показано, что при воздействии на плазму пространственно ограниченным СВЧ полем с частотой близкой к плазменной, в плазме, окружающей область СВЧ накачки, наблюдаются явления сильной ленгмюровской турбулентности: быстрые электроны, ионный звук, вспышки радиоизлучения, связанные с порогом и инкрементом модуляционной неустойчивости.

Сильная ленгмюровская турбулентность ^{1, 2} – состояние плазмы, характеризуемое множественной хаотической генерацией каверн плотности с захваченными в них ленгмюровскими колебаниями плазмы. Фундаментальным свойством каверн является коллапс ^{1, 3} – самосжатие захваченного поля, протекающее одновременно с углублением и сужением самих каверн.

Свойства коллапса отдельной каверны изучались в экспериментальных работах ⁴. Эксперименты с реальной лабораторной плазмой ^{5, 6}, в которых ленгмюровские колебания возбуждались инъекцией электронного пучка, показали, что выше порога модуляционной неустойчивости возбуждаемых колебаний наблюдаются проявления сильной ленгмюровской турбулентности, связанные с множественными актами коллапса ленгмюровского поля в кавернах.

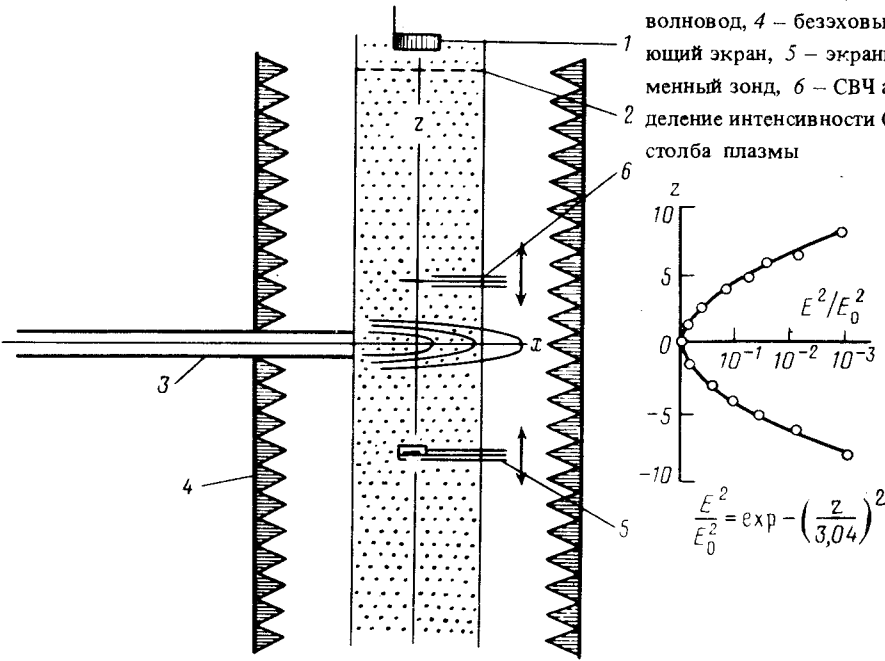
Целью данной работы было обнаружение и исследование проявлений сильной ленгмюровской турбулентности плазмы при воздействии СВЧ поля на ограниченную область, в которой возбуждение ленгмюровских волн происходит вследствие распадной неустойчивости плазмы ^{7, 8}. Распространение волн за пределами области накачки открывает возможность исследования турбулентности в условиях, когда внешнее поле уже не оказывает на нее прямого влияния.

Эксперименты проводились со столбом распадающейся плазмы импульсного плазменно-пучкового разряда (рис. 1а) в слабом статическом магнитном поле ~ 100 Гс в среде ксенона при давлении $5 \cdot 10^{-4}$ торр. Параметры разрядного тока, инжектируемого термокатодом I при подаче на него импульса отрицательного напряжения – 3кВ: ток до 10 А, длительность ~ 100 мкс. В момент включения СВЧ импульса через 100 мкс от начала распада температура электронов плазмы падала в 5 раз и составляла $T_e = 2,5$ эВ, тогда как концентрация в центре столба уменьшалась вдвое и принимала значение, близкое к критической $n \lesssim n_c = m\omega_0^2 / 4\pi e^2 = 4,5 \cdot 10^{11}$ см⁻³. При этом неизотермичность ионов и электронов $T_i/T_e \approx 0,1$, а флуктуации плотности $\delta n/n_c$ не превышали $5 \cdot 10^{-3}$.

Ленгмюровские колебания возбуждались импульсом СВЧ поля частотой $f_0 = \omega_0 / 2\pi = 6$ ГГц, мощностью $P_0 \leq 4$ кВт и длительностью $\tau_0 = 2$ мкс, излучаемым в плазму открытым концом волновода 3 сечением $1,5 \times 3,5$ см с вектором электрического поля параллельным оси столба. Область однородной плотности плазмы ограничивалась 6 см по радиусу и ± 20 см по длине столба. Высокая степень локализации СВЧ поля (рис. 1б) была достигнута введением "безэхового" радиопоглощающего экрана 4, окружающего плазму с боковых сторон. Пороговая интенсивность СВЧ поля для распадной неустойчивости $E_{\text{пор}}^2 / 4\pi n_c T_e = (8\pi m/M)^{1,2} \cdot v_e / \omega_0$ ^{7, 8}, связанная с возбуждением длинных плазменных волн ($kr_{De} \lesssim 0,2$), определяется столкновительным затуханием с частотой электронных столкновений ν_e . При переходе через порог модуляционной (апериодической) неустойчивости $E_{\text{пор}}^2 / 4\pi n_c T_e = 4\nu_e / \omega_0$ ⁷ плазменные волны могут перейти в турбулентное состояние. Плазменные волны, распространяющиеся вдоль столба с групповой скоростью $v_{\text{гр}}$, за период между столкновениями электронов проходят расстояние $L = v_{\text{гр}} \nu_e^{-1} = 3kr_{De} \Lambda_e$, где Λ_e – длина пробега электронов между столкновениями. Здесь L составляет ~ 15 см.

Одно из ожиданий в данном эксперименте состояло в том, что из каверн, рождающихся в убегающих ленгмюровских волнах вне области накачки, должны выбрасываться симметричные (по направлению вектора \mathbf{k} волн и в обратном направлении) потоки ускоренных

Рис. 1. Схема эксперимента: 1 – термоэмиссионный катод; 2 – сетка-анод, 3 – волновод, 4 – безэховый радиопоглощающий экран, 5 – экранированный плазменный зонд, 6 – СВЧ антенна. Распределение интенсивности СВЧ поля на оси столба плазмы



электронов, являющиеся следствием коллапса волн. Для наблюдения потоков ускоренных электронов в обратном направлении (от периферии к центру области накачки) использовался экранированный зонд 5, защищенный от попадания прямых потоков ускоренных электронов. Электроны вторичной эмиссии стенок камеры были исключены. Это ожидание оправдалось. Интенсивность и вид функции распределения прямых и обратных потоков ускоренных электронов оказались близкими, что видно, в частности, из сравнения кривых задержки зондового тока для различных координат z (рис. 2а). Кривая 1 ($z=0$) представляет суммарный ток прямых и обратных потоков электронов внутри области накачки. На периферии ($z=16$ см) ток обратных электронов уменьшается на порядок величины, тогда как интенсивность поля накачки падает не менее, чем на 4 порядка. Таким образом, налицо имеет перенос энергии СВЧ поля по столбу плазмы из области накачки. По задержке появления тока обратных электронов на зонд при различных z (рис. 2б) нетрудно найти зависимость скорости переноса $v_{\text{п}} = \partial z / \partial \tau_3$ как функции z . Если принять, что $v_{\text{п}} = v_{\text{гр}}$, то отсюда следует, что значения волновых чисел находятся в пределах $0,1 \lesssim kr_{De} \lesssim 0,2$, и это согласуется с принятым предположением о столкновительном загущении ленгмюровских волн. Всюду, где в области СВЧ поля накачки превышен порог модуляционной неустойчивости, задержка появления быстрых электронов оказывается практически не зависящей от внешнего поля: $\tau_3 = 0,2$ мкс, что удовлетворительно согласуется с обратным значением инкремента модуляционной неустойчивости: $\Gamma^{-1} = \frac{1}{2} \omega_{pe}^{-1} [(m/3M)(E_0^2/8\pi n_e T_e)]^{1/2} \sim 10^{-7}$ с. Начало роста зависимостей $\tau_3(z)$ на рис. 2б всегда соответствует тому значению z , где интенсивность СВЧ поля принимает пороговое значение для модуляционной неустойчивости. С ростом интенсивности поля это значение z отодвигается дальше от центра.

Следует однако отметить, что генерация слабых потоков ускоренных электронов возникает и до порога модуляционной неустойчивости, но ограничена при этом лишь областью накачки

ки. Известно⁹, что возбуждение плазменных волн может сопровождаться процессами так называемой слабой турбулентности с образованием "ленгмюровского конденсата" с $kr_{De} \rightarrow 0$, когда пороги модуляционной неустойчивости ленгмюровских волн понижаются:

$E_{I\text{пор}}^2 / 8\pi n_c T_e = 3(kr_{De})^2$. Ясно, однако, что прямое возбуждение модуляционно неустойчивых плазменных волн, распространяющихся из области накачки, приводит к генерации сильной турбулентности за пределами этой области. Так как процессы сильной турбулентности (образование каверн) определяются ионной динамикой, ленгмюровские волны успевают распространиться по столбу из области накачки на расстояния ~ 10 см. Непостоянство скорости распространения волн является, по-видимому, следствием нелинейных процессов, связанных с захватом энергии волн в зарождающиеся каверны.

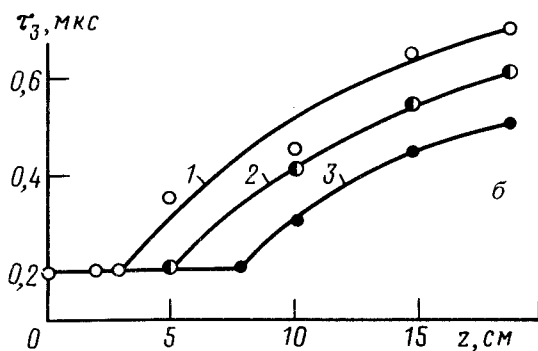
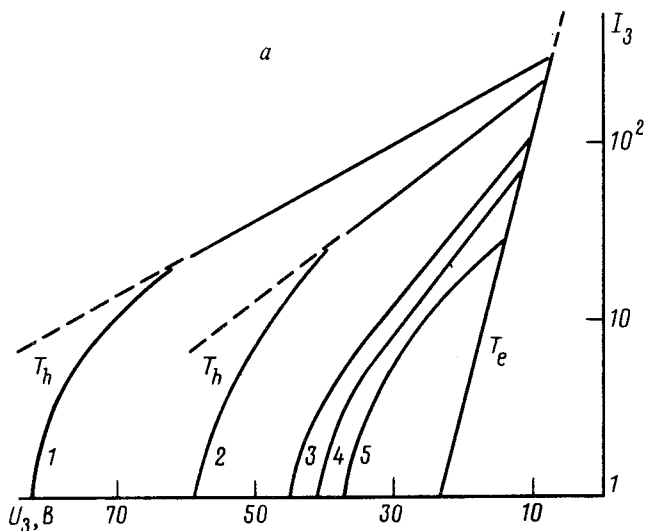


Рис. 2а. Электронные характеристики экранированного ленгмюровского зонда для обратных потоков электронов при $E_0^2 / 4\pi n_c T_e = 4 \cdot 10^{-2}$ в различных координатах z : 1 - $z = 0$; 2 - $z = 4$, 3 - $z = 8$; 4 - $z = 12$; 5 - $z = 16$ см

Рис. 2б. Зависимость времени задержки появления обратных потоков ускоренных электронов от z для трех значений параметра $E_0^2 / 4\pi n_c T_e$: 1 - $5 \cdot 10^{-3}$, 2 - $2,5 \cdot 10^{-2}$, 3 - 10^{-1}

Представленные на рис. 3а, б зависимости плотности тока и средней энергии ускоренных в обратном направлении электронов от координаты зонда (включая случай $z = 0$) и от интенсивности накачки показывают сильное, на порядок величины, изменение тока ускоренных электронов и относительно медленное изменение их средней энергии в интервале $30 \leq \mathcal{E}_h \leq$

≤ 80 эВ. При этом плотность тока ускоренных электронов испытывает насыщение в области накачки. Как быстрое убывание плотности тока $j_h(z)$, так и насыщение в области накачки вероятно отражают распределение плотности каверн $N_k(z)$. Максимальная плотность каверн в режиме насыщения не должна превышать $N_{km} = \lambda^{-3} = [2\pi/(kr_{De})]^{-3} r_{De}^{-3}$. Максимальная оценка приращения энергии электронами плазмы, пролетающими через схлопывающиеся каверны на конечной стадии коллапса при выполнении условия черенковского резонанса, дается выражением:

$$\Delta \mathcal{E}_{hm} = eE_{lk} l_k = (W_{lk} / n_c T_e)^{1/2} T_e (l_k / r_{De}),$$

где W_{lk} и l_k — соответственно плотность энергии ленгмюровского поля в каверне и ее размер на конечной стадии коллапса, которые по данным численных экспериментов³ составляют: $W_{lk} / n_c T_e \approx 2$ и $l_k / r_{De} \approx 14$. Таким образом, приращение энергии электронами должно составлять около $20 T_e$, что согласуется с измерениями. Дальнейший рост энергии электронов может быть связан с многократным ускорением в ансамбле каверн. При этом возможна пропорциональность $\mathcal{E}_h \propto N_k^{1/6} 10^0$.

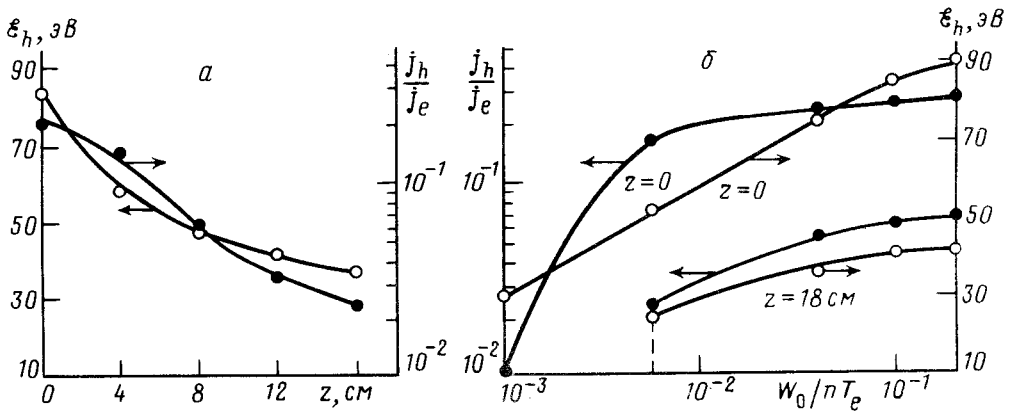


Рис. 3. Зависимости относительного изменения плотности тока j_n и энергии \mathcal{E}_h ускоренных электронов в обратном направлении: *a* — от координаты зонда z при $E_0^2 / (4\pi n_c T_e) = 4 \cdot 10^{-2}$; *б* — от уровня СВЧ поля, определяемого параметром $E_0^2 / (4\pi n_c T_e)$, в двух крайних положениях зонда: 1 — $z = 0$; 2 — $z = 18$ см

Измерения спектров ионно-звуковых колебаний плазмы, полученные спектральным анализом ионного тока насыщения зонда (рис. 4*a* (1) для $z = 0$ и (2) для $z = 18$ см) позволяют с помощью дисперсионной зависимости для ионно-звуковых волн $\omega_s = \omega_{pi} / (1 + k_s^2 r_{De}^2)^{1/2}$ определить характерные длины волн возбуждаемых колебаний, лежащие в интервале $(7 \div 15) r_{De}$. Эти длины волн отражают характерные размеры схлопывающихся каверн. То, что размеры каверн из этих измерений меньше предсказываемых³ для конечной стадии коллапса, говорит о необходимости учета динамики каверн в последующей за коллапсом фазе "выгорания" ленгмюровского поля.

Благодаря дополнительным мерам по фильтрации помех от внешнего СВЧ поля удалось добиться четкого приема всплеск электромагнитного излучения на периферии плазменного столба (рис. 4*б*). Наблюдается хорошая корреляция начала и окончания серии всплеск с передним и задним фронтами СВЧ импульса. Характерные параметры всплеск соответствуют наблюдаемым параметрам в экспериментах с пучком⁵. Частота излучения во всплесках близка к плазменной.

Итак, экспериментами по возбуждению сильной ленгмюровской турбулентности инжекцией электронного пучка^{5, 6} и СВЧ накачкой показано: пороги и инкременты наблюдаемых процессов связаны с порогом и инкрементом модуляционной неустойчивости: наблюдаемая

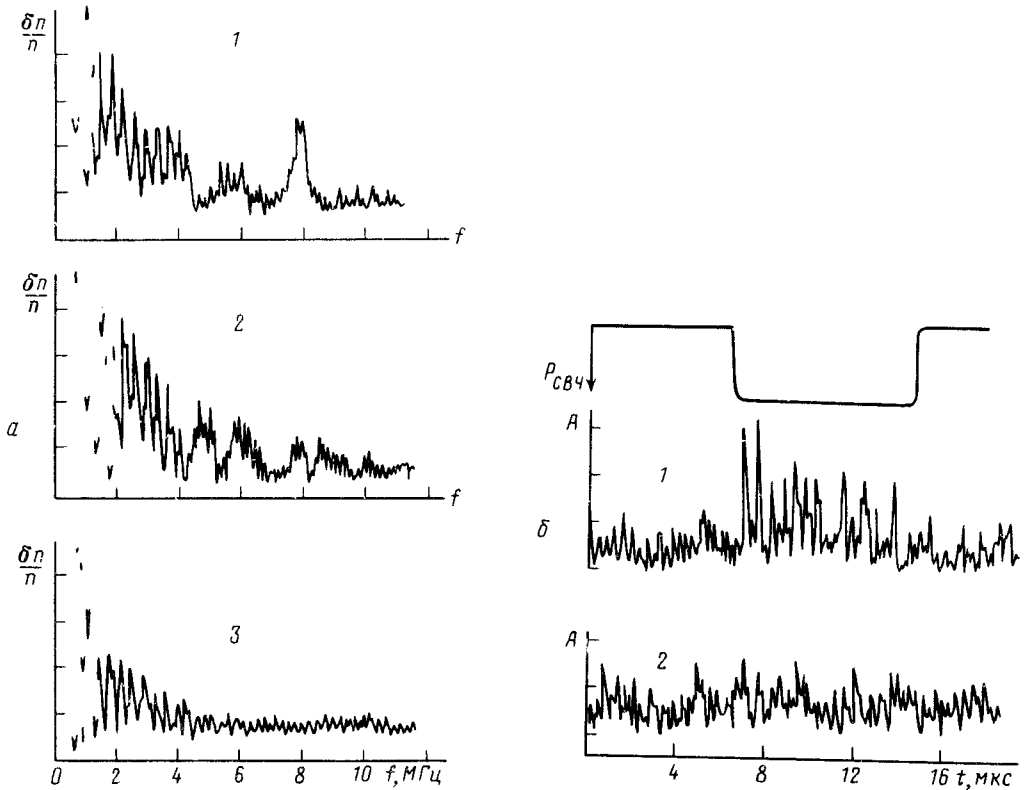


Рис. 4а – Спектры ионно-звуковых колебаний плазмы (ксенон) при уровне СВЧ поля: $E_0^2/4\pi n_c T_e = 4 \cdot 10^{-2}$; 1 – $z = 0$, 2 – $z = 15$ см; 3 – шум приемника

Рис. 4б – Осциллограммы огибающей СВЧ излучения турбулентной плазмы (1), шум приемника (2). Вверху огибающая СВЧ импульса накачки

при этом деформация функции распределения электронов плазмы выражается в отрастании на ней "хвостов" ускоренных электронов, обусловленных черенковским ускорением в кавернах на конечной стадии коллапса; электроны могут дополнительно ускоряться вследствие многократного стохастического ускорения в ансамбле коллапсирующих каверн, в результате чего в "хвостах" формируется "эффективная температура" T_h ; генерация коротковолновых ионно-звуковых колебаний с $k_s r_{De} \sim 1$ согласуется с представлениями теории сильной ленгмюровской турбулентности и, конкретно, с размерами коллапсирующих каверн; вспышки электромагнитного излучения с частотами, близкими к плазменной частоте, характеризуются малыми размерами локальных источников $\lesssim 100 r_{De}$ и короткой длительностью $\omega_{pi} t \sim 10$, соответствующей продолжительности конечной стадии коллапса.

Авторы благодарят Д.М.Карфидова, А.М.Рубенчика, а также американских ученых А.И.Вонга и П.И.Чонга за полезные обсуждения результатов работы.

Литература

1. Захаров В.Е. ЖЭТФ, 1972, 62, 1745.
2. Галеев А.А. и др. ЖЭТФ, 1977, 73, 1353.

3. *Захаров В.Е. и др.* ЖЭТФ, 1989, в печати.
4. *Wong A.Y., Cheung P.Y.* Phys. Rev. Lett., 1984, 52, 1744; *Cheung P.Y., Wong A.Y.* Phys. Fluids, 1985, 28, 1538,.
5. *Карфидов Д.М. и др.* Письма в ЖЭТФ, 1988, 48, 315.
6. *Карфидов Д.М. и др.* КСФ. 1989. 10, 30.
7. *Силин В.П.* Параметрическое воздействие излучения большой мощности на плазму. М.: Наука, 1973.
8. *Карфидов Д.М. и др.* Вопросы физики плазмы и плазменной электроники. Труды ФИАН, 1985, 160, 148.
9. *Захаров В.Е.* Основы физики плазмы. М.: Энергоатомиздат, 1984.
10. *Карфидов Д.М., Сергейчев К.Ф.* Письма в ЖЭТФ, 1983, 38, 8.

Институт общей физики
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
31 января 1990 г.