

04;07;12

Дисперсионное соотношение нижней моды ионно-звуковой неустойчивости плазмы сильноточного ионного лазера

© В.И. Донин, В.А. Иванов, Д.В. Яковин

Институт автоматики и электрометрии СО РАН,
630090 Новосибирск, Россия
E-mail: donin@iae.nsk.su

(Поступило в Редакцию 22 мая 2000 г.)

Экспериментально исследована самая низкочастотная мода ионно-звуковой неустойчивости сильноточного разряда пониженного давления, ограниченного стенками, используемого в качестве активной среды непрерывных ионных газовых лазеров. Дисперсионное соотношение данной моды найдено при помощи спектрально-корреляционного анализа спонтанного излучения плазмы. Полученные зависимости сравниваются с существующими теоретическими моделями ионно-звуковой неустойчивости в разрядах низкого давления.

Введение

В неизотермической плазме, создаваемой сильноточным разрядом пониженного давления в цилиндрических трубках, наряду с высокочастотными ионно-звуковыми колебаниями на частотах $\omega \lesssim \Omega_i$ (Ω_i — ионная плазменная частота) одновременно могут возникать низкочастотные колебания на частотах $\omega \lesssim 10^{-2}\Omega_i$ [1–7]. Указанные колебания раскачиваются, согласно [7], продольным током разряда. Пороговое для развития неустойчивостей значение тока зависит от давления газа, диаметра разряда и распределения плотности газа по разряду. Повышение тока сверх порогового может приводить к разрушению стенок разрядной трубки [3] и появлению других сопутствующих эффектов, например к ограничению мощности непрерывных ионных лазеров [6].

В области низких частот спектр колебаний аргоновой плазмы в разрядных трубках диаметром 5–30 мм состоит из отдельных узких пиков, лежащих в диапазоне $0.1 \lesssim f \lesssim 2$ МГц ($f = \omega/2\pi$). Число пиков возрастает по мере увеличения превышения порога. Результаты работ [7,8] свидетельствуют о том, что наблюдаемые частоты являются нижними нормальными модами длинноволновых ионно-звуковых колебаний в ограниченной стенками плазме; однако в экспериментах не было измерено дисперсионное соотношение колебаний, которое является важной характеристикой для их понимания и идентификации. В настоящей работе, которая является продолжением работ [7,8], исследованы спектры частот и волновых векторов самой нижней моды колебаний. Закон дисперсии моды колебаний определен при помощи спектрально-корреляционного анализа спонтанного излучения из двух разнесенных по оси разряда участков плазмы. Важной особенностью используемой экспериментальной схемы является то, что она не содержала каких-либо частотных фильтров, ограничивающих полосу пропускания коррелятора.

Схема эксперимента и результаты

Экспериментальная установка для измерения дисперсионного соотношения колебаний плазмы показана на рис. 1. Аргоновая плазма создавалась стационарным сильноточным разрядом в трубке длиной 1 м с диаметром канала 16 мм. Трубка имела холодный дуговой катод с нагреваемой тугоплавкой втулкой и состояла из охлаждаемых водой алюминиевых секций, покрытых оксидной пленкой [6]. Две секции разрядной трубки имели расположенные перпендикулярно оси разряда z окна, выполненные в виде щелей размером 4×16 мм, для вывода излучения плазмы. Эти секции были размещены в прикатодной области трубки, где исследуемые колебания были наиболее интенсивными (рис. 2, а). Расстояние между окнами составляло $d = 15$ см. При давлении напуска аргона 0.2–0.4 Торр (давление в разряде значительно ниже, особенно в прикатодной области) пороговые значения тока разряда составляли $I = 300$ –400 А. Внут-

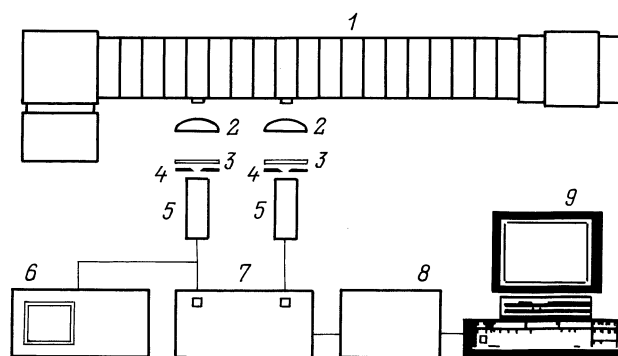


Рис. 1. Схема экспериментальной установки для исследования спектральных и дисперсионных характеристик колебаний сильноточной плазмы: 1 — разрядная трубка, 2 — линзы, 3 — светофильтры, 4 — диафрагмы, 5 — фотоумножители, 6 — анализатор спектра, 7 — коррелятор, 8 — аналого-цифровой преобразователь, 9 — компьютер.

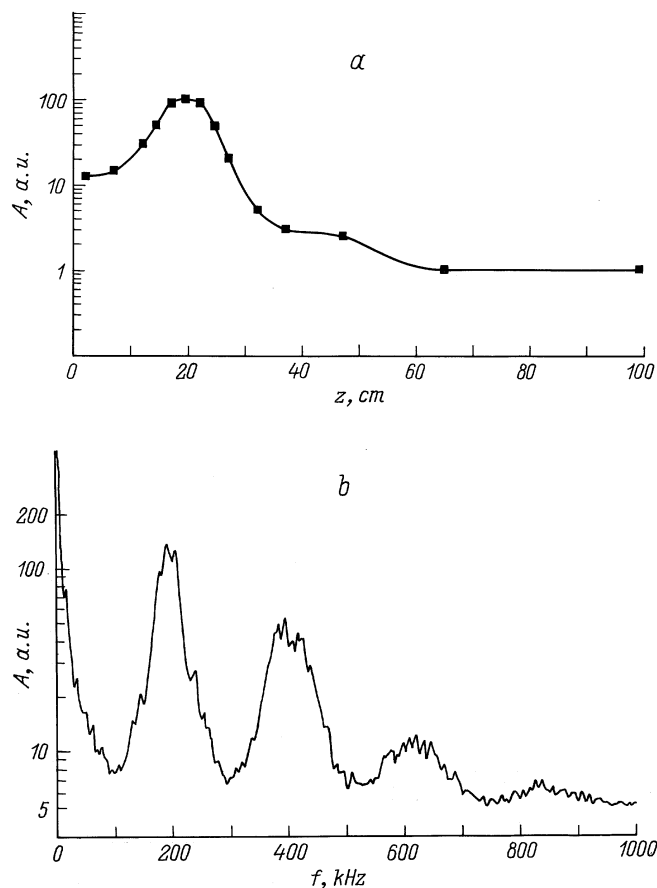


Рис. 2. Распределение амплитуды колебаний A вдоль оси разряда (а) и их низкочастотный спектр (b).

тренные параметры плазмы в условиях эксперимента [6]: электронная плотность $n_e \approx 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ и температура $T_e \approx 5 \text{ eV}$, ионная температура $T_i \approx 2 \text{ eV}$, наличие $\approx 10\%$ (на оси разряда) двукратных ионов.

Типичный спектр развитых колебаний аргоновой плазмы приведен на рис. 2, b. В условиях описываемых ниже измерений спектр состоял не более чем из двух пиков, т.е. измерения проводились вблизи порога. Поскольку колебания имеют пространственную модовую структуру [8], то оптическую часть измерительной схемы можно было настраивать таким образом, чтобы выделить только нижнюю моду с частотой 205 kHz при ширине $\approx 80 \text{ kHz}$. Спонтанное излучение плазмы собиралось линзами с фокусным расстоянием 8 mm и, пройдя через диафрагмы диаметром 1 mm и сине-зеленые светофильтры, регистрировалось двумя фотоумножителями. Сигналы с фотоумножителей, работающих в режиме счета фотонов, поступали на анализатор спектра с полосой частот 0.01–110 MHz и на быстродействующий коррелятор. Коррелятор с максимальной тактовой частотой 160 MHz [9] вычислял автокорреляционные и взаимно корреляционные (сигналы от двух окон) функции электрических сигналов. Время выборки устанавливалось $\tau_0 = 0.5\text{--}1.0 \mu\text{s}$. Для записи данных с выходов анали-

затора спектра и коррелятора использовались аналого-цифровой преобразователь с быстродействием не хуже 30 μs и персональный компьютер.

Регистрируемое излучение определялось в основном сине-зелеными линиями возбужденных ионов аргона n_i^* . При небольших превышениях порогового тока плотность ионов в основном состоянии содержит малое осциллирующее слагаемое $n_i(t) = n_i + \tilde{n}_i(t)$, где n_i — постоянная составляющая. В условиях эксперимента $n_i^*(t) \sim n_i(t)$, по крайней мере для частот $f < \beta_i$ (где β_i — скорость ионизации) [6]. Взаимно корреляционная функция колебаний, измеренная в точках $z', z' + d$ на оси разряда ($z > 0$), имеет вид

$$C(\tau) = n_i^2 + \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T \tilde{n}_i(\tau, z') \cdot \tilde{n}_i(t + \tau, z' + d) dt, \quad (1)$$

где τ — время задержки, T — время усреднения.

На рис. 3 представлены нормированные автокорреляционная и взаимно корреляционная функции колебаний, измеренные при токе разряда $I = 380 \text{ A}$. Сдвиг максимума взаимно корреляционной функции относительно автокорреляционной на время $\Delta\tau \approx 12 \mu\text{s}$ свидетельствует о распространении колебаний вдоль разряда от катода к аноду. Групповая скорость оценивалась по смещению максимума как $d/\Delta\tau$ в измерениях при разных значениях I, τ_0 и оказалась равной $1.23 \pm 0.25 \cdot 10^6 \text{ sm/s}$.

Дисперсионное соотношение колебаний было найдено при помощи спектрального анализа по измеренным корреляционным функциям [10]. По теореме Винера–Хинчина корреляционная функция и спектральная плотность стационарного случайного процесса связаны фурье-преобразованием. Взаимная спектральная

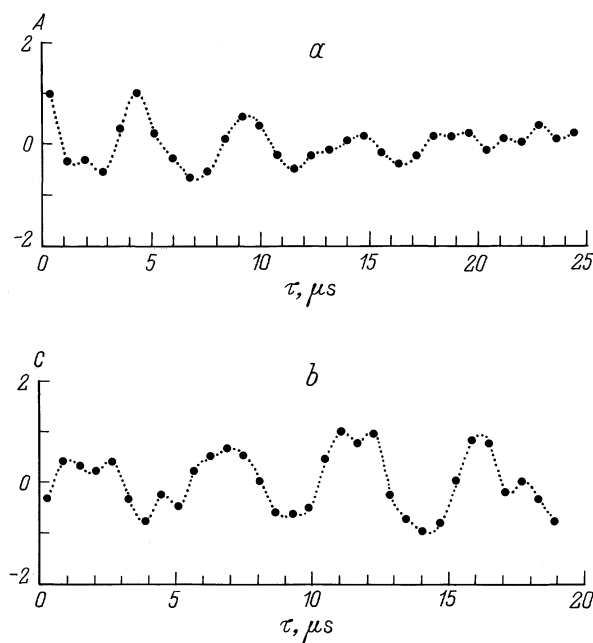


Рис. 3. Автокорреляционная (а) и взаимно корреляционная (b) функции колебаний плазмы. $\tau_0 = 0.8$ (а), $0.6 \mu\text{s}$ (b).

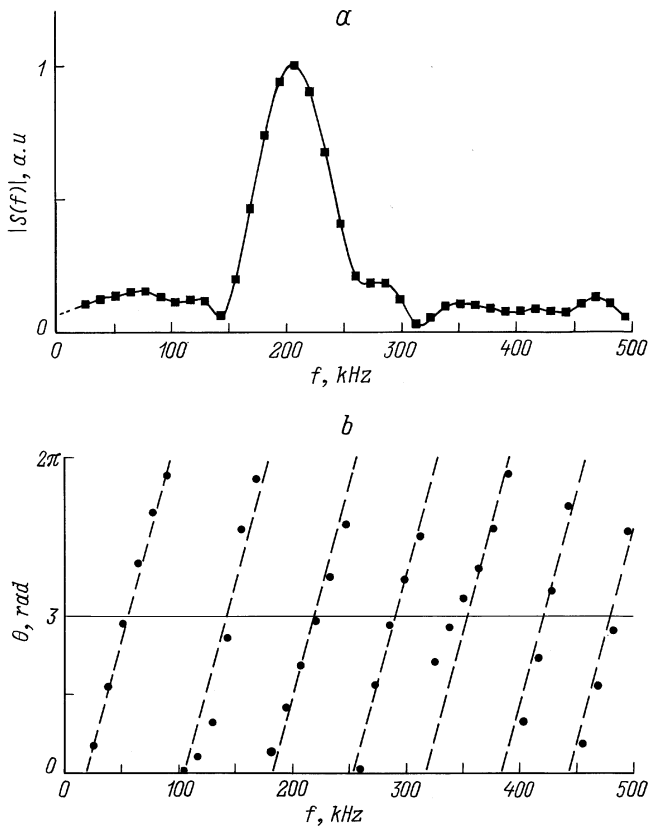


Рис. 4. Модуль (а) и фазовый угол (б) взаимного спектра $S(f)$.

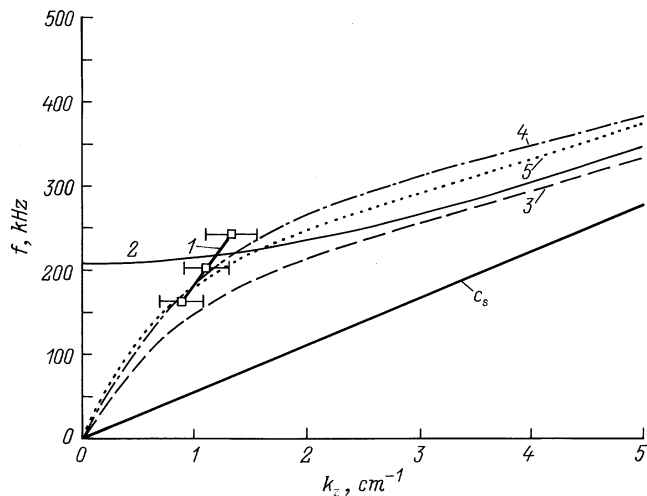


Рис. 5. Зависимость частоты колебаний f от k_z : 1 — экспериментальные значения настоящей работы; наиболее близкие расчетные значения (номера мод указаны в обозначениях соответствующих работ): 2 — мода (1,1) [8]; 3 и 4 — моды (0,1) и (1,2) [12]; 5 — мода (0,1) [13].

плотность $S(\omega)$ двух локальных процессов $\tilde{n}_i(t, z')$ и $\tilde{n}_i(t, z'+d)$ определяется как фурье-преобразование выражения (1). Зависимость $\tilde{n}_i(t, z)$ может быть представлена волновым пакетом, распространяющимся вдоль оси раз-

ряда,

$$\tilde{n}_i(t, z) = \int_0^{\infty} N(\omega) \exp[ik_z(\omega)z - i\omega t] d\omega, \quad (2)$$

где $N(\omega)$ — плавно меняющаяся действительная функция, $k_z(\omega)$ — зависимость продольной компоненты волнового вектора \mathbf{k} от частоты.

Фазовый угол $\theta(\omega)$ комплексной функции $S(\omega)$ (рис. 4) связан с запаздыванием волнового пакета при распространении от z' к $z'+d$. Локальное дисперсионное соотношение для выражения (2) имеет вид $k_z(\omega) = \theta(\omega)/d$, где $\theta(\omega)$ определяется из эксперимента. Полученное в результате статистической обработки экспериментальных данных дисперсионное соотношение нижней моды колебаний показано на рис. 5. Фазовая скорость оказалась равной $1.15 \pm 0.15 \cdot 10^6$ см/с, что значительно больше скорости ионного звука в исследуемой плазме $c_s = \sqrt{T_e/M_i} = 3.46 \cdot 10^5$ см/с (M_i — масса иона). Учет T_i в наших условиях может увеличить c_s не более чем в 1.5 раза. Групповая скорость колебаний оценивалась как $d\omega/dk = 1.25 \pm 0.28 \cdot 10^6$ см/с. Как показали измерения пространственной радиальной структуры колебаний [11], в исследуемых условиях $k_z \simeq |\mathbf{k}| = 2\pi/\lambda$ (λ — длина волны колебаний).

Обсуждение результатов

Дисперсионные соотношения ионно-звуковых волн для случая ограниченной плазмы низкого давления были впервые выведены в работе [12], где в гидродинамическом приближении при учете потерь ионов на стенках были найдены радиальные и азимутальные моды низших порядков. Позже соотношения были модифицированы с учетом столкновений частиц в объеме, дрейфа частиц и влияния внешнего продольного магнитного поля [13]. В низкочастотной области результаты обеих работ [12,13] имеют незначительное различие (рис. 5), однако они не объясняют наблюдаемых в эксперименте нижних граничных частот. Приближенная модель [8] объясняет появление этих частот. Ограничение на нижнюю частоту следует также из рассмотрения плазмы в волноводе [14,15].

Авторы благодарят О.Е. Трофимова за полезные обсуждения.

Список литературы

- [1] Зайцев А.А., Швилкин Б.Н. // ДАН СССР. 1967. Т. 172. № 3. С. 565–568.
- [2] Crawford F.W. // Phys. Rev. Lett. 1961. Vol. 6. N 12. P. 663–665.
- [3] Донин В.И. // ЖЭТФ. 1972. Т. 62. Вып. 5. С. 1648–1660.
- [4] Гадецкий Н.П., Ткач Ю.В., Сидельникова А.В., Зейдлиц В.Л. // Укр. физ. журн. 1974. Т. 19. № 6. С. 931–935.

- [5] *Lüthi H.R., Seelig W.* // J. Appl. Phys. 1977. Vol. 48. N 12. P. 4922–4927.
- [6] *Донин В.И.* Мощные ионные газовые лазеры. Новосибирск: Наука, 1991. 208 с.
- [7] *Алферов Г.Н., Донин В.И., Смирнов Г.И., Шапиро Д.А.* // Квантовая электроника. 1981. Т. 8. № 1. С. 13–19.
- [8] *Донин В.И., Шапиро Д.А., Яковин Д.В., Яценко А.С.* // ЖТФ. 1988. Т. 58. Вып. 1. С. 80–87.
- [9] *Ериш Г.И., Яковин Д.В.* // Автометрия. 1985. № 2. С. 85–88.
- [10] *Бендат Д., Пирсол А.* Применения корреляционного и спектрального анализа. М.: Мир, 1983. 312 с.
- [11] *Донин В.И., Иванов В.А., Яковин Д.В.* Препринт ИАиЭ СО РАН. Новосибирск, 2000. № 486.
- [12] *Woods L.C.* // J. Fluid. Mech. 1965. Vol. 23. Pt 2. P. 315–323.
- [13] *Ewald H.N., Crawford F.W., Self S.A.* // Phys. Fluids. 1969. Vol. 12. N 2. P. 303–315.
- [14] *Anderson B., Weissglas P.* // Phys. Fluids. 1966. Vol. 9. N 2. P. 271–274.
- [15] *Кондратенко А.Н.* Плазменные волноводы. М.: Энергоатомиздат, 1976. 232 с.