

УДК 533.95

ИОННО-ЗВУКОВЫЕ КОЛЕБАНИЯ В ПЛАЗМЕ ИОННЫХ ЛАЗЕРОВ

В. И. Донин, Д. А. Шапиро, Д. В. Яковин, А. С. Яценко

Проведена проверка гипотезы об ионно-звуковой природе низкочастотных колебаний плазмы ионных лазеров непрерывного действия. На основе упрощенной гидродинамической модели найдены законы дисперсии длинноволновых мод ионного звука в цилиндрическом разряде. Измерены спектры колебаний и корреляционные функции спонтанного излучения плазмы. Впервые обнаружена модовая структура спектра. Экспериментально проверены зависимости модовых частот от геометрии разрядной трубки, массы иона и тока. Согласно измеренных зависимостей с расчетными указывает на ионно-звуковую природу наблюдаемых колебаний плазмы.

Сильноточный газовый разряд пониженного давления используется в качестве активной среды ионных лазеров непрерывного действия (см. обзоры [1-4]). Как известно [5, 6], при определенных условиях такой разряд теряет устойчивость. Нестабильности разряда могут вызываться различными причинами. С точки зрения разработки лазеров эти нестабильности необходимо устранять. Некоторые виды неустойчивостей могут быть устранены надлежащим устройством разрядной трубки [6, 7]. Однако впервые описанные в [5] неустойчивости, развитие которых приводит к разрушению стенок разрядного канала, не могут быть подавлены простым выбором геометрии элементов разрядной конструкции. Развитие таких неустойчивостей принципиально ограничивает срок службы ионного лазера. Ниже мы будем рассматривать именно их.

В работе [5] (см. также [8]) обнаружено, что нестабильности возникают при достижении током I некоторого критического значения I_c , которое в свою очередь зависит от давления газа, конструкции и диаметра разрядного канала. В этих работах измерены зависимости порога I_c от давления для трубки радиусом $R=0.55$ и 0.6 см соответственно. Неустойчивости в каналах малого радиуса $R \leq 0.15$ см наблюдались в [9, 10].

В работе [11] была впервые высказана гипотеза об ионно-звуковой природе колебаний плазмы аргонового лазера. Получено удовлетворительное согласие расчета с экспериментом как для зависимости $I_c(p)$, так и для диапазона частот возбуждаемых колебаний. Расчет дал 5—100 МГц, тогда как в эксперименте [12] были зарегистрированы частоты 5, 20 и 70 МГц. Однако в том же эксперименте наблюдались осцилляции на частоте 250 кГц. Примерно такая же частота была зарегистрирована в работе [6]. Такие низкие частоты не находили объяснения в рамках простейшей теории [11], развитой для однородной плазмы и применимой, когда длина волны колебаний λ много меньше характерного масштаба неоднородности $\lambda \ll R$. Поэтому является актуальной задача распространения теории на длинноволновые ионно-звуковые колебания с $\lambda \sim R$ и подробное экспериментальное исследование низкочастотных спектров. Эти вопросы и решаются в настоящей работе применительно к сильноточному разряду, используемому в мощных ионных лазерах.

1. Модель разряда

Для нахождения закона дисперсии ионного звука воспользуемся гидродинамической моделью разряда. Предполагается, что разброс скоростей ионов относительно средней скорости радиального дрейфа достаточно мал ($T_i \ll T_e$).

Получаем следующие уравнения для нулевого и первого моментов функции распределения ионов:

$$\partial n / \partial t + \nabla_{\alpha} n v_{\alpha} = \beta_i n, \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} n v_{\alpha} + \nabla_{\beta} n v_{\alpha} v_{\beta} + v_i n v_{\alpha} = - \frac{ne}{M} \nabla_{\alpha} V, \quad (2)$$

$$\alpha, \beta = x, y, z.$$

Здесь плазма полагается квазинейтральной; $n = n_e = n_i$ — концентрация заряженных частиц; β_i — константа ударной ионизации атомов электронами, v_i — эффективная частота передачи импульса ионами; v — потенциал радиального электрического поля; e, M — заряд и масса иона. Мы пренебрегаем двукратной ионизацией и собственным магнитным полем тока. Концентрацию нейтральных частиц можно считать постоянной по сечению, если длина ионизации превосходит радиус канала (относительно режима сильной ионизации см. [13, 14] и цитируемую там литературу). Электроны имеют бoльцмановское распределение $n \propto \exp(eV/T_e)$. Аналогичные уравнения для стационарного случая использовались в работе [15].

Стационарное распределение плотности заряженных частиц устанавливается благодаря балансу, с одной стороны, радиального электрического поля, ускоряющего ионы к стенке, а с другой стороны, инерционного члена и макроскопической силы трения в левой части уравнения (2). Сила трения возникает вследствие столкновений ионов с нейтральными атомами. Относительная роль этих слагаемых видна из оценки их отношения $v/v_i R \sim \lambda_i/R$: в разряде низкого давления доминирует инерционный член, а в разряде высокого давления — сила трения. Инерционный член мал вблизи оси, где ионы не набрали большой скорости, поэтому в разряде низкого давления стационарные профили концентрации n и потенциала V получаются в приосевой области более пологими, чем в случае $\lambda_i \ll R$.

Качественное исследование проведем, пренебрегая инерционным членом. Тогда в цилиндрической геометрии получим стационарное уравнение диффузионного типа для распределения концентрации

$$\frac{c_s}{r} \frac{d}{dr} r \frac{dn}{dr} = v_i \beta_i n, \quad (3)$$

которое, как известно, имеет решение в виде функции Бесселя

$$n_0(r) = n(0) J_0\left(\mu \frac{r}{R}\right), \quad (4)$$

где $c_s = (T_e/M)^{1/2}$ — скорость ионного звука, $\mu = 2.4048$ — первый нуль функции Бесселя нулевого порядка. Решение (4) удовлетворяет граничному условию $n(R) = 0$. Частота ионизации β_i найдется из условия $(v_i \beta_i)^{1/2} R/c_s = \mu$, которое при $v_i \sim \beta_i$ отличается примерно в два раза от значения $\beta_i R/c_s = 1.1$ [16]. Поэтому для приближенного описания плазмы ионных лазеров, где $\lambda_i \sim R$, можно пользоваться теорией Шоттки с $v_i = \beta_i$.

Ищем решение (1), (2) в виде

$$\begin{aligned} n(\mathbf{r}, t) &= n_0(r) + \delta n(r) \exp(-i\omega t + ikz + im\varphi), \\ v(\mathbf{r}, t) &= v_0(r) + \delta v(r) \exp(-i\omega t + ikz + im\varphi). \end{aligned} \quad (5)$$

При $v_i = \beta_i$ получаем уравнение для возмущения

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} r \frac{d\delta n}{dr} + \left(k^2 + \frac{m^2}{r^2} - \frac{\omega^2 + \beta_i^2}{c_s^2}\right) \delta n = 0. \quad (6)$$

Общее решение уравнения (6) с граничным условием $\delta n(R) = 0$ можно разложить по собственным функциям:

$$\delta n(\mathbf{r}, t) = \sum_{l=1}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} C_{ml} J_m\left(j_{m,l} \frac{r}{R}\right) \exp(-i\omega_{ml} t + ikz + im\varphi), \quad (7)$$

где через $j_{m,l}$ обозначен l -й нуль функции Бесселя m -го порядка. Моды нумеруются двумя целыми числами: азимутальным m и радиальным l . Закон дисперсии моды с номером (m, l) имеет вид

$$\omega_{ml}^2(k) = k^2 c_s^2 + \frac{c_s^2}{R^2} (j_{m,l}^2 - j_{0,l}^2). \quad (8)$$

На рис. 1 изображены законы дисперсии нескольких мод. Самая нижняя по частоте мода является мягкой, т. е. для нее кривая $\omega_{01}(k)$ выходит из начала координат. Остальные моды имеют щель

$$\omega_{ml}(0) = \frac{c_s}{R} \sqrt{j_{m,l}^2 - j_{0,l}^2}. \quad (9)$$

При температуре электронов $T_e \simeq 5$ эВ, соответствующей оптимуму генерации лазера на сине-зеленых линиях однократного иона аргона, из (9) получается следующее выражение для наименьшей щели (1, 1):

$$f_{11} [\text{МГц}] = \frac{\omega_{11}(0)}{2\pi} = \frac{3.3}{D [\text{мм}]}, \quad D = 2R, \quad (10)$$

Из последнего выражения видно, что величина щели зависит только от диаметра разрядного канала. Формула (9) дает также более слабую зависимость частоты от электронной температуры и массы иона.

В табл. 1 приведены численные значения собственных частот $\omega_{ml}(0)$ для $m=0, 1, 2$, $l=1, 2, 3, 4$, вычисленные по формуле (9). Проанализируем, к каким изменениям собст-

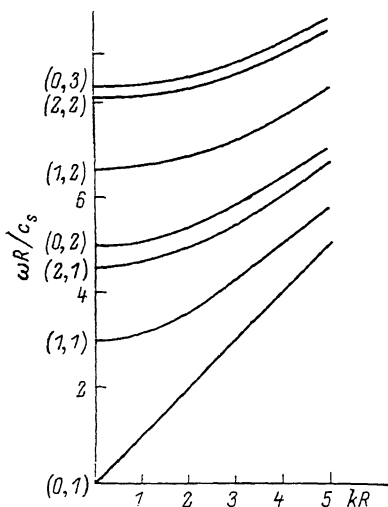


Рис. 1. Законы дисперсии длинноволновых колебаний плазмы цилиндрического разряда повышенного давления. Слева указаны номера мод (m, l) .

венных значений приводят неучтенные в модели факторы: наличие столкновений с перезарядкой, из-за которых $v_i > \beta_i$, и ограниченность скорости ионов на границе плазмы и слоя величиной c_s .

Если $v_i > \beta_i$, то для возмущения плотности δn получается уравнение, которое отличается от (6) заменой $\beta_i^2 + \omega^2 \rightarrow (\beta_i + i\omega)(v_i - i\omega)$. Дифференциальный оператор в этом случае неэрмитов, что приводит к появлению у частоты ω отрицательной мнимой части — затухания. Закон дисперсии принимает вид

$$\omega_{ml}(k) = -i \frac{v_i - \beta_i}{2} + \sqrt{k^2 c_s^2 + \frac{c_s^2}{R^2} (j_{m,l}^2 - j_{0,l}^2) - \frac{(v_i - \beta_i)^2}{4}}. \quad (11)$$

В рассматриваемой ниже экспериментальной ситуации разряда низкого давления оценка отличия v_i от β_i за счет резонансной перезарядки ионов на атомах дает $v_i/\beta_i - 1 \sim (R/\lambda_i)(T_i/T_e)^{1/2} \ll 1$.

Скорость ионов на границе плазма-слой равна c_s , поэтому точные граничные условия должны быть такими же, как и для звуковых колебаний на фронте ударной волны или в критическом сечении сопла Лавалья: $v_r(R) = c_s$. В этом случае из стационарного решения получается условие

$$\frac{J_1(x)}{J_0(x)} = \sqrt{\frac{v_i}{\beta_i}}, \quad x = \sqrt{\beta_i v_i} \frac{R}{c_s}. \quad (12)$$

Подстановка граничных условий в решение уравнения для возмущения дает следующее дисперсионное соотношение:

$$-\frac{J_{m-1}(z) - J_{m+1}(z)}{2J_m(z)} \frac{\sqrt{(\beta_i + i\omega)(\nu_i - i\omega) - k^2 c_s^2}}{\nu_i - i\omega} = 1,$$

$$z = \sqrt{(\beta_i + i\omega)(\nu_i - i\omega) - k^2 c_s^2} \frac{R}{c_s}.$$
(13)

При $\nu_i = \beta_i$ из (12) получаем $\beta_i = 1.435$. В этом случае дифференциальный оператор эрмитов, а неэрмитовость краевой задачи связана с граничными условиями. В табл. 2 приведено несколько нижних модовых частот, полученных

Таблица 1

l	m		
	0	1	2
1	0	2.98	4.54
2	4.97	6.59	8.07
3	8.52	9.88	11.37
4	11.54	13.10	14.60

Таблица 2

l	m		
	0	1	2
1	0	2.44—1.10i	4.10—1.28i
2	4.31—1.20i	5.93—1.34i	7.48—1.46i
3	7.60—1.43i	9.18—1.53i	10.72—1.64i
4	10.81—1.59i	12.38—1.66i	13.92—1.72i

численным решением уравнения (13). Все частоты имеют отрицательную мнимую часть, кроме $\omega_{01}(0) = 0$, которая безразлично устойчива. Мнимые части малы по сравнению с вещественными и слабо растут с номерами m и l . Сравнение данных табл. 1 и 2 показывает, что учет граничного условия для скорости приводит к уменьшению $\text{Re } \omega_{ml}$ не более чем на 10—15 % для малых m и l . Частоты высоких мод еще менее чувствительны к граничным условиям. Такие эффекты находятся за пределами точности измерений, поэтому для сравнения с экспериментом в разделе 3 используются результаты простейшей модели (9).

2. Методика измерений и основные результаты

Исследуемая низкотемпературная плазма в аргоне или криптоне создавалась разрядом постоянного тока в секционированной разрядной трубке, аналогичной [6, 7]. Длина отдельной секции составляла 2.5 см при диаметре раз-

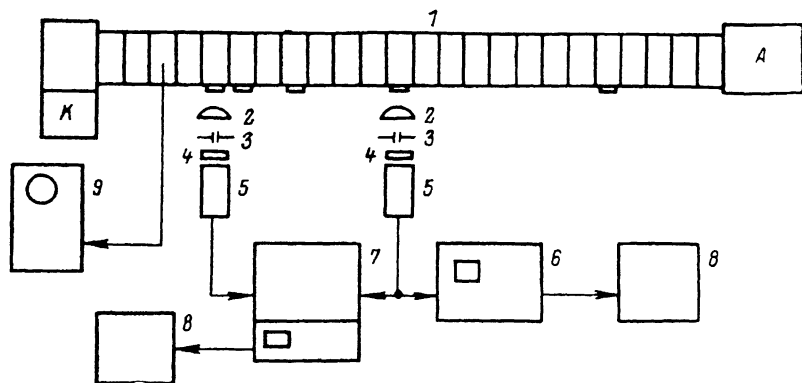


Рис. 2. Схема экспериментальной установки для измерения спектров колебаний плазмы и корреляционных функций спонтанного излучения.

рядного канала 1.6 см; 2.2 и 1.2 см при диаметре 1.1 см; 1.2 см при диаметре 0.7 см; 0.6 см при диаметре 0.3 см. Полная длина разрядной трубки варьировалась от 35 до 100 см. Часть секций имела боковые окна для вывода спонтанного излучения. Расстояние между окнами составляло 1.2, 2.5, 5, 10, 15 и 30 см. Все измерения проводились при давлениях газа 0.2—0.4 Тор и плотности разрядного тока от 250 до 500 А/см². Давление измерялось до зажигания разряда. Температура электронов оценивалась из электропроводности плазмы и в условиях эксперимента составляла около 5 эВ.

На рис. 2 представлена схема экспериментальной установки. Спонтанное излучение плазмы из боковых окон разрядной трубки 1 (A — анод, K — катод) собиралось линзами 2 и, пройдя через диафрагмы 3 и светофильтры 4, попадало на фотоумножители 5. Сигналы с фотоумножителей подавались на анализатор спектра 6 с полосой анализируемых частот от 10 кГц до 110 МГц, который производил спектральный анализ излучения из плазмы, или на коррелятор 7 с максимальной тактовой частотой 160 МГц [17]. Коррелятор мог работать в двух режимах: вычисления автокорреляционной функции сигнала и взаимокорреляционной функции двух сигналов. Данные с выходов анализатора спектра и коррелятора регистрировались фотографическим способом или самописцем 8. Для независимого контроля уровня колебаний в плазме служил осциллограф 9, на который подавался электрический сигнал с секцией трубки.

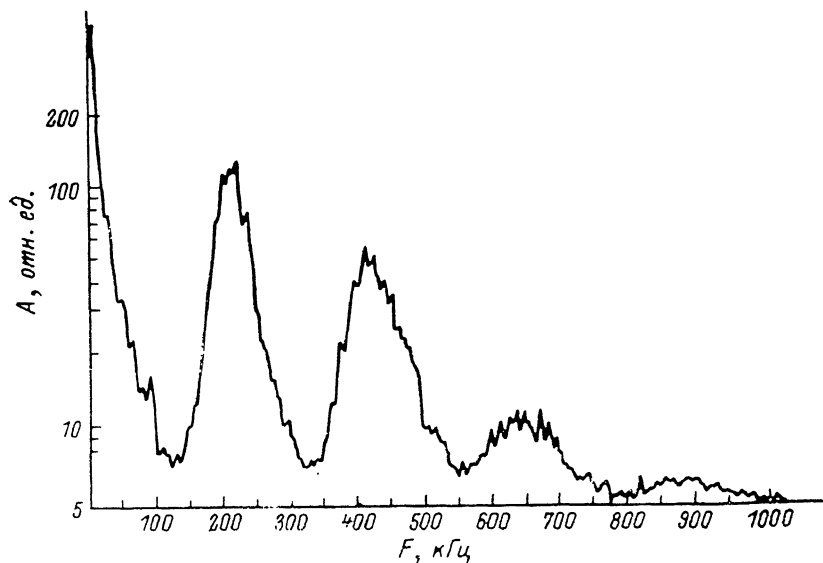


Рис. 3. Спектры развитых колебаний аргоновой плазмы в трубке \varnothing 1.6 см.

В эксперименте изучались спектральные и корреляционные характеристики колебаний плазмы аргона и криптона, проявляющиеся в спонтанном излучении. На рис. 3 представлен частотный спектр развитых колебаний аргоновой плазмы в трубках с диаметром разрядного канала 1.6 см. В спектре различимы четыре пика на частотах 210, 420, 640 и 875 кГц. В условиях, близких к пороговым, когда колебания развиты менее сильно, в спектре обычно наблюдаются два пика на частотах 210 и 420 кГц. Такой же частотный спектр наблюдался и на отдельных линиях ионов в сине-зеленой области спектра. При изменении длины трубки в два раза частоты пиков не меняются.

В разрядной трубке с диаметром канала 1.1 см колебания наблюдаются на частотах 350 и 700 кГц. При изменении длины отдельной секции от 2.2 до 1.2 см частоты также не изменяются (в отличие от данных работы [18]). Это свидетельствует о том, что на частоты колебаний влияет только поперечный размер разрядного канала. Для трубок с диаметром канала 0.7 и 0.3 см частоты колебаний вблизи порога равны 570, 1230 кГц и 1200, 2100 кГц соответственно. В эксперименте наблюдалась также очень слабая зависимость частот от разрядного тока. При изменении плотности тока от 250 до 500 А/см² положение пиков на частотной шкале менялось не более чем на 5 %.

Представляет интерес также пространственное положение колебаний в поперечном сечении трубки, о котором можно судить, если перемещать оптическую систему (2—5 на рис. 2) как целое перпендикулярно оси разряда. Случай равномерно светящегося источника исследован Раузианом [19]. Показано, что поток излучения не зависит от положения линзы относительно объекта, когда изображение диафрагмы находится внутри излучающего объема. Если источник неоднородный, появляется зависимость потока излучения от положения опти-

ческой системы. Эта зависимость отражает неоднородность источника. Разрешение такой системы растет с телесным углом Ω при вершине конуса, из которого собирается свет. В условиях эксперимента угол составлял $\Omega = 6 \cdot 10^{-3}$, что позволяло получать качественный вид радиального распределения. Такая зависимость амплитуды колебаний от положения оптической системы для трубки с разрядным диаметром 1.6 см представлена на рис. 4. Пространственная неоднородность распределения интенсивности колебаний на двух частотах свидетельствует о том, что эти частоты соответствуют различным модам.

Зависимость частот колебаний от массы ионов изучалась в трубке с внутренним диаметром 1.1 см. Переход от аргоновой плазмы с характерными частотами колебаний 350 и 700 кГц на криптоновую приводит к их изменению до 250

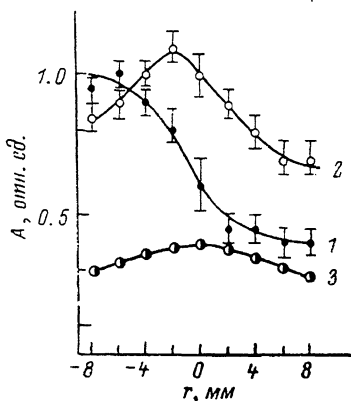


Рис. 4. Качественная зависимость интенсивности колебаний от положения оптической системы относительно трубки \varnothing 1.6 см.

1 — 210, 2 — 420 кГц, 3 — постоянная составляющая.

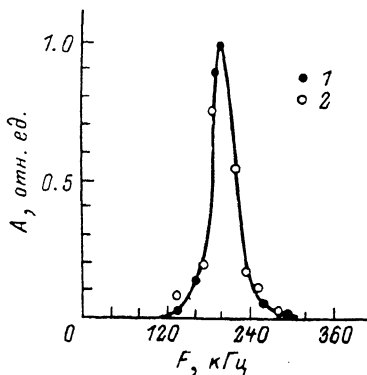


Рис. 5. Спектр колебаний плазмы на частоте 210 кГц.

и 500 кГц. Отношение частот для двух сортов ионов составляет 1.4, что свидетельствует о зависимости частоты от массы иона вида $M^{-1/2}$.

Корреляционные функции колебаний измерялись в трубке с диаметром 1.6 см в плазме аргона следующим образом. Спонтанное излучение из двух окон, расположенных на расстоянии 15 см друг от друга, через линзы 2, диафрагмы 3 и светофильтр 4 направлялось на два фотоумножителя 5, работающих в режиме счета фотонов. Сигналы с фотоумножителей подавались на коррелятор 7, который вычислял автокорреляционную и взаимокорреляционную функции. Оптическая часть схемы настраивалась таким образом, чтобы выделить колебания на частоте 210 кГц.

Интенсивность спонтанного излучения, падающего на фотоумножители, определялась в основном синие-зелеными линиями ионов. Коррелятор вычислял следующую величину:

$$K(\tau) = \langle I(t) I(t + \tau) \rangle \propto \langle n_i^*(t) n_i^*(t + \tau) \rangle.$$

В условиях существования колебаний плазмы

$$n_i^*(t) = \bar{n}_i + \delta n_i^*(t),$$

где \bar{n}_i — постоянная, а $\delta n_i^*(t)$ — осциллирующая составляющая концентрации возбужденных ионов. Как известно [5], колебания в плазме возникают в условиях, когда величина $n_i^*(t)$ близка к насыщению по току, т. е. $n_i^* \propto n_i$. Осциллирующая добавка δn_i^* , как показывают измерения, составляет величину $\leq 3\%$ от \bar{n}_i . Поэтому в первом приближении можно пренебречь нелинейными эффектами и считать, что $\delta n_i^* \propto \delta n_i$. Корреляционная функция тогда приобретает вид

$$K(\tau) \propto \bar{n}_i^2 + \langle \delta n_i(t) \delta n_i(t + \tau) \rangle. \quad (14)$$

Первый член дает постоянную составляющую, а второй — вклад, который отвечает за колебания в плазме. На рис. 5 представлены спектры колебаний, полученные с помощью спектроанализатора (1) и из преобразования Фурье корреляционных функций (2). Видно удовлетворительное совпадение результатов.

Измерение интенсивности колебаний в различных точках вдоль разрядного канала трубки диаметром 1.6 см показывает, что наибольшая амплитуда достигается на расстоянии около 30 см от катода в области длиной 10—20 см. Именно в этом месте происходит наибольшее разрушение секций трубки. Увеличение разрядного тока или уменьшение давления приводит к возрастанию длины области интенсивных колебаний и росту их амплитуды.

3. Обсуждение

Ионно-звуковая неустойчивость в разряде низкого давления экспериментально изучалась неоднократно и исследуется до настоящего времени. В работах [18, 20] анализ проводился применительно к плазме ионных лазеров. Отдельные частоты колебаний плазмы аргонового лазера измерялись в работах [6, 10, 19, 22]. Однако детального экспериментального исследования спектров колебаний в сильноточном разряде низкого давления не проводилось.

На рис. 6 изображены результаты настоящей и цитированных работ. Видно, что измеренные значения частот лежат недалеко от теоретических прямых, т. е. экспериментальные данные не противоречат гипотезе об обратно пропор-

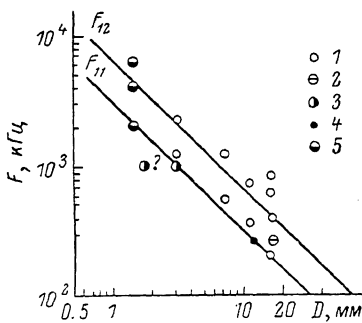


Рис. 6. Зависимость частоты колебаний плазмы от диаметра разрядного канала.

1 — наст. работа, 2 — [6], 3 — [10], 4 — [12], 5 — [22]. ? — эта точка, возможно, относится к другому типу неустойчивости.

циональной зависимости частоты нижней жесткой моды от радиуса. Теоретические прямые построены в соответствии с формулой (9) для первых винтовых мод с номерами (1, 1) и (1, 2), однако точность модели еще недостаточно высока, а целенаправленных экспериментов слишком мало, чтобы идентифицировать номера мод. Можно лишь утверждать, что зарегистрированные колебания плазмы ионного лазера, по всей видимости, являются какими-то из нижних жестких мод ионного звука в разрядном канале. Это подтверждается обратно пропорциональной зависимостью от радиуса, обратной корневой зависимостью от массы иона, радиальной неоднородностью распределения интенсивности колебаний.

В работе Сахарова и Шаталина [23], где плазма ионного лазера моделировалась импульсным разрядом, указано, что неустойчивость носит характер срывов тока и инициируется перегретой неустойчивостью, переходящей в линейный пинч. Критерий такой неустойчивости имеет вид $T_e \geq 10$ эВ. В условиях наших экспериментов электронная температура составляла 5 эВ, т. е. перегрев, в данном случае, не играл существенной роли.

Наши выводы согласуются с результатами работы [24], посвященной анализу ионно-звуковой неустойчивости в разряде постоянного тока в благородных газах при низких давлениях, где отмечено, что для исследуемых длинноволновых колебаний радиус трубки задает нижнюю границу частоты колебаний. Таким образом, экспериментальные данные свидетельствуют об ионно-звуковой природе наблюдаемых колебаний в сильноточном разряде ионного лазера. Однако вопросы о конкретных причинах раскачки колебаний и механизмах разрушения стенок остаются практически не изученными.

Авторы благодарят С. Г. Раугиана за полезные обсуждения результатов.

Литература

- [1] *Китаева В. Ф., Одинцов А. И., Соболев Н. Н.* УФН, 1969, т. 99, в. 3, с. 361—416.
- [2] *Bridges W. B., Chester A. N., Halsted A. S., Parker J. V.* Proc. IEEE, 1971, v. 59, N 5, p. 724—737.
- [3] *Davis C. C., King T. A.* In: Advances in Quantum Electronics. N. Y. a. o., 1975, v. 3, p. 169—454.
- [4] *Dunn M. H., Ross J. N.* Progr. Quant. Electr., 1976, v. 4, pt 3, p. 233—269.
- [5] *Донин В. И.* ЖЭТФ, 1972, т. 62, № 5, с. 1648—1660.
- [6] *Донин В. И., Шипилов А. Ф., Григорьев В. А.* Квант. электр., 1979, т. 6, № 2, с. 359—366.
- [7] *Аполонский А. А., Донин В. И., Тимофеев Т. Т.* Квант. электр., 1986, т. 13, № 5, с. 1004—1009.
- [8] *Wang C. P., Lin S.-C.* J. Appl. Phys., 1972, v. 43, N 12, p. 5068—5073.
- [9] *Донин В. И.* ЖПС, 1969, т. 11, № 5, с. 889—891.
- [10] *Фотиади А. Э., Фридрихов С. А.* ЖТФ, 1973, т. 43, № 9, с. 2010—2012.
- [11] *Алферов Г. Н., Донин В. И., Смирнов Г. И., Шапиро Д. А.* Квант. электр., 1981, т. 8, № 1, с. 13—19.
- [12] *Luthi H. R., Seelig W.* J. Appl. Phys., 1977, v. 48, N 12, p. 4922—4927.
- [13] *Цендин Л. Д.* ЖТФ, 1973, т. 43, № 8, с. 1595—1602.
- [14] *Шапиро Д. А.* ЖТФ, 1985, т. 55, № 10, с. 1913—1919.
- [15] *Forrest J. R., Franklin R. N.* Brit. J. Appl. Phys., 1966, v. 17, p. 1569—1574.
- [16] *Tonks L., Langmuir I.* Phys. Rev., 1929, v. 34, N 5, p. 876—921.
- [17] *Ери И. Г., Яковин Д. В.* Автометрия, 1985, № 2, с. 85—88.
- [18] *Redlich L.* In: Proc. of the XIII ICPiG. Berlin, 1977, p. 653—654.
- [19] *Раутиан С. Г.* ЖЭТФ, 1965, т. 27, № 5, с. 625—635.
- [20] *Гадецкий Н. П., Ткач Ю. В., Сидельникова А. В., Зейдлиц В. П.* Укр. физ. журн., 1974, т. 19, № 6, с. 931—935.
- [21] *Аполонский А. А., Алферов Г. Н., Донин В. И.* и др. Тез. докл. III Всес. конф. «Оптика лазеров». Л., 1982, с. 150.
- [22] *Кирсанов А. В., Мольков С. И.* Тез. докл. VI Всес. конф. по физике низкотемпературной плазмы. Л., 1983, т. 1, с. 434—437.
- [23] *Сазаров И. В., Шаталин С. В.* ЖТФ, 1982, т. 52, № 11, с. 2218—2223.
- [24] *König A., Leven R.* Beitr. Plasma Physik, 1980, Bd 20, S. 130—145.

Институт автоматизации и электрометрии
СО АН СССР
Новосибирск

Поступило в Редакцию
8 июля 1986 г.
В окончательной редакции
10 ноября 1986 г.