

ВЛИЯНИЕ СТОРОННЕГО ШУМА НА ДРЕЙФОВУЮ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ В ГАЗОРАЗРЯДНОЙ ПЛАЗМЕ

И. Н. Бирюков, А. В. Чечкин, Б. Н. Швилкин

В данной работе представлены результаты по изучению влияния шума на регулярные дрейфовые колебания, возбуждающиеся в неоднородной бестоковой газоразрядной плазме во внешнем магнитном поле [1]. Такой шум наблюдается в эксперименте наряду с хорошо скоррелированными дрейфовыми колебаниями и обусловлен нелинейным развитием другой неустойчивости, например ионного звука [2]; шум может быть также создан искусственно (см. ниже). Такая задача представляет как практический интерес (подавление неустойчивости и ее проявлений, например аномального радиального поля), так и общетеоретический (изучение эффектов, связанных с воздействием внешних шумов на поведение динамических систем различной природы).

Исходной является система уравнений двухжидкостной гидродинамики для слабоионизованной сильно неизотермической ($T_i=0$) плазмы, позволяющая описать линейную [1] и нелинейную [3] стадии развития дрейфово-диссипативной неустойчивости. В электронное уравнение движения включена случайная сила $f(r, t)$ [4], среднее значение которой равно нулю $\langle f \rangle = 0$, а корреляционные свойства зададим ниже. Будем полагать, что интенсивность шума достаточно мала, так что он не влияет на возбуждение и насыщение неустойчивой волны, определяемые в динамической теории [3]. Исходные уравнения методом, подробно описанным в [3], сводятся к уравнению для медленно меняющейся комплексной амплитуды колебаний потенциала $A(t)$; представив $A(t)$ в виде $A = \mathcal{A} \exp(i\Psi)$, получаем систему двух нелинейных стохастических дифференциальных уравнений для действительной амплитуды и фазы

$$\begin{aligned} \frac{d\mathcal{A}}{dt} &= \varepsilon^2 a \mathcal{A} - c \mathcal{A}^3 + y_{\mathcal{A}}(t), \\ \frac{dx}{dt} &= d \mathcal{A}^2 + \frac{1}{\mathcal{A}} y_x(t), \quad x = \Psi + \varepsilon^2 b t. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь $\varepsilon^2 = (B - B_l) / B_l < 1$; B_l — магнитное поле, выше которого неустойчива l -я азимутальная мода дрейфовой неустойчивости; $\varepsilon^2 a$ — линейный инкремент; $\varepsilon^2 b$ — линейный сдвиг частоты от порогового значения ω_0 , c и d описывают нелинейное затухание и нелинейный сдвиг частоты соответственно; выражения для a , b , c , d приведены в [3]; $y_{\mathcal{A}}$ и y_x — случайные источники, которые определяются силой f . Уравнения (1) совпадают с уравнениями для амплитуды и фазы колебаний тока в неизохронном генераторе и подробно исследованы в радиотехнике [5]. Определим коррелятор случайной силы $f = e \nabla \phi$, где $\phi(r, t)$ — гауссовский шум с корреляционной функцией следующего вида

$$\begin{aligned} \langle \phi \phi \rangle_{r-r', t-t'} &= \langle \phi_1^2 \rangle_{r-r'} \langle \phi_2^2 \rangle_{t-t'}, \\ \langle \phi_1^2 \rangle_{r-r'} &= \begin{cases} 1, & |z - z'| \leq l_{\parallel} < L, \\ 0, & |z - z'| > l_{\parallel}, \end{cases} \\ \langle \phi_2^2 \rangle_{\tau} &= \langle U^2 \rangle \exp(-|\tau|/\tau_c), \\ &1/\tau_c \gg 2\varepsilon^2 a, \end{aligned} \quad (2)$$

$\langle U^2 \rangle^{1/2}$ — среднеквадратичное шумовое напряжение, τ_c — время корреляции шума.

Мы задаем корреляционные свойства шума максимально простым образом, что позволяет по крайней мере качественно показать особенности возникающего спектра дрейфовых флуктуаций. Условие (3) означает, что исследуются эффекты в области вблизи порога возбуждения дрейфовой волны по магнитному полю. Кроме того, интенсивность шума $\langle U^2 \rangle$ предполагается достаточно малой, так

чтобы флуктуации амплитуды и фазы дрейфовой волны можно было считать малыми и использовать метод линеаризации при решении уравнений (1) для амплитуды и фазы. На эксперименте величины τ_c и $\langle U^2 \rangle$ можно изменять независимо, и их значения удовлетворяют требованиям теории.

Решение уравнений (1) методом линеаризации подробно описано в [5]. Приведем сразу выражение для спектральной корреляционной функции флуктуаций потенциала

$$\langle \varphi^2 \rangle_\omega = \sigma_1(\omega - \omega^{NL}) + \sigma_2(\omega - \omega^{NL}),$$

$$\sigma_1(\Omega) = \mathcal{D} \left[\frac{1 + d^2/c^2}{\Omega^2 + \mathcal{D}_x^2} + \frac{1}{\Omega^2 + (2\varepsilon^2 a)^2} \right],$$

$$\sigma_2(\Omega) = -\mathcal{D} \frac{d}{c} \frac{4\varepsilon^2 a \Omega}{(\Omega^2 + \mathcal{D}_x^2)(\Omega^2 + (2\varepsilon^2 a)^2)},$$

$\mathcal{D}_x = \mathcal{D}(1 + d^2/c^2)/2\mathcal{A}_0^2$ — коэффициент диффузии фазы, $\mathcal{A}_0^2 = \varepsilon^2 a/c$, $\omega^{NL} = \omega_0 + \varepsilon^2 b + d\mathcal{A}_0^2$,

$$\mathcal{D} = \alpha \langle U^2 \rangle \tau_c \times \begin{cases} 1, & 1/\tau_c \gg \omega^{NL}, \\ (\omega^{NL} \tau_c)^{-2}, & 1/\tau_c \ll \omega^{NL}. \end{cases}$$

Множитель α зависит от продольной и поперечной длин корреляций, параметров плазмы и номера возбуждаемой моды. Он имеет довольно громоздкий вид

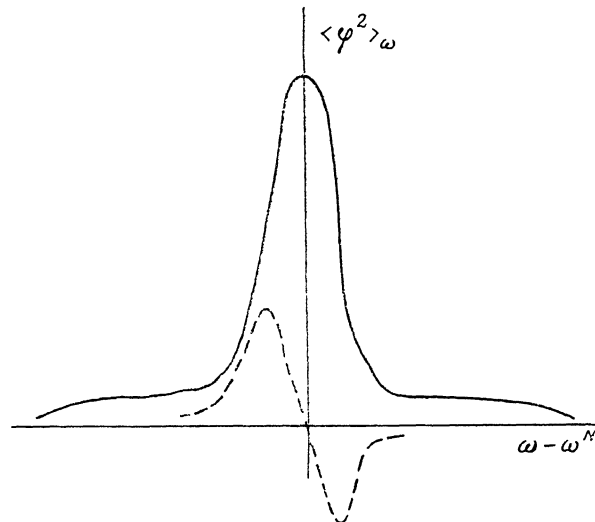


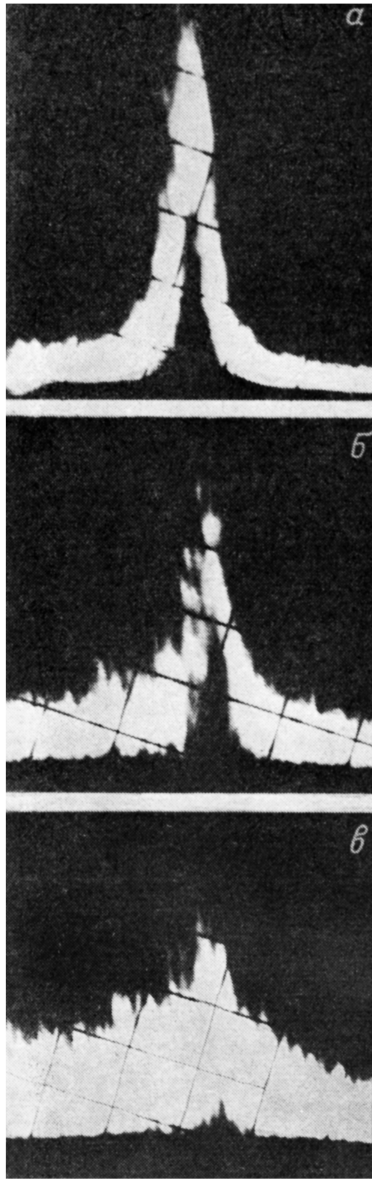
Рис. 1. Спектр флуктуаций потенциала определяется наложением сплошной и штриховой линий.

и в данной работе не приводится. Условие применимости метода линеаризации $\mathcal{D}_x/\varepsilon^2 a \ll 1$, что эквивалентно условию малости отношения ширины спектра дрейфовых шумов к инкременту. На опыте это соотношение выполняется.

Графики σ_1 и σ_2 представлены на рис. 1. Симметричная часть спектра определяется наложением двух линий: узкой и интенсивной, обусловленной диффузией фазы, и широкой и слабой, определяемой амплитудными флуктуациями. Высота широкой линии относится к высоте узкой как $(\mathcal{D}_x/2\varepsilon^2 a)^2$; ширина узкой линии порядка \mathcal{D}_x , широкой — порядка $\varepsilon^2 a$. Несимметричная часть спектра обусловлена корреляцией амплитуды и фазы. Отношение высоты несимметричной линии к высоте узкой порядка $\mathcal{D}_x/\varepsilon^2 a$, т. е. несимметричная линия в $\varepsilon^2 a/\mathcal{D}_x$ раз выше широкой симметричной. Положение максимумов несимметричной линии примерно соответствует ширине узкого пика. Высота интенсивной линии обратно пропорциональна, а полуширина прямо пропорциональна квадрату амплитуды шума.

Для проверки предсказаний теории были поставлены опыты в гелиевой и аргоновой плазмах в условиях, описанных в [1-3]. Сигнал с генератора

шума Г2-37, обладающий равномерной спектральной плотностью, подавался на модулятор ВЧ генератора. Генератор Г2-37 мог создавать шум в поддиапазонах от 15 Гц до 20 кГц, 600 кГц, 6.5 МГц, амплитуда шума на выходе могла плавно меняться от 0 до 1 В. Использовались зондовая и оптическая методики регистрации спектра колебаний, волновых движений и характеристик плазмы.



На рис. 2 приведены типичные спектрограммы дрейфовых колебаний. В отсутствие внешних шумов спектр колебаний представляет собой узкий пик на частоте $f_0=105$ кГц (He, $p=7 \cdot 10^{-3}$ Тор, $B=1.8$ кГс, $n_e=10^{10}$ см $^{-3}$). В этом случае в плазме обнаруживается волна с азимутальной модой $l=2$, распространяющаяся в направлении вращения электронов в магнитном поле. В направлении магнитного поля устанавливается стоячая волна. При наложении шума с полосой частот $\Delta f=20$ кГц амплитуда пика дрейфовых колебаний уменьшается и это уменьшение оказывается тем больше, чем больше выходное напряжение генератора шума U . Из рис. 2 видно также, что по мере увеличения амплитуды шума увеличивается полуширина контура $\Delta \omega$. Аналогичное с показанным на рисунке изменение спектра дрейфовых колебаний обнаруживается и при возбуждении в других использованных диапазонах частот. Заметим, что во всех случаях обнаруживается асимметрия спектра, что соответствует предсказаниям теории (рис. 1). Обработка спектрограмм позволяет получить зависимости

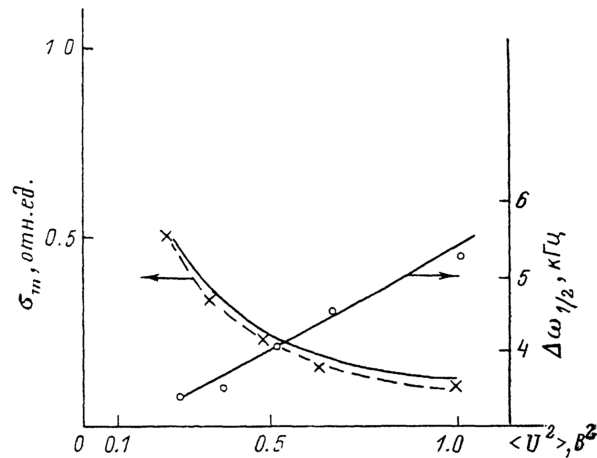


Рис. 2. Типичные спектрограммы дрейфовых колебаний.

$\Delta f=20$ кГц; U, B : а — 0, б — 0.6, в — 1.

Рис. 3. Зависимость высоты σ_m и полуширины $\Delta \omega_{1/2}$ спектрального контура от среднего квадрата потенциала шума.

Точки — эксперимент, кривая — расчет. $\Delta \omega_{1/2} (\langle U^2 \rangle)$ — эксперимент.

высоты пика дрейфовых колебаний σ_m и его полуширины $\Delta \omega_{1/2}$ от среднего квадрата шумового потенциала $\langle U^2 \rangle$, которые показаны на рис. 3. Теоретические зависимости нормированы на первую точку экспериментальной кривой. Экспериментальные результаты подтверждают теоретически найденные зависимости от $\langle U^2 \rangle$.

Таким образом, в данной работе рассчитан спектр флуктуаций потенциала при воздействии стороннего (внешнего) шума на регулярные дрейфовые колебания. Приведены результаты обработки спектрограмм, снятых в эксперименте при воздействии на плазму шумов, создаваемых искусственно. Результаты эксперимента находятся в качественном согласии с теорией.

Список литературы

- [1] Тимофеев А. В., Швилкин Б. Н. // УФН. 1976. Т. 118. № 2. С. 273—305.
- [2] Белагин М. И., Чернышева Н. Н., Швилкин Б. Н. // Физика плазмы. 1982. Т. 8. № 1. С. 155—162.
- [3] Бондаренко В. Е., Чечкин А. В. // Физика плазмы. 1988. Т. 14. № 9. С. 1084—1093.
- [4] Чечкин А. В. // Вестн. МГУ. Сер. 3. Физика, астрономия. 1988. Т. 29. № 4. С. 89—91.
- [5] Стратонович Р. Л. Избранные вопросы теории флуктуаций в радиотехнике. М.: Сов. радио, 1961.

Московский государственный
университет им. М. В. Ломоносова

Поступило в Редакцию
17 января 1990 г.

В окончательной редакции
9 января 1991 г.