

Письма в ЖЭТФ, том 14, стр. 13–17.

5 июля 1971 г.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ НЕЛИНЕЙНОЙ СТАДИИ РАЗВИТИЯ ИОННО-ЗВУКОВОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ В ПЛАЗМЕННО-ПУЧКОВОМ РАЗРЯДЕ

Г.Н.Березина, А.К.Березин, В.Н.Зейдлиц

Как известно, низкочастотные (НЧ) неустойчивости играют определяющую роль в процессах аномальной диффузии, нагрева и ускорения ионов, обусловленных коллективными взаимодействиями в плазме.

Линейная стадия развития НЧ неустойчивостей исследовалась достаточно подробно теоретически и экспериментально [1–3]. Исследование нелинейной стадии только начинается. Основными характеристиками нелинейной турбулентной стадии развития неустойчивости, как известно, являются спектральная плотность энергии возбуждаемых электрических полей, пространственно-временные корреляционные

функции, наличие скачков фаз, дисперсионное соотношение. Все эти величины экспериментально исследованы в настоящей работе с помощью методов, описанных в работах [4–7].

Эксперименты проводились на установке, подробно описанной в работе [4]. Основные параметры: ток электронного пучка 5 а, энергия 10 – 12 кэв, длительность токового импульса 110 мксек, плотность образованной пучком плазмы $5 \cdot 10^{12} \div 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, напряженность продольного магнитного поля до 2 кэ, рабочий газ – водород.

В данной работе изучались НЧ колебания, возбуждаемые при взаимодействии электронного пучка с высокоионизованной плазмой. Форма этих колебаний исследовалась с помощью зондов, расположенных вдоль области взаимодействия (внутри плазменной камеры) и регистрирующих E_z -компоненту электрического поля в диапазоне частот до 8 Мгц. Сигналы с зондов фотографировались на 5-и лучевом электронном осциллографе и затем полученные результаты обрабатывались на ЭВМ. Можно различить два режима возбуждения НЧ колебаний: первый режим (давление $2,4 \cdot 10^{-4} \text{ тор}$), начало токового импульса, рис.1,а характеризуется возбуждением НЧ колебаний, которые носят релаксационный характер и переходят со временем (через 30–40 мксек) в колебания, относящиеся ко второму режиму. К этому режиму относятся также колебания, генерируемые по всей длительности токового импульса при давлении газа в системе выше $6 \cdot 10^{-4} \text{ тор}$, ввиду того, что для них первый режим заканчивается через несколько микросекунд. В работе приводятся результаты исследования колебаний, относящихся к первому режиму.

Спектр возбуждаемых колебаний $S_{xx}(\omega)$, характеризующих первый режим, состоит из основной частоты $\omega/2\pi \sim 560 \text{ кгц}$ и четко выраженных гармоник (рис.1,б). На рис.1,в приведена спектральная плотность энергии возбуждаемых колебаний $S_k(\omega)$ для заданного волнового числа $k \sim 0,1 \text{ см}^{-1}$. Отношение $\Delta\omega/\omega$ характеризует степень турбулентности, где $\Delta\omega$ – полуширина кривой $S_k(\omega)$. Для нашего случая $\Delta\omega/\omega \sim 0,8$. На графике рис.1,г приведено изменение фазы электрического поля возбуждаемых ВЧ колебаний во времени. Сама кривая $\phi(t)$ описывает лишь изменение фазы относительно некоторого начального значения, которое выбрано произвольно. Обращает на себя внимание тот факт, что на плавное изменение фазы накладываются четко выраженные скачки (до 120°).

Если в системе распространяется волна со средней скоростью u , то это приведет к временному сдвигу τ между сигналами, снятыми с зондов, расположенных на расстоянии l . Вычисленное значение скорости волны u составляет $4 \cdot 10^7 \text{ см/сек}$.

Проведенные измерения показали, что частота возбуждаемых колебаний в первом режиме не зависит от напряженности магнитного поля и обратно пропорциональна корню квадратному из массы иона. Экспериментально определенное значение инкремента нарастания колебаний составляет $\gamma \sim 4 \cdot 10^5 \text{ сек}^{-1}$.

Специально проведенные корреляционные измерения показали, что возбуждаемая в первом режиме волна является аксиально-симметричной.

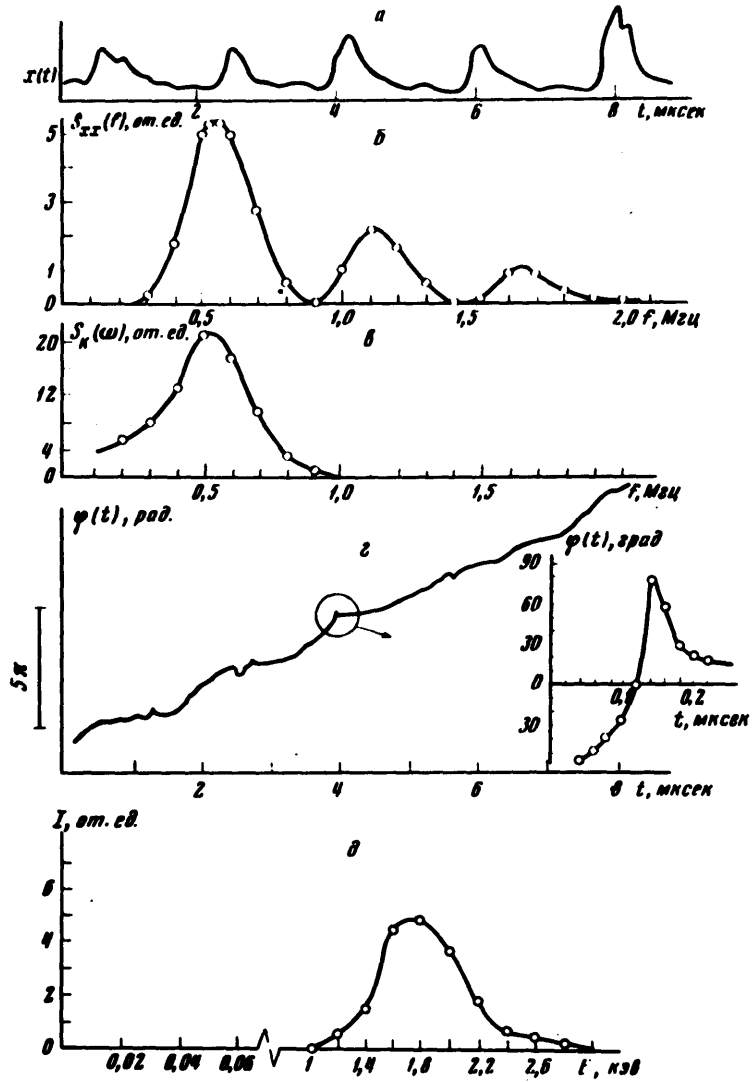


Рис. 1

В случае распространения в системе пакета плоских волн

$$x(t, \ell) = \int_0^{\infty} A(\omega) \exp[ik(\omega)\ell + i\omega t] d\omega, \quad (1)$$

где $A(\omega)$ – амплитуда колебаний с циклической частотой ω , взаимный спектр мощности $S_{xy}(\omega)$ может быть записан следующим образом [8]

$$S_{xy}(\omega) = S_{xx}(\omega) \exp[ik(\omega)\ell], \quad (2)$$

где $S(\omega)$ – спектр возбуждаемых колебаний. Приближение плоской волны^{xx} справедливо в случае, если

$$|S_{xy}(\omega)| = S_{xx}(\omega). \quad (3)$$

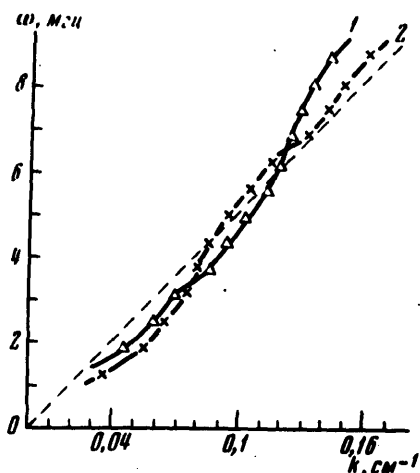


Рис. 2

Из соотношения (2) может быть получена дисперсионная зависимость $k(\omega)$, которая для нашего случая приведена на рис.2. Здесь 1 и 2 – дисперсионные зависимости, полученные для двух значений l (2 и 4 см), в отличие от результатов работы [8], где была получена дисперсионная зависимость для случая аксиально-несимметричных волн ($l = 0$). Расчеты проводились на ЭВМ с точностью $\sim 20\%$. Из рис.2 следует, что для НЧ колебаний, возбуждаемых в первом режиме, существует линейная зависимость между ω и k ($\omega \sim ku$). Значение фазовой скорости волны u , вычисленное из приведенного дисперсионного соотношения, составляет $5 \cdot 10^7$ см/сек, что находится в соответствии с указанным выше экспериментальным значением фазовой скорости. С другой стороны, ранее было показано [9], что в условиях первого режима наблюдалась генерация взаимопроникающих высокоэнергетических ионных потоков (ток ~ 2 а, плотность ионов в потоке $6 \cdot 10^{10}$ см⁻³ при плотности плазмы $5 \cdot 10^{12}$ см⁻³), энергетический спектр которых представлен на рис.1, д.

Из спектроскопических измерений [9] следует, что в наших экспериментах $T_e \gg T_i$ ($T_e \sim 80 - 100$ эв, $T_i \sim 1$ эв) и скорость ионного звука $u_s \sim \sqrt{T_e/M} \sim 10^7$ см/сек (водород). Следовательно, в нашем случае число Маха $M = u/u_s > 1$.

Как показано в работах [10, 11] в нелинейном случае скорость уединенной ионно-звуковой волны является функцией амплитуды волны и выражается следующим образом

$$u^2 = \frac{1}{2} u_s^2 \frac{\left\{ \exp \left[\frac{e\phi_{max}}{T_e} \right] - 1 \right\}^2}{\exp \left[\frac{e\phi_{max}}{T_e} \right] - 1 - \frac{e\phi_{max}}{T_e}} \quad (4)$$

где $e\phi_{max}$ – энергия, которую частица набирает на длине волны в системе λ_g . В случае больших амплитуд, когда $e\phi_{max} \gg T_e, u > u_s$. При $M > 1,6$ наступает так называемое многопотоковое движение ионов (взаимопроникающие ионные потоки).

Для нашего случая $e\phi_{max} \sim eE\lambda_g \gg T_e$ ($eE \sim 100$ эв/см, длина волны в системе $\lambda_g \sim 70$ см). Измерение электрических полей производилось методом зондирующего электронного пучка, аналогично описанному в работе [12].

Таким образом, приведенные данные показывают, что первый режим характеризуется возбуждением нелинейных ионно-звуковых колебаний. Экспериментальные результаты находятся в качественном соответствии с выводами работ [10, 11].

В заключение авторы выражают благодарность Я.Б.Файнбергу, Л.И.Болотину, В.И.Курилко и В.Д.Шапиро за интерес к работе и ценные дискуссии.

Физико-технический институт
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию
24 мая 1971 г.

Литература

- [1] Е.А.Корнилов, О.Ф.Ковпик, Я.Б.Файнберг, И.Ф.Харченко. Сб. Взаимодействие пучков заряженных частиц с плазмой, Киев, 1965, стр.24.
- [2] М.В.Незлин. УФН, 101, 105, 1970.
- [3] Н.С.Бучельникова, Р.А.Салимов, Ю.И.Эйдельман. ЖЭТФ, 52, 387, 1967.
- [4] А.К.Березин, Я.Б.Файнберг, Л.И.Болотин, Г.П.Березина, И.А.Безъязычный, Ю.М.Ляпкало, Е.В.Лифшиц. Plasma Phys. and Control. Nucl. Fusion Research, 1, 515, 1966.
- [5] А.К.Березин, Я.Б.Файнберг, Л.И.Болотин, Г.П.Березина, И.А.Безъязычный, В.И.Курилко, В.Д.Шапиро, В.П.Зейдлиц. Plasma Phys. and Control Nucl. Fusion Research, 2, 723, 1969.
- [6] Ф.Ланге. Корреляционная электроника. Л., 1963.
- [7] Ю.Г.Яременко, С.М.Еремин, Р.И.Ковтун, И.Ф.Харченко. IX Intern. Conf. on Ionized Gases, 580, Bucharest, 1969.
- [8] M. Bernard, G. Briffod, R. Frank, M. Gregoire, I. Weisse. Plasma Phys. and Control. Nuclear Fusion Research, 1, 715, 1969.
- [9] Г.П.Березина, Я.Б.Файнберг, А.К.Березин. Phenomena in Ionized Gases, 370, Vienna, 1967; АЭ, 24, 465, 1968.
- [10] А.А.Веденов, Е.П.Велихов, Р.З.Сагдеев. Ядерный синтез, 1, 82, 1961.
- [11] Р.З.Сагдеев. Вопросы теории плазмы. Атомиздат, вып.4, 20, 1964.
- [12] В.Д.Федорченко, В.И.Муратов, Б.Н.Руткевич. Сб. Физика плазмы и проблемы УТС, 3, 44, 1963, Изд. АН УССР, Киев.