

ФУНКЦИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В УСЛОВИЯХ СИЛЬНОЙ НИЖНЕГИБРИДНОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ

С.Н.Громов, Л.Л.Пасечник, В.Б.Таранов

В режиме сильной нижнегибридной турбулентности на усредненной по времени функции распределения электронов обнаружена немонотонная пичковая структура.

Наблюдавшееся ранее [1, 2] появление отдельных пиков на стационарной функции распределения плазменных электронов объяснялось взаимодействием частиц с пространственными гармониками плазменных волн, а местоположение пиков соответствовало фазовым скоростям волн $v_{\phi n} = \omega_{pe}/nk_z$, где ω_{pe} – электронная плазменная частота, k_z – волновое число основной гармоники, n – номер гармоники, причем для [1] номера n лежали в окрестности $n = 23$, а в [2] – менялись от 4 до 10.

В настоящей работе сообщается об обнаружении немонотонного вида стационарной функции распределения электронов в режиме сильной нижнегибридной турбулентности, причем свойства пичков не удается объяснить на основе примененных в [1, 2] представлений.

Эксперименты выполнены в гелиевой плазме с плотностью $n \approx (1 \div 3) \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ и электронной температурой $T_e \approx 4 \div 15 \text{ эВ}$, которая создавалась в диэлектрической трубе длиной 1,8 м и диаметром 9 см с помощью периодической системы колец, возбуждающей колебания с $k_z = 2\pi/\lambda_z = 0,63 \text{ см}^{-1}$. Давление гелия $p = (1,7 \div 5) \cdot 10^{-3} \text{ мм.рт.ст.}$, напряженность однородного магнитного поля $H = 1660 \text{ Гц}$. Частота накачки $\omega_0/2\pi = 5,8 \text{ МГц}$ находилась в диапазоне нижнего гибридного резонанса и близка к ионной плазменной частоте $\omega_i > \omega_{pe}$. Стационарная функция распределения электронов по продольным скоростям $g(v_z)$ определялась из кривых задержки, снятых с помощью расположенного в центре установки многосетчатого электростатического анализатора и записанных на двухкоординатный самописец.

Поле накачки возбуждало в плазме модуляционную неустойчивость нижнегибридных колебаний с довольно необычными свойствами

$$\omega_0/k_z < v_{T_e} < \omega_b/k_z, \quad x_E \gtrsim \lambda_z.$$

Здесь $\omega_b = \sqrt{eE_z k_z/m}$ – максимальная частота осцилляций электронов вблизи дна потенциальной ямы волны, E_z – амплитуда продольной составляющей ВЧ электрического поля в плазме, v_{T_e} – тепловая скорость электронов, $x_E = eE_z/m\omega_0^2$. Наблюдаемая неустойчивость характеризуется также наличием гармоник частоты накачки вплоть до десятой, высоким уровнем флуктуаций плотности плазмы (10 – 60% в зависимости от условий), коррелированностью всех видов флуктуаций вдоль силовой трубы магнитного поля [3].

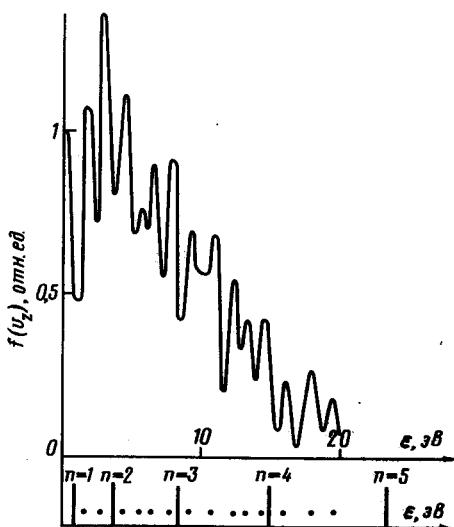


Рис. 1

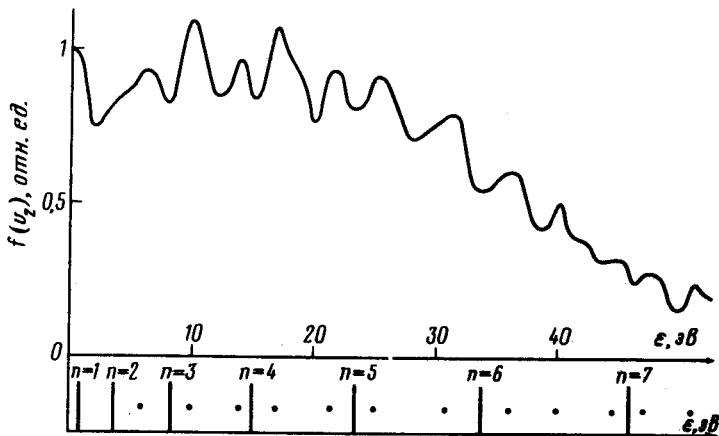


Рис. 2

Рис.1. Функция распределения электронов при напряжении на возбуждающей системе $U_0 = 180 \text{ В}$, $p = 5 \cdot 10^{-3} \text{ мм рт. ст.}$

Рис.2. Функция распределения электронов при $U_0 = 180 \text{ В}$, $p = 1,7 \cdot 10^{-3} \text{ мм рт. ст.}$

На рис.1 и рис.2 показаны функции $f(v_z)$ при двух различных уровнях неустойчивости. Пички на $f(v_z)$ становятся менее резко выражеными и расстояние между ними возрастает по мере усиления турбулентности, когда увеличиваются E_z и флюктуации плотности плазмы $\delta n/n$, а масштаб продольных корреляций уменьшается. Так, для условий рис.1, где пики наиболее резкие, E_z таково, что $\omega_b/\omega_0 \approx 2$, а $\delta n/n \approx 20\%$. Для рис.2 – $\omega_b/\omega_0 \approx 4$, $\delta n/n \approx 60\%$. В нижней части рисунков вертикальными линиями показан спектр фазовых скоростей гармоник плаз-

менных волн $v_{\phi n} = n\omega_0/k_z$, а точками отмечено положение пиков. Видно, что большинство наблюдаемых пиков не совпадает с выделенными подобным образом значениями скорости. Более того, даже учет пространственно-временных гармоник вида $n\omega_0/mk_z$, где n и m – целые числа вплоть до 10, не позволяет найти для каждого пика соответствующую гармонику плазменной волны.

Свойства описываемого турбулентного состояния плазмы в значительной мере определяются захватом волнами большого числа электронов и установлением корреляций поля и движения частиц [3]. Наличие такого рода корреляций, как показали эксперименты [4], приводит к образованию пичковой структуры на неусредненной по времени функции распределения электронов. Можно предположить, что наблюдаемые нами пики на $f(v_z)$ имеют ту же природу, но весьма неожиданной тогда является их стационарность.

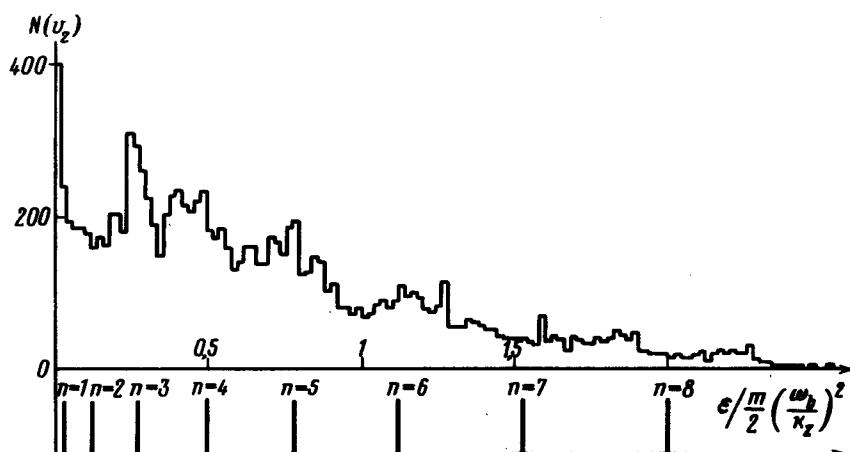


Рис.3. Результат численного моделирования функции распределения электронов в поле стоячей волны. По оси ординат отложено число частиц

Возможность быстрого образования пичков на функции распределения была нами промоделирована численно. Поскольку турбулентные ВЧ поля имеют во времени вид случайных вспышек, содержащих до 10^4 периодов $T_p = 2\pi/\omega_0$, и внутри вспышки амплитуда поля E_z меняется медленно [3], при численном счете рассматривалось движение электронов в поле сильной стоячей волны ($\omega_b = 4\omega_0$), параметры которой были взяты из эксперимента. Учитывалось также присутствие второй гармоники волны накачки. Уравнение

$$\frac{d^2 z}{dt^2} = - \frac{\omega_b^2}{k_z} \sin k_z z \left(\sin \omega_0 t + \frac{1}{3} \sin 2\omega_0 t \right)$$

решалось для частиц с нулевыми начальными скоростями, однородно распределенных в начальный момент времени с плотностью 2000 час-

тиц на длину волны. В течение двух периодов T_0 регистрировалось прохождение частиц через узлы волны и отмечалась их кинетическая энергия в момент прохождения узлов. Такой способ подсчета энергии частиц соответствует экспериментальной процедуре измерения $f(v_z)$. Полученная таким путем функция распределения $N(v_z)$ показана на рис.3. Видно, что структура функции $N(v_z)$ качественно соответствует экспериментально наблюдаемой. Более грубый счет с плотностью 200 частиц на длину волны в течение нескольких последовательных периодов T_0 показал, что структура функции распределения устанавливается примерно за один период T_0 и далее остается устойчивой. Таким образом, можно заключить, что немонотонный вид функции распределения с пиковой структурой соответствует стационарному состоянию ансамбля частиц в поле сильной стоячей волны.

Институт ядерных исследований
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию
30 марта 1981 г.

Литература

- [1] С.М.Левитский, К.З.Нуриев. ЖЭТФ, 61, 190, 1971.
- [2] Б.Г.Еремин, А.В.Костров, А.Д.Степанушкин, Г.М.Фрайман. Физика плазмы, 2, 414, 1976.
- [3] С.Н.Громов, Л.Л.Пасечник, В.Ф.Семенюк. Письма в ЖТФ, 6, 927, 1980.
- [4] С.М.Криворучко, В.А.Башко, А.С.Бакай. ЖЭТФ, 80, 579, 1981.