

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДВУХМЕРНОЙ ЛЕНГМЮРОВСКОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ

*Л.М.Дегтярев, И.М.Ибрагимов, Р.З.Сагдеев
Г.И.Соловьев, В.Д.Шапиро, В.И.Шевченко*

Проведено численное моделирование двумерной ленгмюровской турбулентности. Показано, что в такой турбулентности энергия ленгмюровских колебаний локализуется в непрерывно рождающихся коллапсирующих кавернах, "выгорающих" за счет затухания Ландау. Полученные в численном моделировании интегральные характеристики квазистационарного состояния удовлетворительно согласуются с аналитической моделью.

Предложенная в ^{1, 2} аналитическая модель сильной плазменной турбулентности основывается на идее ленгмюровского коллапса ³, как основного механизма, обеспечивающего коротковолновую трансформацию плазменных колебаний. Численное моделирование турбулентности до настоящего времени ограничивалось одномерным случаем ⁴, либо исследованием окологорогового режима ⁵. С другой стороны хорошо известно, что ленгмюровский коллапс изолированной каверны возможен только в двух, либо трехмерной геометрии, и поэтому для количественного сопоставления с аналитической моделью турбулентности необходимо численное моделирование, по крайней мере, в двухмерном случае. Настоящая статья посвящена изложению результатов численного моделирования двумерной (x, y) турбулентности, создаваемой волной накачки с ориентированным по оси X электрическим полем и одномерной амплитудой

$$E_{0x} = \frac{1}{2} E_0 e^{-i\omega p_0 t} + \text{с.с.}, \quad E_0 = \text{const}.$$

Такая накачка моделирует либо электромагнитную волну в окрестности плазменного резонанса, либо длинноволновые плазменные колебания, возбуждаемые пучком в плазме. Моделирование турбулентности проводилось на основе уравнений Захарова, модифицированных с учетом наличия волны накачки и поглощения колебаний резонансными частицами в коротковолновой части спектра для обеих мод, образующих турбулентность — высокочастотной плазменной и медленной моды квазинейтральных возмущений плотности. Эта система уравнений неоднократно приводилась ранее (см., например, ⁶). В отличие от ⁶ в настоящей работе в качестве начальных условий рассматриваются случайные распределения высокочастотного электрического поля и плотности со среднеквадратичной амплитудой

$\frac{\langle E^2 \rangle(t=0)}{8 \pi n_0 T} \approx 10^{-4}, \frac{\sqrt{\langle \delta n^2 \rangle(t=0)}}{n_0} \approx 10^{-6}$, приводящие к возникновению турбулентности. Плотность энергии волны накачки изменялась в пределах $E_0^2/8\pi n_0 T = (1,5 \cdot 10^{-3} \div 1,3 \cdot 10^{-2})$. В результате модуляционной неустойчивости волны накачки возбуждаются длинноволновые плазменные колебания, волновые числа которых ограничены условием $k \lesssim k_0, k_0 = \frac{1}{3r_D} \sqrt{\frac{W_L}{n_0 T}}$ ($W_L = \sum_k |E_k|^2 / 8\pi$ — энергия плазменных колебаний), дальнейшая коротковолновая перекачка колебаний связана с явлением коллапса. Спектральное распределение высокочастотных и низкочастотных колебаний, полученных в численном моделировании, показано на рис. 1. В спектре плазменных колебаний достаточно четко прослеживаются три области: длинноволновая область модуляционной неустойчивости (область источника), инерционный интервал и область поглощения. В область источника основной вклад дают незапертые в кавернах колебания. Согласно ¹ для таких колебаний имеет место баланс давлений (ср. с рис. 2)

$$\frac{\sqrt{\langle \delta n^2 \rangle}}{n_0} = \frac{\sqrt{\sum_{k < k_0} |\delta n_k|^2}}{n_0} \approx \frac{W_L}{n_0 T} \quad (1)$$

(суммирование по волновым числам из области источника). Колебания, локализованные в кавернах (сгустки высокочастотной энергии с вытесненной из них плазмой) вовлекаются в процесс коллапса. При коллапсе приток энергии от накачки отключается от каверны (см. ⁶), и из закона автомодельного схлопывания изолированной каверны следует спектр плазменных колебаний в инерционном интервале для двухмерного случая (см. ¹):

$$|E_k|^2 dk \sim \frac{dk}{k^2}, \quad k = \sqrt{k_x^2 + k_y^2} \quad (2)$$

удовлетворительно согласующийся с численным экспериментом. Спектр плазменных колебаний в длинноволновой области анизотропен и вытянут в направлении накачки. При различных значениях ее амплитуды отношение $\langle k_{xL} \rangle / \langle k_{yL} \rangle$ изменяется в пределах $1,5 \div 1,3$, где вектор $\langle k_L \rangle$ определяется из соотношения $\langle k_L \rangle = \sum_{k < k_0} k |E_k|^2 / \sum_{k < k_0} |E_k|^2$

В то же время, полученный в численном моделировании спектр в инерционном интервале и в области поглощения существенно изотропен и отношение $\langle k_{xs} \rangle / \langle k_{ys} \rangle$ совпадает с единицей с точностью $5 \div 10\%$ ($\langle k_s \rangle$ также определяется как средний волновой вектор колебаний, но в коротковолновой части спектра $k > k_0$). Изотропия коротковолновой части спектра обеспечивается случайной ориентацией каверн в турбулентности, хотя каждая каверна имеет дипольный характер и поэтому анизотропна (см. рис. 3).

Квазистационарное состояние турбулентности устанавливается как результат баланса между притоком энергии в турбулентность от волны накачки и поглощением энергии коротковолновых плазменных колебаний резонансными электронами. Соответственно этому эффективная частота столкновений ν_{eff} , характеризующая темп притока энергии в турбулентность, определяется из уравнения

$$\nu_{eff} = 2 \sum_k \Gamma_k |E_k|^2 / E_0^2, \quad (3)$$

Γ_k — декремент затухания Ландау плазменных колебаний, при вычислении которого функция распределения резонансных электронов предполагалась максвелловской. В соответствии с аналитической моделью ^{1, 2} квазистационарный уровень ν_{eff} при различных значениях амплитуды накачки изменяется линейно с W (рис. 2). Динамический характер квазистационарной турбулентности достигается за счет непрерывного рождения, схлопывания и последующего "выгорания" каверн с запертыми в них плазмонами. Типичное распределе-

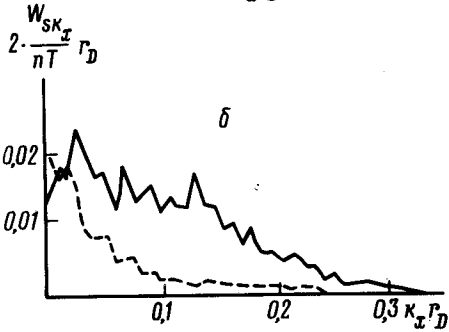
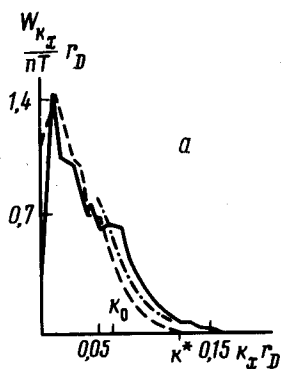


Рис. 1. а - Зависимость усредненного по у спектра ленгмюровских колебаний $W_{k_x} = \frac{1}{8\pi_0} \int \frac{L_y}{L_x} dy \times \left| \int_0^{L_x} E(x, y) \frac{e^{ik_x x}}{\sqrt{L_x}} dx \right|^2$ от k_x для неизоотермической плазмы (сплошная линия) и изоотермической плазмы (пунктир). Штрих-пунктир для $W_{k_x} = \int W_k (dk_y/k) \sim (1/k_x^2)$. б - Зависимость усредненного по у спектра звуковых колебаний $W_{sk_x} = \frac{n_0 T}{2} \int_0^{L_y} \frac{dy}{L_y} \left| \int_0^{L_x} \frac{\delta n}{n_0} \frac{e^{ik_x x}}{\sqrt{L_x}} dx \right|^2$ от k_x для неизоотермической плазмы (сплошная линия) и изоотермической плазмы (пунктир)

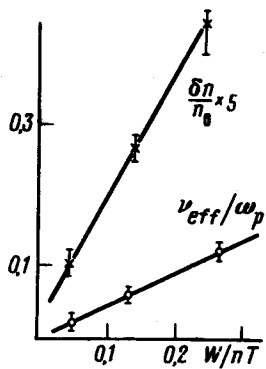


Рис. 2. Зависимость ν_{eff} и длинноволновых возмущений плотности $\sqrt{\langle \delta n^2 \rangle} / n_0$ от энергии в стационарной турбулентности для изоотермической плазмы

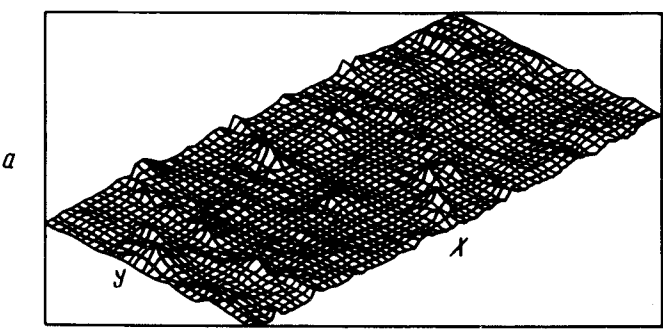
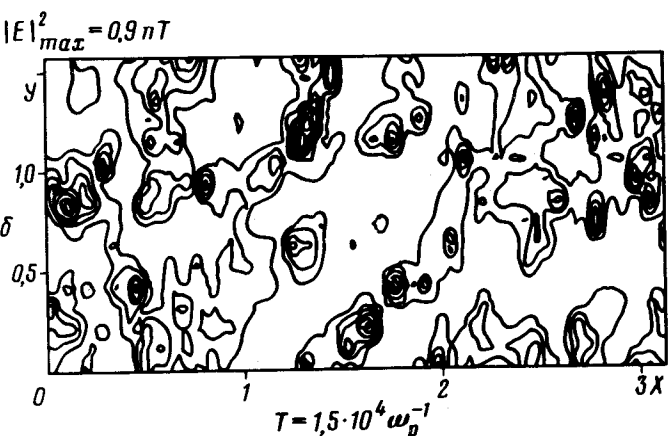


Рис. 3. Пространственное распределение высокочастотной энергии $|E(x, y)|^2$ в режиме стационарной турбулентности неизоотермической плазмы для накачки $E^2 / 8\pi_0 T \approx 5 \cdot 10^{-3}$: а - изоотермическая проекция, б - линия уровня

ние поля и плотности в квазистационарном состоянии показано на рис. 3. В результате нарушения баланса газокINETического и высокочастотного давлений каверна с "выгоревшими" плазмонами становится источником достаточно коротковолновых звуковых колебаний.

Динамика коротковолновой трансформации плазменных колебаний в значительной степени зависит от характера затухания звуковой моды. В изотермической ($T_e = T_i$) плазме звук сильно затухает за счет взаимодействия с резонансными ионами, декремент затухания

$\gamma(k) \approx \omega_p \sqrt{(m/M)} kr_D$. В этом случае квазистационарный уровень коротковолнового звука

$W_s \approx \frac{n_0 T}{2} \sum_{k > k_0} \frac{|\delta n_k|^2}{n_0^2}$ определяется из предложенного в 1 уравнения баланса

$$2\gamma(k = \langle k_s \rangle) W_s \approx \nu_{eff} \frac{E_0^2}{8\pi} \beta \langle k_s \rangle^2 r_D^2 \quad (4)$$

Величина $\beta \langle k_s \rangle^2 r_D^2$ — доля энергии плазменных колебаний, переходящих в звук на заключительной стадии схлопывания каверны. Коэффициент $\beta \approx 0,2$ определяется из численного модулирования процесса схлопывания двумерной каверны. В случае $T_e = T_i$ полученный в численном эксперименте уровень звука с удовлетворительной степенью точности согласуется с определяемым из уравнения баланса (4). Основным механизмом коротковолновой трансформации плазменных колебаний, обеспечивающим поток энергии по спектру равный $\nu_{eff} \frac{E_0^2}{8\pi}$, в этом случае действительно является коллапс каверн с плазмонами, сопровождающийся непрерывной генерацией звуковой моды. Поток ленгмювской энергии в коллапсирующих кавернах может быть представлен в виде $I = B(W_L) \gamma_{mod} W_L$; $\gamma_{mod} \approx \omega_p \sqrt{(m/3M)(W_L/n_0 T)}$ — инкремент модуляционной неустойчивости, определяющий время схлопывания изолированной каверны $\tau_{col} = 1/\gamma_{mod}$. Множитель $B(W_L)$ характеризует эффективность захвата плазменных колебаний в процесс схлопывания. Наличие этого множителя, который отсутствовал в первоначальном варианте аналитической модели ^{1, 2}, может быть связано с конечным временем выхода каверны на автомодельный режим схлопывания. В численном моделировании $B \sim W_L^{1/2}$ тогда уравнение баланса $I = \nu_{eff}(E_0^2/8\pi)$ приводит к зависимости $W \sim E_0^2$, также полученной численно.

В неизотермической ($T_e \gg T_i$) плазме затухание звуковых колебаний обусловлено только взаимодействием с резонансными электронами, и декремент затухания существенно уменьшается до значения $\gamma^e(k) = \omega_p \frac{m}{M} kr_D$. Соответственно этому возрастает уровень энергии коротковолновых звуковых колебаний, который, однако, остается примерно в 10 раз меньше, чем определяемый в этих условиях из уравнения баланса (4). Объясняется это тем, что в условиях накопления звуковых колебаний коллапс каверн с плазмонами, непрерывно рождающий звуковые колебания, перестает быть основным каналом коротковолновой трансформации ленгмювской энергии. В этом случае возможны два механизма коротковолновой перекачки плазмонов, связанные с накоплением звука. Один из них, предложенный в ⁷, состоит в конверсии плазмонов области источника непосредственно в коротковолновую моду, сразу же поглощающуюся частицами. Он существует в том случае, когда спектр звуковых колебаний имеет максимум в коротковолновой области, как это имело место в одномерной турбулентности ⁴. Для спектра, показанного на рис. 1, инкремент этого процесса $\gamma_{conv} \ll \gamma_{mod}$ и существует другой механизм эстафетной перекачки плазмонов по масштабам инерционного интервала на звуковых колебаниях, созданных в процессе коллапса. Характерное время перекачки из области источников ($k \sim k_0$) в область поглощения ($k \sim k^*$) определяется соотношением:

$$\tau_{TR} \approx 36\pi \frac{r_D^4}{\nu_{eff}} \int_{k_0}^{k^*} dk k^2 \left[\int_0^{2k} dk \frac{|\delta n_k|^2 / n_0^2}{\sqrt{1 - k^2/4k^2}} \right]^{-1} \quad (5)$$

В случае неизотермической ($T_e \gg T_i$) плазмы уровень звуковых колебаний в численном моделировании определяется из условия $\tau_{TR}^{-1}(W) = \gamma_{mod}(W)$, так что этот канал коротковолновой перекачки плазмонов является основным, а коллапс разрешен лишь в той степени, какая необходима для поддержания соответствующего уровня звука.

Литература

1. Галеев А.А., Сагдеев Р.З., Сигов Ю.С., Шапиро В.Д., Шевченко В.И. Физика плазмы, 1975, 1, 10.
2. Галеев А.А., Сагдеев Р.З., Шапиро В.Д., Шевченко В.И. ЖЭТФ, 1977, 73, 1352.
3. Захаров В.Е. ЖЭТФ, 1972, 62, 1745.
4. Дегтярев Л.М., Сагдеев Р.З., Соловьев Г.И., Шапиро В.Д., Шевченко В.И. Физика плазмы, 1980, 6, 485.
5. Hafizi B., Weatherall J.C., Goldman M.V., Nicholson D.R. Phys. of Fluids, 1982, 25, 392.
6. Дегтярев Л.М., Захаров В.Е., Сагдеев Р.З., Соловьев Г.И., Шапиро В.Д., Шевченко В.И. ЖЭТФ, 1983, 85, 1221.
7. Галеев А.А., Сагдеев Р.З., Шапиро В.Д., Шевченко В.И., Письма в ЖЭТФ, 1976, 24, 25.

Институт космических исследований
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
27 сентября 1984 г.