

## **ЛЕНГМЮРОВСКАЯ ТУРБУЛЕНТНОСТЬ В МАГНИТОАКТИВНОЙ ПЛАЗМЕ И АВТОКОЛЕБАТЕЛЬНЫЙ СОЛИТОН**

*И.А.Кольчугина, А.Г.Литвак, А.М.Сергеев*

Показано, что важную роль в динамике сильной ленгмюровской турбулентности в замагниченной плазме могут играть нелинейные диссипативные образования – автоколебательные солитоны.

Проведенные в последние годы эксперименты по взаимодействию электромагнитных волн <sup>1,2</sup> и пучков заряженных частиц <sup>3,4</sup> с бесстолкновительной магнитоактивной плазмой

убедительно свидетельствуют о возбуждении сильной плазменной турбулентности, являющейся важным механизмом диссипации вводимой энергии. Элементарная "ячейка" такой турбулентности имеет обычно вытянутую вдоль магнитного поля форму<sup>1,2,4</sup> и содержит сгусток ВЧ электрического поля, пространственно скоррелированный с областью интенсивного возмущения плотности среды. В данной работе теоретически исследуются динамические свойства соответствующих нелинейных образований, возникающих при самовоздействии сильных плазменных волн.

Рассмотрим упрощенную картину одномерной (в направлении  $x$ ) турбулентности плазмы в постоянном однородном магнитном поле.  $\mathbf{H}_0 = H_0 z \perp x$ , когда для медленной комплексной амплитуды  $\psi$  ВЧ электрического поля  $\vec{\mathcal{E}} = \vec{\mathcal{E}}_0 x (\psi e^{i\omega t} + \text{к.с.})$  с частотой  $\omega \gg \gg \omega_{He} = eH_0/mc$  и усредненного относительного возмущения плотности среды  $\Delta N/N = n_0 n$  справедлива следующая система уравнений

$$-i\mu \frac{\partial \psi}{\partial \tau} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial \xi^2} - n \psi = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial^2 n}{\partial \tau^2} - \frac{\partial^2 n}{\partial \xi^2} + n = \frac{\partial^2}{\partial \xi^2} |\psi|^2 - \beta |\psi|^2. \quad (2)$$

Здесь  $\tau = t \Omega_{LH}$ ,  $\xi = x \Omega_{LH} / V_s$ ,  $\vec{\mathcal{E}}_0 = \sqrt{48\pi N T_e} \omega_{He} / \omega_{pe}$ ,  $n_0 = 3\omega_{He}^2 / \omega_{pe}^2$ ,  $\mu = 2\omega_{pi} / 3\omega_{He}$ ,  $\beta = V_s^2 / V_A^2 \ll 1$ ,  $\Omega_{LH} = \sqrt{\omega_{He} \omega_{Hi}}$ ,  $V_s$  и  $V_A$  — звуковая и альфвеновская скорости,  $\omega_{pe,i}$  и  $\omega_{He,i}$  — ленгмюровская и циклотронная частоты электронов и ионов,  $T_e$  и  $r_{He} = \sqrt{T_e/m} / \omega_{He}$  — температура и гирорадиус электронов.

Нетрудно заметить, что в квазистационарном случае пространственная структура и величина возмущения концентрации заряженных частиц зависят от масштаба распределения  $l$  амплитуды ВЧ поля. Для широких пакетов с  $l > \beta^{-1/2}$  (в размерных переменных  $L > > \frac{c}{\omega_{pe}}$ ) можно использовать соотношение  $n \approx -\beta |\psi|^2$  (а). Локальная связь справедлива также при условии  $l < 1$  ( $L < r_{He}$ ), однако, теперь она приводит к значительно большей нелинейности:  $n \approx -|\psi|^2$  (б). Наконец, в интервале  $1 < l < \beta^{-1/2}$  имеет место существенно нелокальная зависимость  $n \approx \partial^2 |\psi|^2 / \partial \xi^2$  (в). Разнообразие типов нелинейной связи отражается на характере модуляционной неустойчивости однородного распределения колебаний, где масштаб нарастающего возмущения определяется начальной амплитудой  $\psi_0$ . Инкремент этого процесса  $\gamma$  как функцию волнового числа  $k$  можно найти из дисперсионного уравнения

$$(\mu^2 \gamma^2 + \kappa^4)(1 + \gamma^2 + \kappa^2) = 2\psi_0^2 \kappa^2 (\beta + \kappa^2). \quad (3)$$

В случае  $\psi_0 \ll 1$  оптимальный обратный масштаб неустойчивости  $\kappa_{opt} = \sqrt{\beta} \psi_0$  и максимальное значение  $\gamma = \gamma_{max} = \beta \psi_0^2 / \mu$  соответствуют слабой локальной нелинейности (а). При приближении амплитуды к величине  $\psi_0^* = 1/\sqrt{2}$  резко возрастает инкремент ( $\gamma_{max} \approx \beta \psi_0^2 / (\mu \sqrt{1 - 2\psi_0^2})$ ) и расширяется область волновых чисел, охваченных неустойчивостью ( $\kappa_{max} \approx \sqrt{2} \kappa_{opt} \approx \psi_0 \sqrt{2\beta / (1 - 2\psi_0^2)}$ ). Критическое значение амплитуды однородного поля  $\psi_0^*$  можно назвать порогом возбуждения низкочастотного (в нашем примере, нижнегибридного) резонанса в процессе самовоздействия плазменной волны. Если  $\psi_0 \gg \psi_0^*$ , имеем  $\kappa_{max} = \sqrt{2} \psi_0 \gg 1$  (б), при этом (3) переходит в известное дисперсионное соотношение для неустойчивых (относительно самомодуляции) ленгмюровских колебаний в изотропной плазме.

В зависимости от формы нелинейной связи можно выделить три типа ленгмюровских солитонов, в которых изменение плотности среды, определяемое аналогичными (а), (б), (в) соотношениями, приводит к локализации ВЧ поля  $\psi(\xi)$ , воздействующего на плазму.

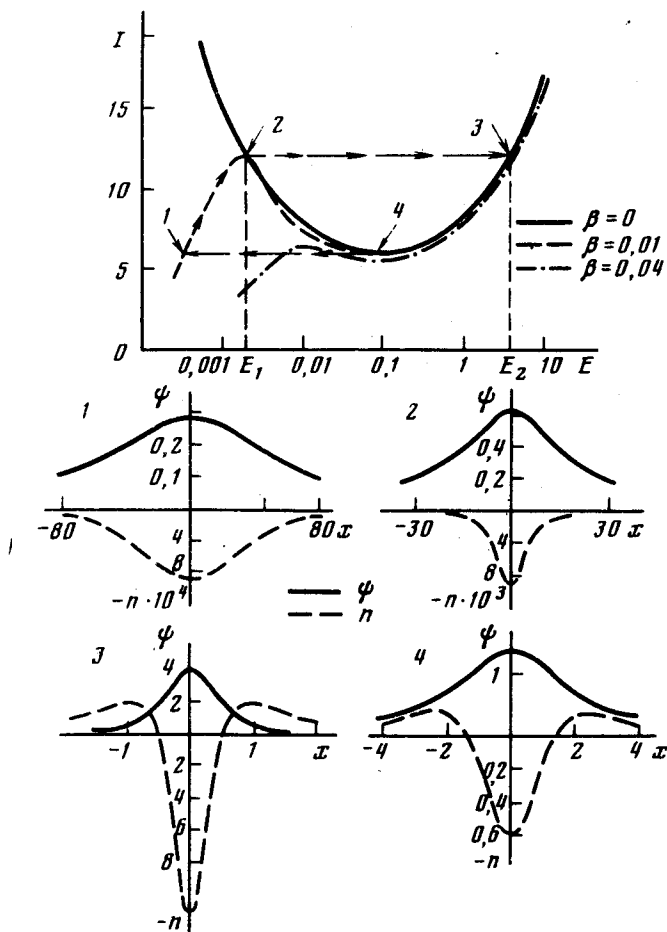


Рис. 1

Крупномасштабные ( $l > \beta^{-1/2}$ ) и мелкомасштабные ( $l < 1$ ) солитоны подобны, очевидно, стационарным уединенным волнам в среде с локальной кубичной нелинейностью и изотропной плазме, а структуры с промежуточными масштабами относятся к так называемым остроконечным солитонам<sup>5-7</sup>. При этом характерный размер распределения вида  $\psi = \psi(\xi) e^{-i \frac{\xi}{\mu} \tau / \mu}$ ,  $n = n(\xi)$  связан с собственным числом  $E(l \approx E^{-1/2})$ , что позволяет наглядно проиллюстрировать разнообразие солитонов на зависимости запасаемой в них ВЧ

энергии (числа квантов)  $I = \int_{-\infty}^{+\infty} |\psi|^2 d\xi$  от параметра  $E$  (рис. 1)<sup>1)</sup>. По аналогии с известным критерием устойчивости солитонов<sup>8</sup> можно утверждать, что стационарные локализованные решения со значением  $E$ , принадлежащим падающему участку приведенной кривой ( $dI/dE < 0$ ), являются неустойчивыми, по крайней мере, по отношению к медленно нарастающим возмущениям (со временем  $\tau \gg 1$ ). Таким образом, устойчивые солитоны плазменных волн с одинаковым числом квантов существуют в двух различных фазах — крупномасштабной ( $E < E_1$ ) и мелкомасштабной ( $E > E_2$ )<sup>2)</sup>.

В неконсервативной системе возможен переход солитонов одного типа в другой. Рассмотрим, например, весьма распространенную ситуацию, когда подкачка энергии в турбулентность осуществляется в области малых волновых чисел (плазма в однородном внешнем поле, плазма с пучком заряженных частиц и т. д.), а для узких пространственных распреде-

1) Кривой вид кривой  $I(E)$  построен в результате численного расчета, хотя отдельные ее участки (в том числе падающий) могут быть определены строго аналитически<sup>6</sup>.

2) При  $\beta > 0,051$  участок с отрицательной производной исчезает.

лений существенна бесстолкновительная диссипация<sup>1)</sup>. Крупномасштабный солитон, адиабатически медленно увеличивая запас своей энергии за счет внешнего источника, растет по амплитуде до тех пор, пока собственное число  $E$  не достигнет значения  $E_1$  (см. направление стрелок на рис. 1). Дальнейшее увеличение энергии приведет к "перескоку" решения на устойчивую ветвь с  $E > E_2$ . Процесс превращения солитона первого типа в солитон второго типа, сопровождающийся быстрым нарастанием амплитуды поля в центре образования и обогащением спектра высокими пространственными гармониками, имеет характер одномерного коллапса плазменных волн<sup>6</sup> и может быть описан в автомодельных переменных  $U, \eta$ :  $\eta = \xi / (\tau_0 - \tau)^{2/5}$ ,  $U(\eta) = |\psi|^2 (\tau_0 - \tau)^{2/5}$ . Важнейшим свойством этого автомодельного решения является сохранение числа квантов  $I$  на протяжении всего процесса схлопывания, заканчивающегося образованием устойчивого мелкомасштабного солитона. На его поведение преобладающее влияние может оказывать бесстолкновительное затухание, приводящее к медленному уменьшению амплитуды и перемещению по кривой  $I(E)$  влево к границе интервала неустойчивости  $E_2$ . После перескока в область крупномасштабных решений солитон возвращается в исходное состояние, заканчивая цикл эволюции. Таким образом, данное распределение в каждый момент времени, за исключением интервалов перескока, имеет вид солитона, медленно перестраивающегося в диссипативной системе. Учитывая цикличность процесса в целом, это локализованное образование естественно назвать автоколебательным солитоном.

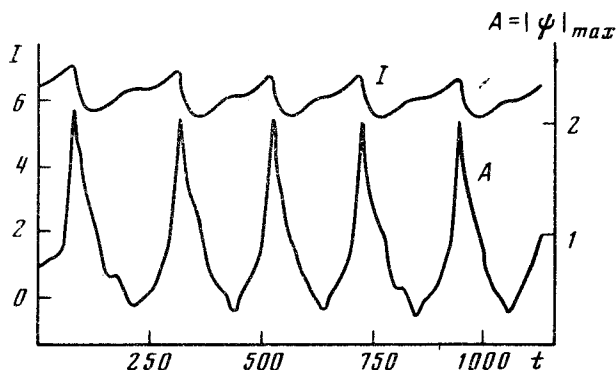


Рис.2

Предложенная выше качественная картина динамики автоколебательного солитона подтверждается численными расчетами системы уравнений (1) — (2), дополненной малыми неконсервативными слагаемыми<sup>2)</sup>. Приведенные на рис. 2 зависимости ВЧ энергий и амплитуды изолированного солитонного распределения ( $\beta = 0,04$ ;  $\mu = 0,2$ ) от времени демонстрируют идентичность повторяющихся циклов автоколебаний. Рассмотренные выше нелинейные динамические образования могут играть важную роль в общей структуре турбулентности, возбуждаемой внешним источником. В этом случае время жизни каждого автоколебательного солитона ограничено, что связано с взаимодействием солитонов непосредственно между собой либо со свободными низкочастотными движениями среды. Численный эксперимент, однако, показывает, что отдельные локализованные сгустки поля существуют в течение нескольких циклов автоколебаний, обеспечивая регулярную периодическую передачу

1) В случае  $\omega \gg \omega_{He}$  декремент затухания Ландау  $\nu$  ВЧ мелкомасштабных гармоник может быть определен по формулам изотропной среды, если  $\nu > \omega_{He}$ .

2) Система (1) — (2) численно решалась методом разложения по пространственным гармоникам, что позволяло вводить неконсервативные члены с любыми спектральными характеристиками, в том числе моделировать линейное затухание Ландау в уравнениях для ВЧ поля и возмущений концентрации.

нергии в пространстве волновых чисел от источника к области эффективной диссипации. При наличии на участке турбулентности нескольких автоколебательных солитонов на интегральной (по пространству) зависимости ВЧ энергии от времени, имеющей в целом случайный характер, можно выделить отдельные "провалы", соответствующие интервалам пребывания солитонов в мелкомасштабной фазе.

В случае автоколебаний с продолжительным участком набора энергии и быстрой передачей ее частицам среды средний темп диссипации квантов ВЧ поля на единицу длины турбулентности  $\Gamma$  легко оценить с помощью простого соотношения  $\Gamma \simeq \nu_0 k a_0 |^2$ , где  $\nu_0$  – инкремент накачки в нулевую гармонику с амплитудой  $|a_0|$  (в расчете  $\nu_0 = 2 \cdot 10^{-3}$ ). Считая, что на заданном интервале усреднения среднее поле солитона не зависит от  $E$  (т. е. его амплитуда обратно пропорциональна ширине), получим значение  $\Gamma \simeq 3\nu_0$ , превышающее аналогичный показатель для системы ленгмюровских солитонов в изотропной плазме.

В заключение отметим, что аналогичный рассмотренному в этой работе процесс может извигаться при самовоздействии ВЧ плазменных электромагнитных волн за счет возбуждения ионно-циклотронной ветви колебаний в замагниченной плазме. Об этом, по-видимому, свидетельствует недавно проведенный эксперимент<sup>4</sup> по генерации плазменной турбулентности пучками электронов, в котором, в частности, было обнаружено пороговое поле, обходимое для стрикционного возмущения плотности среды. Количественная оценка порога возбуждения ионно-циклотронного резонанса  $\psi_{0\text{иц}}^* = \sqrt{24\pi N T_e} \omega_{Hi}/\omega_{pi}$  для этого эксперимента дает  $\psi_{0\text{иц}}^* = 2 \div 5$  В/см, что находится в хорошем соответствии с данными наблюдений.

#### Литература

- Gekelman W., Stenzel R.L. Phys. Rev. Lett., 1975, 35, 1708; Gekelman W., Stenzel R.L. Phys. Fluids, 1977, 20, 1316.
- Громов С.Н., Пасечник Л.Л., Семенюк В.Ф. Письма в ЖЭТФ, 1976, 23, 509.
- Антипов С.В., Незлин М.В., Трубников А.С. ЖЭТФ, 1980, 78, 1743.
- Christiansen R.J., Jain V.K., Stensflo L. Phys. Rev. Lett., 1981, 46, 1333.
- Porcolab M., Goldman M.V. Phys. Fluids, 1978, 19, 872.
- Литвак А.Г., Сергеев А.М. Письма в ЖЭТФ, 1978, 27, 549.
- Кольчугина И.А., Миронов В.А., Сергеев А.М. Письма в ЖЭТФ, 1980, 31, 333.
- Колоколое А.А. Изв. высш. уч. зав., сер. Радиофизика, 1974, 17, 1332.