Письма в ЖЭТФ, том 19, вып. 12, стр. 729 – 733 20 июня 1974 г.

СИЛЬНАЯ ЛЕНГМЮРОВСКАЯ ТУРБУЛЕНТНОСТЬ, ТУРБУЛЕНТНЫЙ НАГРЕВ ПЛАЗМЫ ПУЧКАМИ ЭЛЕКТРОНОВ И ЛАЗЕРНОЕ ОБЖАТИЕ ВЕЩЕСТВА

Л.И.Рудаков

На основе солитонной модели сильной ленгмюровской турбулентности предсказываются закономерности турбулентного нагрева плазмы пучками электронов и света и установлены условия осуществимости сверхсильного сжатия вещества.

1. Наиболее мощным из вероятных каналов передачи энергии интенсивных пучков электронов и электромагнитных волн в тепловую энергию плазмы является ленгмюровская турбулентность. Это подтверждается, в частности, одномерными численными экспериментами, в которых ленгмюровская турбулентность возникает в плазме вследствие параметрических не-

устойчивостей возбуждаемых электромагнитной волной [1], или пучком электронов [2]. В результате дробления масштабов устанавливается квазистационарное состояние $|E_k|^2 \sim k^{-2}$ с потоком турбулентной энергии w от области генерации $k_0 \approx \omega_p/c$ до $k_{max} \approx \omega_p/v_{Te} \equiv r_D^{-1}$, где ленгмюровские колебания поглощаются вследствие линейного затухания Ландау и возникает высокоэнергичная электронная компонента.

Эти результаты могут быть объяснены с помощью солитонной модели турбулентности [1 – 5]. Солитоны образуются вследствие модуляционной неустойчивости однородной ленгмюровской турбулентности при $\bar{w}/nT > (k_0 r_D)^2$ и представляют из себя сгустки ленгмюровских колебаний, захваченных в областях разряжения плазмы, создаваемых действием давления ВЧ поля. Образование солитонов энергетически выгодно, так как частота ленгмюровских "квантов" при этом уменьшается и высвобождаемой энергии с избытком хватает на расталкивание плазмы. Энергия колебаний, заключенных в солитоне, определяется его объемом, а минимальный размер солитона зависит от амплитуды поля

$$\int \frac{E^2}{4\pi} d^3 r \approx \begin{cases} 3nTr_D^2 l^{-1} \\ 3nTr_D^2 l \end{cases}, \qquad l \approx r_D \left(\frac{12\pi nT}{E^2} \right)^{1/2}. \tag{1}$$

в одномерном и трехмерном случае, соответственно. В результате столкновений солитоны могут сливаться и делиться. В одномерном случае слияние двух солитонов дает солитон с меньшей шириной, а в трехмерном случае солитоны с малыми масштабами появляются при делении крупных. Так как солитоны с масштабом $l/r_D << (w/nT)^{1/2}$ в среднем отделены друг от друга на расстояние много большее их размера, то преимущественно будут парные столкновения. Теоретические соображения и численный эксперимент для одномерного случая, показывают, что взаимодействуют солитоны сравнимых амплитуд, а характерная скорость солитона $v_{T_i} < v < C_s$ [5]. Поэтому в трехмерном случае вследствие делений, происходящих с частотой $\sim \pi C_s l^2 N_l$ в область поглощения будет поступать энергия:

$$q \approx \pi nTr_D^2 C_s l^3 N_l^2 = -\frac{d}{dt} n'T' . \tag{2}$$

Здесь n' и T' – плотность и температура горячей компоненты электронов, N_l – число солитонов с масштабом l в ед. объема.

Электрон, пролетающий солитон за время меньшее полупериода изменения поля, π/ω_p, изменяет свою скорость в среднем на величину Δv, $mv\Delta v = eEl \approx T$. В результате многократных столкновений, происходящих с частотой $\pi l^2 v N (l < \frac{v}{\omega_p})$, электроны будут набирать энергию в соответствии с уравнением

$$\frac{df'}{dt} = \pi \frac{\partial}{\partial v} \frac{v_{Te}^4}{v^2} l^2 v N\left(l < \frac{v}{\omega_p}\right) \frac{\partial f'}{\partial v} \approx \pi \frac{\partial}{\partial v} \frac{v_{Te}^4}{v} \left(\frac{\dot{q} v}{c_s nTr_D v_{Te}} \right)^{1/2} \frac{\partial f'}{\partial v} . \tag{3}$$

2. Турбулентный нагрев плазмы пучками электронов (n_b, v_b – плотность и скорость частиц пучка). Для этой задачи в условиях установившегося процесса под q нужно понимать мощность генерации ленгмюровской энергии пучком, $q = 2\gamma_b w_b$, где γ_b, w_b – инкремент и плотность энергии колебаний в области неустойчивых волновых чисел. Нелинейные процессы рассеяния колебаний на ионах ограничивают w_b на уровне, см. [6]:

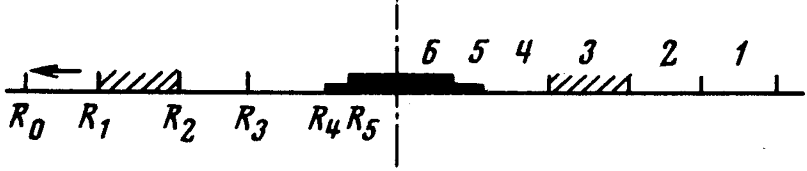
$$\frac{w_b}{nT} < \frac{\gamma_b}{\omega_p}\frac{T_e}{T_i}\left(1 + \frac{T_e}{T_i}\frac{M}{m}\frac{v_{T_e}^2}{v_b^2}\right), \qquad \frac{\gamma_b}{\omega_p} \gtrsim \frac{n_b}{n}\frac{m}{m_b}. \tag{4}$$

Хотя имеется мощный механизм турбулентного нагрева, но он переводит энергию пучка в энергию малого количества энергичных электронов. Проходя область торможения пучка, $\lambda = m_b n_b v_b^2/2\gamma_b w_b$ электроны плазмы могут получить энергию, в соответствии с уравнением (3) и оценками (4) равную:

$$T' = m_b v_b^2\left[\left(\frac{M}{m}\right)^{1/2}\frac{v_T' v_{T_e}}{v_b^2}\,\frac{\omega_p n T}{\gamma_b w_b}\,\frac{n_b^2 m^2}{n m_b^2}\right]^{1/4} \approx m_b v_b^2\left[\frac{\left(\dfrac{M}{m}\right)^{1/2}\dfrac{v_T' v_{T_e}}{v_b^2}\,\dfrac{T_i}{T_e}}{1 + \dfrac{T_e}{T_i}\,\dfrac{M}{m}\,\dfrac{v_{T_e}^2}{v_b^2}}\right]^{1/4}, \tag{5}$$

т. е. практически, температура энергичной компоненты электронов будет близка к энергии частиц пучка или выше, если электроны будут проходить область нагрева многократно.

3. Рассмотрим качественно процесс сферического обжатия вещества за счет энергии лазеров в предположении, что процесс нагрева плазмы описывается уравнениями (2) и (3). На рисунке изображено расположение характерных областей в этом процессе. Энергия пучков света поглощается вследствие параметрических неустойчивостей в области 3,



где частота света $f \lesssim \omega_p/2\pi$. Мы здесь не обсуждаем какая доля света поглощается, а какая отражается и в нашем рассмотрении фигурирует лишь величина $Q = qV_3$ – мощность, закачиваемая в ленгмюровские колебания. Частицы из "хвоста" максвелловского распределения, попадающие в режим турбулентного нагрева набирают энергию в результате многократного прохождения области 3 и теряют энергию за счет кулоновских потерь, главным образом, когда они внедряются в плотные слои вещества 5. Столкновение с плотным ядром вероятно после $(R_0/R_4)^2$ пролетов частицей области нагрева *3*, так что за время жизни она приобретает энергию, в соответствии с уравнением (3) равную:

$$T' \approx \frac{R_0}{R_4} T_e \left[\frac{Q R_2^2}{V_3 C_s n_e T_e r_D} \left(\frac{T'}{T_e} \right)^{1/2} \right]^{1/4} . \qquad (6)$$

Горячие электроны, вылетая за радиус плазмы R_0, создают электрическое поле, которое увлекает за собой ионы. Область *1* – это расширяющаяся со средней скоростью $(T'/M)^{1/2}$ горячая плазма с плотностью n'. Вследствие многих отражений от поверхности R_0 горячая компонента электронов изотропизируется и ее температура и плотность примерно постоянны в объеме от R_0 до R_5. Поэтому изменение температуры электронов плазмы в этом объеме будет описываться обычным уравнением для T_e с объемным однородным источником Q/N, где N – полное число электронов в области R_0 до R_5. Это уравнение вместе с газодинамическими уравнениями для плазмы и выражением (7) для глубины внедрения определяют динамику сжатия вещества.

Быстрые электроны, внедряясь в область *5*, нагревают ее и создают избыток давления, которое сжимает вещество в области *6*. В установившемся режиме глубина внедрения в вещество с атомным номером Z, должна быть сравнима с R_5

$$\int_{R_5}^{2R_5} (Z+1) n_e \, dr \approx 10^{13} T'^2 \, эв \approx 10^{13} T_e^2 \, (эв) \left(\frac{R_0}{2R_5} \right)^2 \left(\frac{Q R_2^2}{N_3 C_s T_e r_D} \right)^{1/2} . \qquad (7)$$

Рассматриваемый режим сжатия будет отличаться от обычного, теплового, если можно пренебречь выносом тепла из области *5* в область *6* из-за электронной теплопроводности. Тогда $T_e = \int \frac{Q\,dt}{N}$.

Как известно, наибольшее сжатие вещества в области *6* можно получить в условиях, когда не возникают ударные волны, прогревающие область *6*. В таком режиме $\frac{dR_5}{dt} = \left(\gamma \frac{p_6}{\rho_6} \right)^{1/2} \sim \frac{1}{R_5}$, $R_5 \sim \sqrt{t}$ (время мы отсчитываем назад от момента максимального сжатия). Чтобы удовлетворить этому условию, соотношению (7) и примерному равенству давлений в областях *5* и *6*, надо чтобы мощность нагрева Q менялась по определенному закону. На последних стадиях сжатия можно пренебречь изменением размеров R_0, R_2 и количеством частиц N_3, N. Поэтому должно быть

$$Q \sim t^{-6/5} . \qquad (8)$$

Этот закон сильно отличается от закона подвода мощности при чисто тепловом обжатии $Q \sim t^{-2}$. Чтобы в конце процесса при $t = t_o$ иметь одинаковое Q, надо на сжатие в рассмотренном режиме затратить в 5 раз больше энергии. Этот результат – следствие того, что температура горячей зоны $R > R_5$ меняется слабо, $T \sim t^{-1/5}$, и на начальной стадии процесса плазма из области *5* выбрасывается слишком горячей в сравнении с центральной областью. Это снижает КПД использования энергии.

Очевидно, чтобы обжатие было возможным, надо выполнить условие (7) на последней стадии, когда $R_5 \to R_{min}$, $Z_5 T_5 \to Z_6 T_6$. Это возможно если:

$$N_6 > 10^{13} \frac{Z_6^3}{Z_5^4} R_o^2 \left(\frac{Q_{max} R_2^2}{C_s N_3 T_5 r_D} \right)^{1/2} T_6^2 (\text{эв}), \tag{9}$$

или иначе $N_{\text{атом}} > 10^{13} \frac{Z_6^2}{Z_5^4} R_o^2 \left(\frac{N R_2^2}{N_3 R_{min} r_D} \right)^{1/2} T_6^2 (\text{эв})$,

Численный фактор в скобке $\sim 10^{+6}$. При $R_o = 2R_2 = 10^{-1}$ *см*, $T_6 = 3 \cdot 10^3$ *эв*, $R_2 / R_{min} = 30$, получаем, что необходимо сжать $10^{21} Z_6^2 / Z_5^4$ атомов. Для этого надо при КПД 10%, по крайней мере $10^7 Z_6^2 / Z_5^4$ *дж* энергии.

Поступила в редакцию
26 апреля 1974 г.

Литература

[1] W.Kruer, K.Estabrook, J.Thompson. Preprint UCRL- 74947, 1973.

[2] R.N.Sudan. Proc VI Eurepean Plasma Phys. Conf. Moscow, 1973.

[3] Л.И.Рудаков. ДАН СССР, **207**, 821, 1972.

[4] A.S.Kingsep, L.I.Rudakov, R.N.Sudan. Phys. Rev. Lett., **31**, 1482, 1973.

[5] Л.М.Дегтярев, В.Г.Маханьков, Л.И.Рудаков. ЖЭТФ, 67, №8, 1974

[6] В.Н.Цытович. Нелинейные эффекты в плазме, М., Изд. Наука, 1967.