

А. А. ИВАНОВ, Ю. С. СИГОВ, Ю. В. ХОДЫРЕВ

К НЕЛИНЕЙНОЙ ТЕОРИИ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО НАГРЕВА
ПЛАЗМЫ

(Представлено академиком Р. З. Сагдеевым 18 VI 1973)

1. В рамках одномерного численного эксперимента изучаются коллективные процессы при взаимодействии власовской плазмы с сильной электромагнитной волной, частота которой ω_0 близка к плазменной электронной ω_{pe} (1, 2). Решение ищется на конечном отрезке длины L с периодическими граничными условиями по методу «облаков в ячейке» (3-5) с «пространственным взвешиванием». Начальное состояние плазмы соответствует максвелловскому распределению с заданным отношением начальных температур T_{e0}/T_{i0} и равновесным спектром электростатических флуктуаций. В нашем расчете оно реализовывалось к начальному моменту, когда включается волна накачки вида $E_0 \cos \omega_0 t$. Аналитический подход к близким по физическим условиям задачам можно найти в работах (6, 7).

2. Роль основных параметров в численном эксперименте играют модельное отношение масс $m_i/m_e=100$, длина $L=(100-400)D_{e0}$ ($D_{e0}=(T_{e0}/(4\pi n_0 e^2))^{1/2}$ — значение электронного дебаевского радиуса при начальной электронной температуре T_{e0} , n_0 — невозмущенная плотность плазмы), отношение температур $T_{e0}/T_{i0}=1-30$, амплитуда волны накачки $E_0/(4\pi n_0 T_{e0})^{1/2}=0,6-1$ и число макрочастиц на дебаевской длине $N_{1,e} D_{e0}/L$. Варьировалась также величина «расстройки» ω_0/ω_{pe} . В типичных вариантах с $L=300D_{e0}$ использовались $N_e=15\,000$ макроэлектронов и $N_i=15\,000$ макроионов, что гарантировало бесстолкновительную ситуацию на временах порядка (8-10) $(ND_{e0}/L)^{1/2} \omega_{pe}^{-1} \approx 800 \omega_{pe}^{-1}$.

Большая часть результатов получена с шагом по времени $\tau=0,2\omega_{pe}^{-1}$. В отдельных расчетах в целях контроля за точностью значение $\omega_{pe}\tau$ уменьшалось вплоть до $1/40$.

3. Рассмотрим сначала случай однотемпературной плазмы $T_{e0}=T_{i0}$, интересный возможностью детально проследить за основными особенностями нелинейного механизма нагрева плазмы при развитии неустойчивости, которая трактуется как распад исходной поперечной волны с $k_0 \approx 0$ (это приближение, собственно, и обеспечивает одномерность задачи) на продольные лэнгмюровскую и ионно-звуковую волны.

Инкремент параметрической неустойчивости для случая $T_e \approx T_i$ определяется из линейной теории соотношением (7)

$$\gamma = v_l \left(\frac{\omega_l}{16v_l} \frac{\omega_s}{v_s} \frac{E_0^2}{4\pi n_0 T_e} - 1 \right), \quad (1)$$

где ω_s , v_s — соответственно частота и декремент затухания ионного звука, $\omega_l = \omega_{pe} [1 + 3/2 (kD_e)^2]$ и v_l — частота и декремент затухания лэнгмюровских волн. При $T_e \approx T_i$ ионный звук сильно затухает и $v_s \sim \omega_s$; величина v_l определяется формулой

$$v_l = \omega_{pe} \left(\frac{\pi}{8} \right)^{1/2} \frac{1}{|k|^3 D_e^3} \exp \left(-\frac{3}{2} - \frac{1}{2k^2 D_e^2} \right). \quad (2)$$

При выбранных параметрах (например, $E_0/(4\pi n_0 T_{e0})^{1/2}=1$; $\omega_0/\omega_{pe}=1,05$; $L/D_{e0}=300$, которым соответствуют рис. 1-3) в соответствии с (1), (2) быстрее всего с инкрементом $\gamma \approx 0,05\omega_{pe}$ раскачивается лэнгмюровская мода с $k_{max} D_e \sim (1/5 - 1/4)$, в которой при $T_1 \approx T_e$ сосредоточивается основная часть волновой энергии. Поскольку из-за сильного превышения порога и соотношения $v_{T_{e0}} < v_\phi \approx (4-5)v_{T_{e0}}$ (v_ϕ – фазовая скорость), на начальной стадии затухание Ландау практически отсутствует и в электростатические колебания накачивается довольно большая энергия. Высокий уровень шумов приводит к интенсивному обогащению спектра колебаний короткими волнами.

В качестве одного из вероятных механизмов этого процесса можно указать параметрическое раскачивание новых мод (неустойчивость вторичных волн).

Другим интересным механизмом обогащения волнового спектра может быть образование конденсаторов плазмонов при нелинейном вытеснении частиц высокочастотной миллеровской силой, пропорциональной $\nabla |E_t|^2$, где E_t – амплитуда лэнгмюровской моды с $k=k_{max}$. Действительно, поскольку инкремент в формуле (1) не зависит от знака k , в рассматриваемом плазменном слое образуется стоячая электростатическая волна с длиной волны $\lambda_1=2\pi/k_{max}$. При этом пространственный период величины E_t^2 будет в два раза меньше, как изображено на рис. 4, где кривые 1, 2 дают схематическое представление о мгновенных профилях E_t и E_t^2 . Вытеснение частиц высокочастотным давлением из областей с максимумами E_t^2 приводит к характерному квазипериодическому профилированию ионной плотности и обогащению спектра колебаний коротковолновыми пульсациями.

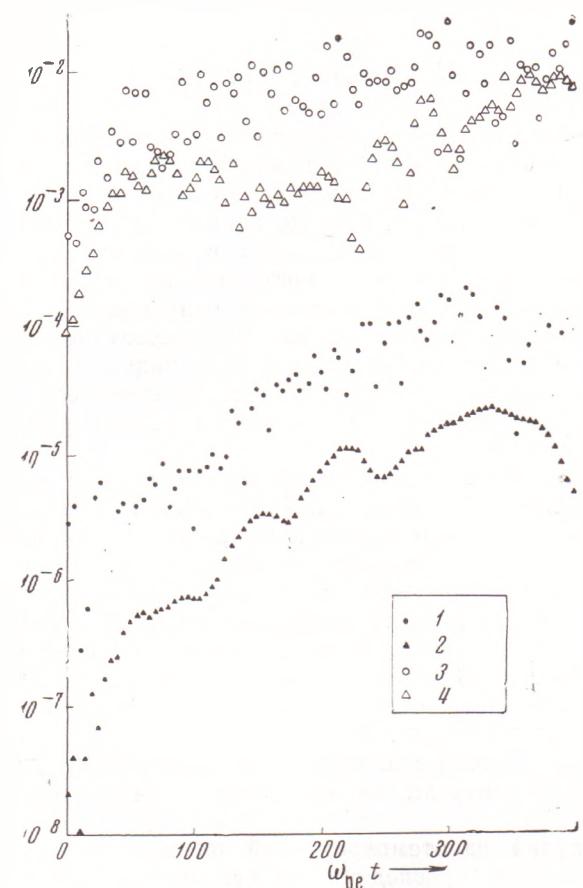


Рис. 1. Временная зависимость Фурье-компонент $|E_n|$ и $|\rho_n^i|$: 1 – $|E_{11}| \cdot 10^{-3}$, 2 – $|\rho_{11}^i| \cdot 10^{-3}$, 3 – $|E_{22}|$, 4 – $|\rho_{22}^i|$

представление о мгновенных профилях E_t и E_t^2 . Вытеснение частиц высокочастотным давлением из областей с максимумами E_t^2 приводит к характерному квазипериодическому профилированию ионной плотности и обогащению спектра колебаний коротковолновыми пульсациями.

На рис. 1 представлена временная зависимость компонент Фурье $|E_n|$ и $|\rho_n^i|$ самосогласованного электрического поля и ионной плотности для основной ($n=11$), т. е. соответствующей $k=k_{max}$, и удвоенной ($n=22$) гармоник ($n=Lk/(2\pi)$), подтверждающая описанную выше качественную картину. Она особенно наглядна в вариантах с $T_{e0} \gg T_{10}$ (рис. 4), когда затухание ионных колебаний мало.

В конце концов возникает достаточно широкий спектр шумов. Его приближенно можно считать сплошным, если нелинейное уширение за счет высокочастотного поля превышает характерное расстояние между

модами, равное $\sim 3\omega_{pe}k(2\pi/L)D_e^2$. Делая простейшее предположение о больцмановском распределении ионов $n_i \approx n_0 \exp[-E_i^2/(4\pi n_0(T_e+T_i))]$, получаем, что в нашем случае это происходит при $E_i^2/4\pi n_0 T_{e0} \geq 5 \cdot 10^{-2}$.

Итак, обогащенный короткими волнами сплошной спектр с фазовыми скоростями, простирающимися вплоть до v_{te0} , начинает вытягивать электронную функцию распределения в область больших значений фазовых скоростей, таким образом быстро нагревая электроны за счет обычной

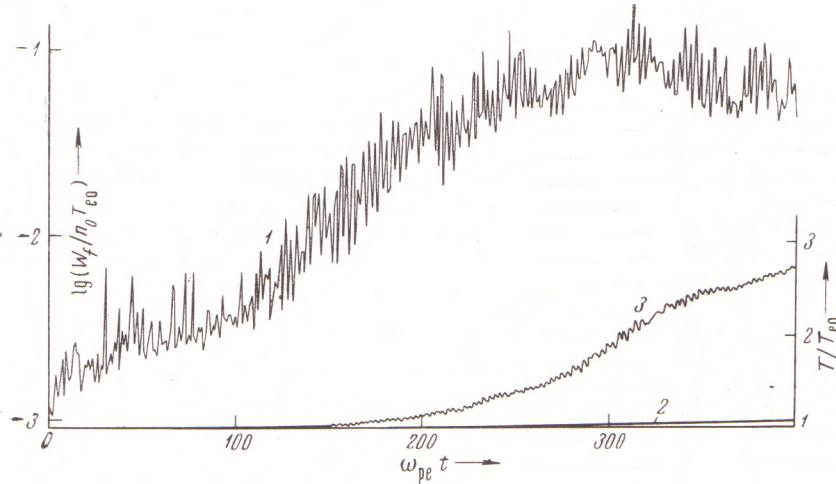


Рис. 2. Средние значения плотности электростатической энергии (1) и эффективных ионной (2) и электронной (3) температур функции времени

квазилинейной диффузии. Устанавливющееся плато на функции распределения не препятствует раскачке распадной неустойчивости, так как $\partial f_e / \partial v \approx 0$ и затухания лэнгмюровских волн при этом не происходит.

По мере того, как все более значительная часть электронов переходит в область больших значений скоростей, электронная «температура»

$$T_e = m_e \left[\frac{1}{L} \int f_e v^2 dv dx - \left(\frac{1}{L} \int f_e v dv dx \right)^2 \right]$$

увеличивается и, следовательно, появляется возможность раскачки ионного звука ($v_s \ll \omega_s$ при $T_e/T_i \geq 3,5$ (11)).

Заметим, что достаточно большое значение $L=300D_{e0}$ позволяет ослабить ограничения на нелинейное рассеяние лэнгмюровских колебаний на ионах (12). При этом $\Delta k_{min} D_e = (2\pi/L) D_e = 2\pi/300 = 0,02 \ll (m_e/m_i)^{1/2} = 0,1$. Поскольку $\Delta k_{max} \approx 2k_{max} = 0,1$, отношение $\Delta k_{min}/\Delta k_{max} \approx 0,05 \ll 1$, т. е. дифференциальная перекачка доминирует полностью, что соответствует постановке задачи в работе (7).

Как видно из рис. 2, 3, интенсивный нагрев электронов начинается, когда уровень электростатических шумов достигает $W_f/(n_0 T_{e0}) = -E^2/(4\pi n_0 T_{e0}) \sim 0,05$. Одновременно появляются заметные искажения на ионной функции распределения, которая с течением времени оказывается промодулированной в пространстве. Интересно отметить, что во всех сочтанных вариантах на начальной стадии процесса нелинейное рассеяние лэнгмюровских колебаний на ионах нагревает ионы менее эффективно, чем происходит квазилинейный нагрев электронов широким спектром лэнгмюровских колебаний, что неизменно приводит к отрыву температур $T_e > T_i$, откуда следует, что ситуация с $T_e \gg T_i$ вообще характерна для высокочастотного нагрева плазмы. Как и в работе (3), в наших расчетах

наблюдалось появление быстрых немаксвелловских электронов (рис. 3), число которых достигало 2,5% от общего количества.

4. По мере увеличения электронной температуры уменьшается значение волнового числа k_{\max} раскачиваемых колебаний, так как затухание

v_t сильно зависит от T_e и k_{\max} падает с ростом D_e . При относительно малых длинах $L \lesssim 100D_{e0}$ это приводит к необходимости обрывать расчет, когда $\lambda_1 = 2\pi/k_{\max}$ становится порядка L и в эту гармонику начинает накачиваться неправомерно большая энергия. Однако в вариантах с L в несколько сотен D_{e0} такое нарушение правильности счета происходит значительно позже. Это позволило на временах $t \geq (320-350) \omega_{pe}^{-1}$ наблюдать начало перекачки энергии уже не

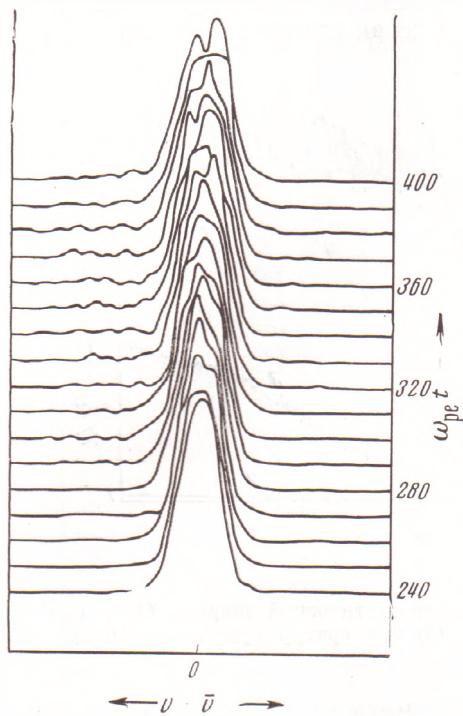


Рис. 3. Временная эволюция усредненной по пространству функции распределения электронов $\langle f_e \rangle$

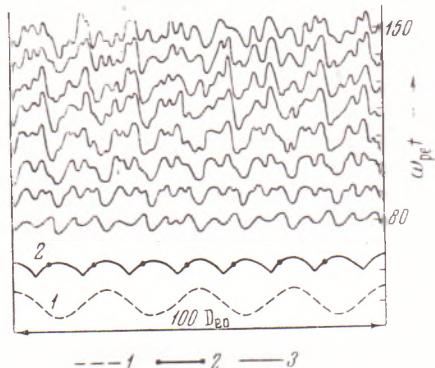


Рис. 4. Схематические изображения профилей мгновенных значений E_l (1) и E_l^2 (2) и профили ионной плотности $\rho^i(x)$ (3) для различных моментов времени ($T_{e0}/T_{10} = 30$)

в короткие, а в длинные волны с $k < k_{\max}$, что, по-видимому, можно интерпретировать как проявление модуляционной неустойчивости⁽¹³⁾.

Авторам приятно выразить свою благодарность акад. Р. З. Сагдееву за полезные обсуждения.

Институт атомной энергии им. И. В. Курчатова

Поступило

Институт прикладной математики

3 II 1973

Академии наук СССР

Москва

Московский физико-технический институт
Долгопрудный Московской обл.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ В. Н. Ораевский, Р. З. Сагдеев, ЖТФ, **32**, 1291 (1962). ² В. П. Силин, ЖЭТФ, **48**, 1679 (1965). ³ W. L. Krieg, J. M. Dawson, Phys. Fluids, **15**, 446 (1972).
- ⁴ Ю. С. Сигов, К. В. Ходатов, Ю. В. Ходырев, ДАН, **207**, 75 (1972). ⁵ С. К. Birdsall, D. Fuss, J. Comp. Phys., **3**, 494 (1969). ⁶ В. В. Пустовалов, В. П. Силин, ЖЭТФ, **59**, 2215 (1970). ⁷ E. Valeo, C. Oberman, F. W. Perkins, Phys. Rev. Lett., **28**, 340 (1972). ⁸ В. А. Енальский, В. С. Имшеник, Журн. прикл. мех. и техн. физ., № 1, 3 (1965). ⁹ Yu. S. Sigov, Yu. V. Khodirev, Proc. XI Intern. Conf. on Phenomena in Ionized Gases, Praga, 1973. ¹⁰ J. M. Dawson, K. Papadopoulos, R. Shann, Phys. Fluids, **13**, 1650 (1970). ¹¹ А. Б. Михайловский, Теория плазменных неустойчивостей, М., 1970. ¹² Б. Б. Кадомцев, Вопросы теории плазмы, 4, М., 1963. ¹³ А. А. Веденов, Л. И. Рудаков, ДАН, **159**, 761 (1964).