

УДК 533.916

ФИЗИКА

Ю. С. СИГОВ, К. В. ХОДАТАЕВ, Ю. В. ХОДЫРЕВ

ОДНОМЕРНЫЙ ЧИСЛЕННЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТ ПО АНОМАЛЬНОМУ СОПРОТИВЛЕНИЮ ПЛАЗМЫ

(Представлено академиком Р. З. Сагдеевым 7 II 1972)

1. В работе излагаются основные результаты одномерных численных расчетов, предпринятых для выяснения роли нелинейных процессов в начальной стадии режима с аномальным сопротивлением. С этой целью детально изучается поведение сосредоточенного на отрезке $-1/2L \leq x \leq 1/2L$ плоского слоя разреженной плазмы, находящейся во внешнем электрическом поле E_{ext} (1).

Описывающие исследуемое состояние уравнения Власова для функций распределения плазменных компонент $f_{i,e}(x, v, t)$ с заданным начальным состоянием

$$f_{i,e}(x, v, 0) = n_0 \sqrt{\frac{m_{i,e}}{2\pi T_{i,e0}}} \exp\left(-\frac{m_{i,e} v^2}{2T_{i,e0}}\right)$$

и периодическими граничными условиями $f_{i,e}(-1/2L, v, t) = f_{i,e}(1/2L, v, t)$ решаются численно совместно с уравнением Пуассона для самосогласованного потенциала $\varphi(x, t)$ ($\varphi(1/2L) - \varphi(-1/2L) = \varphi_0$, $\partial\varphi(-1/2L, t)/\partial x = \partial\varphi(1/2L, t)/\partial x$).

В принятой постановке задачи описываются явления в бесконечно протяженной плазме с учетом заданного ограничения на максимальную длину волны $\lambda_{\text{max}} = L$.

2. Для решения используются два варианта дискретных плазменных моделей, которые являются модификациями метода макрочастиц в лагранжевой трактовке и подробно изложены в работе (2). Разница между ними заключается в способе восстановления плотности заряда по координатам макрочастиц и вычислении силы, т. е. $E(x, t) = -\partial\varphi/\partial x$, действующей на заряженную частицу. В первой модели электрическое поле находится путем решения уравнения Пуассона в виде разложения в конечный ряд Фурье ($-M \leq k' \leq M$, $k' = \frac{L}{2\pi} k$). Во второй — то же уравнение инте-

грируется с использованием подвижной пространственной сетки, связанной с макрочастицами; предполагается, что последние имеют конечный размер $2a$, внутри которого плотность заряда линейно убывает с расстоянием от центра частицы.

Основными вычислительными параметрами являются число макрочастиц на дебаевском радиусе $N/D = 50 \div 100$, шаг по времени $\tau = (5 \cdot 10^{-3} \div 10^{-2}) \omega_{pe}^{-1}$, число гармоник в разложении по Фурье $M = 14$ или полуширина макрочастицы $a = 0,5 D$ ($D^2 = T_{e0} / (4\pi n_0 e^2)$), количество энергетических групп, использованное для аппроксимации $f_{i,e}(x, v, 0)$, $Q = 15$. Прирост энергии за счет дискретности моделей при перечисленных параметрах не превышал 0,1% от начальной тепловой энергии электронов $Ln_0 T_{e0}$.

3. Ниже обсуждаются результаты расчетов, проведенных для $m_e/m_i = 10^{-2}$. Внешнее электрическое поле E_{ext} менялось в пределах $(10^{-3} \div \div 10^{-1}) \sqrt{4\pi n_0 T_{e0}}$, $L = 14 D$, $T_{i0} = 0$.

Электроны под действием E_{ext} вовлекаются в свободное ускорение. Если поле достаточно сильное, так что время, за которое электроны, превысив скорость ионного звука, теряют возможность войти в резонанс с ионно-звуковыми пульсациями, меньше обратного инкремента возбуждения ионно-звуковых колебаний, то такого возбуждения не произойдет и электрон-

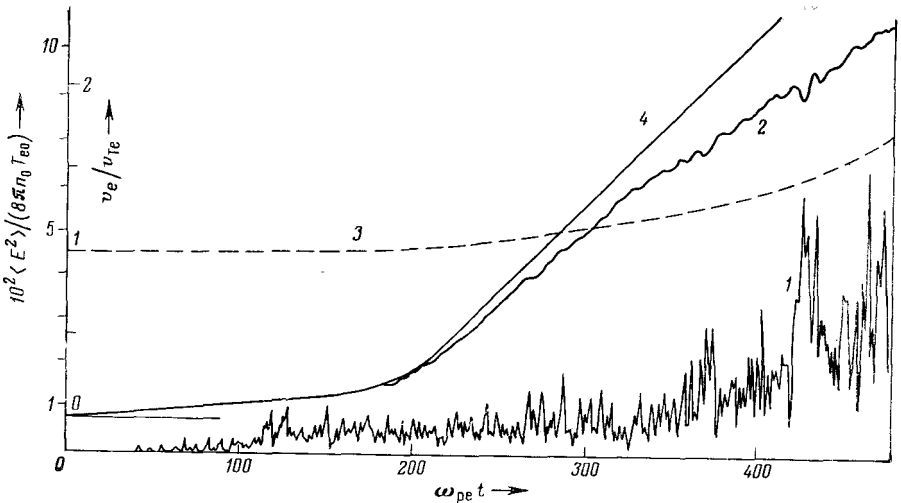


Рис. 1. Зависимость от времени средней плотности энергии флуктуаций электрического поля $\langle E^2 \rangle / (8\pi n_0 T_{e0})$ (1), средней скорости электронов $\langle v_e \rangle / v_{Te}$ (2), усредненной за ионный период температурной скорости электронов $\langle v_e^2 \rangle / v_{Te}^2$ (3) и скорости свободно ускоренного электрона (4)

ная компонента продолжит свободное ускорение. Этот процесс наблюдался при $E_{\text{ext}} / \sqrt{4\pi n_0 T_{e0}} = 10^{-1}$.

Если же поле мало, например $E_{\text{ext}} = 10^{-3} \sqrt{4\pi n_0 T_{e0}}$, то через время, равное приблизительно одному ионному периоду, нарастающее начальное ионно-звуковое возмущение за счет нелинейных взаимодействий обогащает весь спектр возможных значений волнового вектора от $0,5$ до $10 D^{-1}$, и примерно через два ионных периода уровень шумов устанавливается, не меняясь в среднем во времени (рис. 1), а спектральное распределение энергии шумов принимает вид, показанный на рис. 2. Спектральная плотность проходит максимум при $kD = 1$ и для более высоких kD хорошо описывается степенным законом $\propto (kD)^p$, $p \approx -5/3$. Турбулентность не содержит бегущих волн, и оба направления практически равноправны. Можно сказать применительно к одномерному случаю, что турбулентность изотропна. Это свидетельствует о большой роли нелинейного взаимодействия волн, ставя под сомнение применимость в этих условиях квазилинейной теории.

Стационарность шума, его изотропность, вид спектральной функции наводят на мысль о том, что в нашем случае возникает поток энергии по спектру: возбуждение происходит преимущественно в области $kD = 1$, а потребление — в области высоких значений kD .

Средняя скорость электронов возрастает линейно со временем, практически совпадая со скоростью свободно ускоренного электрона $\frac{e}{m_e} E_{\text{ext}} t$. Однако при слабом электрическом поле рост происходит медленно, и эксперимент пришлось прервать при

$$\langle V_e \rangle \approx 0,5 V_{Te}^0 = 0,5 \sqrt{T_{e0}/m_e}.$$

В другом варианте после того, как спектр ионно-звуковых пульсаций при $E_{\text{ext}} = 10^{-3} \sqrt{4\pi n_0 T_{e0}}$ к моменту $t = 162 \omega_{pe}^{-1}$ уже установился, внешнее

поле было увеличено до значения $E_{\text{ext}} = 10^{-2}$ за один ионный период по линейному закону. Если при $\langle V_e \rangle < V_{Te}^0$ ионнозвуковой шум был изотропным, то при $\langle V_e \rangle / V_{Te}^0 > 1$ характер спектра существенно меняется и в плазме возбуждается ионнозвуковая волна большой амплитуды (волна Бернштейна — Грина — Крускала) со скоростью в направлении среднего движения электронов, примерно равной $(T_{e0}/m_1)^{1/2}$. Ограничение ее амплитуды происходит за счет появления мелкомасштабных (с $kD \gg 1$) волн на ее гребне. Возникающие на гребне основной волны мелкомасштабные волны распространяются с фазовой скоростью ω_{pi}/k в сторону движения гребня относительно ионного фона, который сам участвует в волновом движении основного гребня.

Таким образом, в лабораторной системе координат фазовая скорость мелкомасштабного возмущения есть суперпозиция двух скоростей. В нелинейной теории слабой турбулентности ⁽³⁾ подобное явление учитывается как размытие резонансов. Эта теория, однако, предполагает малость скоростей коллективного движения частиц по сравнению с фазовыми скоростями. В нашем случае, поскольку средняя скорость ионов, участвующих в волновом движении, достигает $0,6 (T_{e0}/m_1)^{1/2}$, наблюдаемую турбулентность вряд ли можно квалифицировать как слабую и описывать слабонелинейной теорией.

Ограничение амплитуды гребня определяется угрозой захвата потенциалом гребня основной массы ионов. Хотя абсолютное значение шума при $\langle V_e \rangle / V_{Te}^0 > 1$ начинает возрастать, отношение плотности шумовой энергии к полной кинетической энергии электронов остается постоянным. Высота потенциала гребня достаточна, чтобы запереть электроны со скоростями, приближающимися к половине тепловой. Захват электронов полем гребня хорошо наблюдается на электронной фазовой плоскости. Захваченные частицы составляют приблизительно 0,25 от общего количества. С их появлением возникает пучковая ситуация в электронной компоненте (пролетные частицы движутся сквозь ансамбль захваченных), которая приводит к возбуждению неустойчивости на электронных частотах. Четко наблюдается образование плато между группами частиц, захваченных и свободно ускоренных, что можно трактовать как нагрев, определяя тепловую скорость выражением $[\langle V_e^2 \rangle - \langle V_e \rangle^2]^{1/2}$. Усредненное по ионному периоду значение тепловой скорости электронов близко к величине, полученной из условия максимального нагрева (см., например, ⁽⁴⁻⁶⁾).

Энергия электронных колебаний по крайней мере не превышает энергии ионнозвуковых пульсаций. Частотный спектр простирается до частот, вдвое превышающих плазменную, с $kD \gg 1$. После формирования гребня наблюдаются периодические вариации электронной функции распределения в области малых скоростей с частотой, близкой к ионной (рис. 3). Эти колебания коррелируют со всплесками энергии флуктуаций электрического поля (рис. 1). Природа этих вариаций в достаточной мере не ясна. Можно предположить, что всплески шума на электронных частотах вызывают увеличение трения между потоком пролетных электронов и коллективом запертых. Появление дополнительной силы приводит к обеднению зоны запертых частиц, что, в свою очередь, вызывает уменьшение

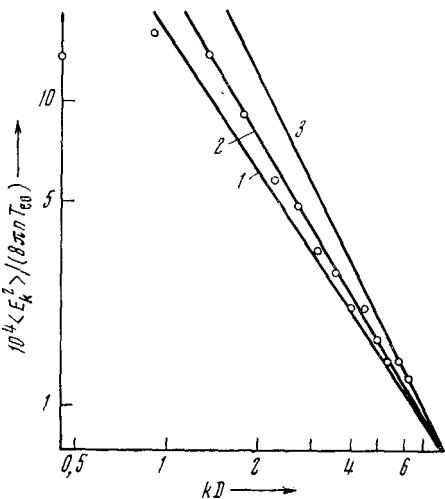


Рис. 2. Спектр флуктуаций электрического поля при $\langle v_e \rangle / v_{Te}^0 < 1$ и различных p : 1 — $p = -3/2$, 2 — $p = -5/3$, 3 — $p = -2$. Точки получены усреднением по шести ионным периодам

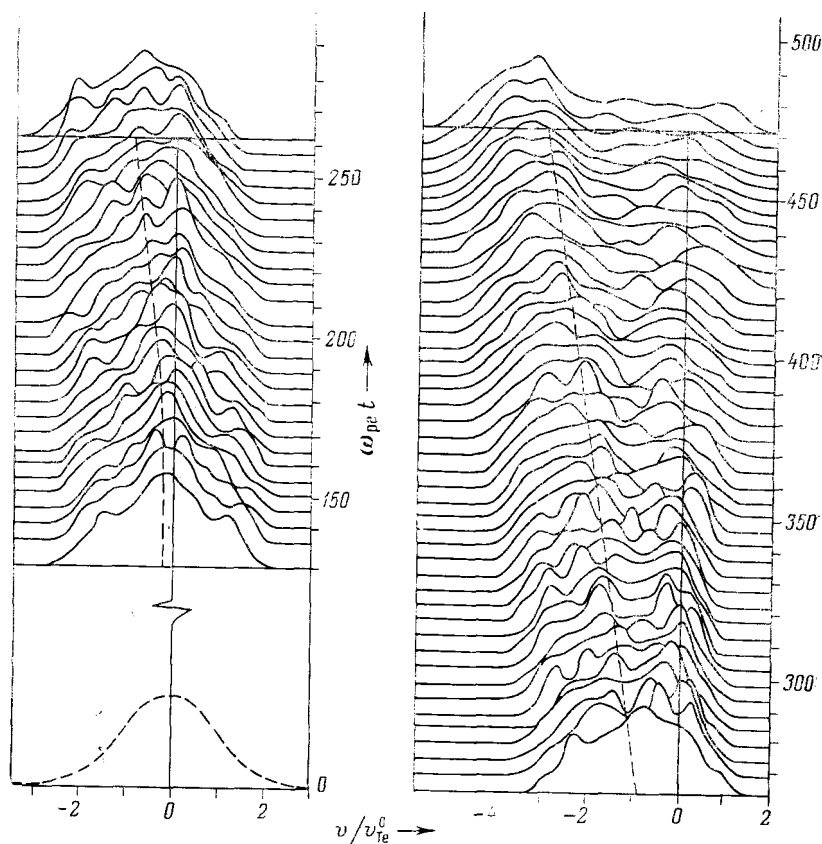


Рис. 3. Эволюция во времени усредненной по отрезку электронной функции распределения, пунктирная кривая — скорость свободно ускоренного электрона

уровня электронного шума с последующим обогащением этой зоны, после чего весь цикл повторяется.

Следует заметить, что при $t \gtrsim 400 \omega_{pe}^{-1}$ ограниченность отрезка начинает препятствовать возбуждению колебаний в области больших фазовых скоростей. По этой причине счет был прерван при $t = 500 \omega_{pe}^{-1}$, что затрудняет сравнение с работой ⁽⁷⁾, в которой рассмотрены более поздние стадии режима.

Проделанные расчеты не противоречат результатам ⁽⁴⁻⁶⁾ и существенно дополняют их, позволяя вскрыть детальную картину исследуемых явлений: вид спектра, изменение характера ионных пульсаций при возрастании токовой скорости, роль захваченных частиц в возникновении пучковой ситуации.

Авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность акад. Р. З. Сагдееву за полезные обсуждения.

Институт прикладной математики
Академии наук СССР
Москва

Поступило
25 I 1972

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ Ю. С. Сигов, Ю. В. Ходырев, Аннотации докладов Конференции по теории плазмы, Киев, 1971, стр. 115.
- ² Ю. С. Сигов, К. В. Ходатаев, Ю. В. Ходырев, Препринт ИПМ АН СССР, № 13 (1972).
- ³ В. Н. Цытович, Теория турбулентной плазмы. М., 1971.
- ⁴ J. P. Boris, J. M. Dawson, J. H. Orens, Phys. Rev. Letters, 25, № 11, 706 (1970).
- ⁵ R. L. Morse, C. W. Nielson, Phys. Rev. Letters, 26, № 1, 3 (1971).
- ⁶ D. Biskamp, R. Chodura, Phys. Rev. Letters, 27, № 23, 1553 (1971).
- ⁷ Г. Е. Векштейн, Д. Д. Рютов, Р. З. Сагдеев, ЖЭТФ, 60, № 6, 2142 (1971).