

ГЕНЕРАЦИЯ ТОКА УВЛЕЧЕНИЯ ВЫСОКОЙ ПЛОТНОСТИ ВЫСОКОЧАСТОТНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

В. П. Силин, С. А. Урюпин

*Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук
117924, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 20 мая 1996 г.

Развита самосогласованная теория генерации тока увлечения интенсивным излучением в условиях возбуждения ионно-звуковой неустойчивости. Найден порождаемый током увлечения спектр ионно-звуковых турбулентных шумов, которые сосредоточены в ограниченном конусе углов вдоль направления распространения волны. Возбуждение неустойчивости сопровождается установлением вызываемого электромагнитной волной дрейфового движения электронов со скоростью порядка скорости ионного звука. Такой режим генерации тока увлечения реализуется в широком диапазоне интенсивностей, пока имеет место расширение области турбулентности по углам волнового вектора звука. При еще больших интенсивностях ток увлечения возрастает пропорционально интенсивности основной волны. Аналогичные закономерности установлены для теплового потока увлечения.

1. ВВЕДЕНИЕ

Явление генерации квазистационарных токов высокочастотным электромагнитным излучением привлекает внимание в связи с разработкой методов диагностики лазерной плазмы [1], а также в связи с проблемой генерации мегагауссных магнитных полей [2]. Теории генерации возможных квазистационарных токов в ламинарной плазме, когда основным механизмом рассеяния электронов являются их столкновения с ионами, посвящено большое число работ (см., например, [3–10]). Среди обсуждавшихся токов особый интерес представляет ток увлечения, возникающий под влиянием давления света на электроны. Приведенные в [3] численные оценки показывают, что при имеющихся в настоящее время интенсивностях лазерного излучения в ламинарной плазме возможна генерация тока увлечения высокой плотности с характерной скоростью дрейфового движения электронов u_d , сравнимой с тепловой скоростью электронов v_T . Однако при столь больших скоростях дрейфового движения электронов плазма неустойчива относительно развития ионно-звуковой неустойчивости. Это означает, что теория генерации токов увлечения высокой плотности с $u_d \gtrsim v_s$, где v_s — скорость ионного звука, должна, с одной стороны, учитывать возможность развития ионно-звуковой турбулентности, а с другой стороны, учитывать обратное влияние турбулентности на формирование самого тока увлечения. Такая самосогласованная теория генерации тока увлечения в плазме с ионно-звуковой турбулентностью излагается в настоящем сообщении.

Необходимость в новой теории возникает при интенсивности излучения, удовлетворяющей условию

$$I \left[\frac{\text{Вт}}{\text{см}^2} \right] > 4 \cdot 10^{14} \sqrt{\frac{Z}{A}} \lambda^{-2} [\text{мкм}] \sqrt{\frac{T[\text{эВ}]}{100}},$$

где Z — кратность ионизации ионов, A — массовое число, T [эВ] — температура электронов, λ [мкм] — длина волны излучения. При этом, как показано во втором разделе, ток увлечения возбуждает ионно-звуковую неустойчивость. Там же показано, что наряду с ионно-звуковой неустойчивостью интенсивное излучение приводит к развитию вейбелевской неустойчивости. Найден инкремент вейбелевской неустойчивости и сформулированы условия, при которых можно не учитывать ее влияния на ток увлечения. В третьем разделе излагается самосогласованная теория спектра ионно-звуковой турбулентности, возбуждаемой током увлечения. Найдено квазистационарное распределение плотности числа волн $N(\mathbf{k})$ по волновым векторам \mathbf{k} , устанавливающееся в результате конкуренции черенковского излучения звука током увлечения, поглощения звука при черенковском взаимодействии с резонансными ионами и индуцированного рассеяния на тепловых ионах. При этом устанавливается такое же распределение ионно-звуковой турбулентности по частотам, как и в теории аномального сопротивления плазмы с током. Однако распределение турбулентных шумов по углам волнового вектора оказывается новым. Его своеобразие состоит в том, что даже при больших надпороговостях область турбулентных шумов сосредоточена в конусе углов меньших предельного $\theta_m \simeq 43.6^\circ$. Последнее свойство является ключевым для особенностей генерации электронных потоков увлечения, которые изучаются в четвертом разделе. Показано, что возбуждение ионно-звуковой турбулентности приводит к установлению тока увлечения с дрейфовой скоростью электронов $u_d \sim (1 + \delta)v_s$, где параметр δ характеризует черенковское затухание звука на горячих резонансных ионах. Такой уровень тока поддерживается в широком диапазоне интенсивностей излучения до тех пор, пока по мере увеличения надпороговости продолжается расширение области турбулентности по углам волнового вектора. При еще больших интенсивностях ток увлечения возрастает пропорционально интенсивности лазерного излучения, но во много раз медленнее, чем в ламинарной плазме. Аналогичные закономерности установлены для потока увлечения тепла, эффективность генерации которого сильно подавлена из-за возбуждения ионно-звуковой неустойчивости.

2. КИНЕТИКА ЛАМИНАРНОЙ ПЛАЗМЫ

Рассмотрим циркулярно поляризованную электромагнитную волну с частотой ω_0 и волновым вектором $\mathbf{k}_0 = (0, 0, k_0)$ в полностью ионизованной плазме

$$\frac{1}{2} \mathbf{E} \exp(-i\omega_0 t + i\mathbf{k}_0 \mathbf{r}) + \text{c. c.}, \quad (2.1)$$

где $\mathbf{E} = (E, iE, 0)/\sqrt{2}$, E — напряженность электрического поля. Частоту волны ω_0 будем считать много большей как ленгмюровской частоты электронов ω_{Le} , так и их частоты столкновений. В таких условиях фазовая и групповая скорости волны близки к скорости света $\omega_0/k_0 \simeq c$, а малым изменением амплитуды волны из-за столкновительного поглощения можно пренебречь. Примем, что амплитуда скорости осцилляций электрона в поле волны

$$v_E = |\mathbf{v}_E| = |e\mathbf{E}/m\omega_0|$$

(где e и m — заряд и масса электрона) меньше тепловой скорости электронов v_T . Тогда воздействие волны на электроны можно описывать по теории возмущений, представив

функцию распределения электронов в виде разложения по убывающим с ростом номера гармоникам основной частоты. При этом для усредненной за период изменения поля основной части функции распределения $f = f(\mathbf{v}, t)$ запишем кинетическое уравнение вида

$$\frac{\partial}{\partial t} f + \left\{ \frac{1}{4} \left(\mathbf{v}_E \frac{\partial}{\partial \mathbf{v}} \right) \text{St} \left[\left(\mathbf{v}_E^* \frac{\partial f}{\partial \mathbf{v}} \right) \right] + \text{c.c.} \right\} + \left\{ \frac{1}{4} \left(\mathbf{v}_E \frac{\partial}{\partial \mathbf{v}} \right) \text{St} \left[\frac{(\mathbf{k}_0 \mathbf{v})}{\omega_0} \left(\mathbf{v}_E^* \frac{\partial f}{\partial \mathbf{v}} \right) \right] + \text{c.c.} \right\} + \left\{ \frac{1}{4} (\mathbf{v} \mathbf{v}_E) \left(\mathbf{k}_0 \frac{\partial}{\partial \mathbf{v}} \right) \frac{1}{\omega_0} \text{St} \left(\mathbf{v}_E^* \frac{\partial f}{\partial \mathbf{v}} \right) + \text{c.c.} \right\} = \text{St}(f) + \text{St}(f, f), \quad (2.2)$$

где $\text{St}(f, f)$ — электрон-электронный, а

$$\text{St}(f) = \frac{1}{2} \nu(v) \frac{\partial}{\partial v_\alpha} (v^2 \delta_{\alpha\beta} - v_\alpha v_\beta) \frac{\partial}{\partial v_\beta} f \quad (2.3)$$

— электрон-ионный интегралы столкновений. В формуле (2.3)

$$\nu(v) = 4\pi Z e^4 n \Lambda / m^2 v^3$$

— частота электрон-ионных столкновений, n — плотность электронов, Λ — кулоновский логарифм. При получении уравнения (2.2) пренебрегалось влиянием электрон-электронных столкновений на высокочастотную первую гармонику функции распределения, что оправдано при $Z \gg 1$. Кроме того, уравнение (2.2) записано с учетом малости обусловленной полем анизотропии функции распределения f . Отличие f от изотропной f_0 мало в силу малости параметров v_E^2/v_T^2 и $(\mathbf{k}_0 \mathbf{v})/\omega_0$, т. е. $f = f_0 + \delta f$, где

$$|\delta f| \ll f_0 = \int d\Omega f / 4\pi,$$

$d\Omega$ — элемент телесного угла вектора скорости. Уравнение для f_0 получается усреднением по направлениям скорости уравнения (2.2) и имеет вид [11, 12]

$$\frac{\partial}{\partial t} f_0 = \frac{v_E^2}{6v^2} \frac{\partial}{\partial v} \left[\nu(v) v^2 \frac{\partial f_0}{\partial v} \right] + \text{St}(f_0, f_0). \quad (2.4)$$

В (2.4) опущен малый электрон-ионный интеграл столкновений $\text{St}(f_0)$, описывающий медленный обмен энергией электронов с ионами. Вычитая (2.4) из (2.2), на временах, больших времени релаксации импульса электронов $t \gg 1/\nu(v)$, для определения квазистационарной аксиально-симметричной анизотропной добавки δf получаем уравнение

$$\frac{1}{4} \left(\xi^2 - \frac{1}{3} \right) v_E^2 v \frac{\partial}{\partial v} \left[\frac{\nu(v)}{v} \frac{\partial f_0}{\partial v} \right] - \xi(1 - \xi^2) \frac{k_0}{\omega_0} v_E^2 v^2 \frac{\partial}{\partial v} \left[\frac{\nu(v)}{v} \frac{\partial f_0}{\partial v} \right] - \frac{3}{2} \xi \frac{k_0}{\omega_0} v_E^2 \nu(v) \frac{\partial f_0}{\partial v} = \frac{1}{2} \nu(v) \frac{\partial}{\partial \xi} (1 - \xi^2) \frac{\partial}{\partial \xi} \delta f, \quad (2.5)$$

где $\xi = \cos \theta$, θ — угол между векторами скорости \mathbf{v} и \mathbf{k}_0 . Решение уравнения (2.5) ищем в виде суммы $\delta f = \delta f_+ + \delta f_-$ четной δf_+ и нечетной δf_- функций переменной ξ . Тогда, учитывая, что $\xi^2 - 1/3$ является собственной функцией оператора электрон-ионных столкновений, для δf_+ имеем

$$\delta f_+ = \frac{1}{12} \left(\frac{1}{3} - \xi^2 \right) v_E^2 \frac{v}{\nu(v)} \frac{\partial}{\partial v} \left[\frac{\nu(v)}{v} \frac{\partial f_0}{\partial v} \right]. \quad (2.6)$$

В свою очередь, используя условие регулярности производной $\partial \delta f_- / \partial \xi$ при $\xi = \pm 1$, для функции δf_- получаем

$$\frac{\partial}{\partial \xi} \delta f_- = \frac{3}{2} \frac{k_0}{\omega_0} v_E^2 \frac{\partial f_0}{\partial v} + (1 - \xi^2) \frac{k_0 v_E^2}{2\omega_0} \frac{v^2}{\nu(v)} \frac{\partial}{\partial v} \left[\frac{\nu(v)}{v} \frac{\partial f_0}{\partial v} \right]. \quad (2.7)$$

Выражения (2.6), (2.7) содержат функцию f_0 , являющуюся решением уравнения (2.4). Ограничимся рассмотрением уравнения (2.4) в случае частых электрон-электронных столкновений, когда $v_T^2 \gg Z v_E^2$. Тогда можно пренебречь отличием f_0 от максвелловской функции распределения f_m . Кроме того, при использовании выражений (2.6), (2.7) будем считать, что входящий в определение частоты $\nu(v)$ кулоновский логарифм Λ не зависит от скорости.

Поправки δf_+ и δf_- определяют разные физические явления. В частности, функция δf_+ позволяет найти инкремент вейбелевской неустойчивости. Используя общее дисперсионное уравнение (см., например, [13]) для электромагнитных возмущений вида $\exp(\gamma t + i q z)$, в пределе $|\gamma| \ll q v_T$ имеем следующее выражение для инкремента:

$$\gamma = -\sqrt{\frac{2}{\pi}} q v_T \left[\frac{1}{2n} \int dv (1 - \xi^2) \left(v \frac{\partial}{\partial v} + \frac{1 - \xi^2}{\xi} \frac{\partial}{\partial \xi} \right) \delta f_+ + \frac{q^2 c^2}{\omega_{Le}^2} \right]. \quad (2.8)$$

Принимая во внимание явный вид функции δf_+ (2.6), из (2.8) находим

$$\gamma = \gamma_m \frac{q}{2q_m} \left(3 - \frac{q^2}{q_m^2} \right), \quad (2.9)$$

$$\gamma_m = \frac{\omega_{Le}}{27} \sqrt{\frac{8}{\pi}} \frac{v_E^3}{c v_T^2}, \quad q_m = \frac{v_E}{3v_T} \frac{\omega_{Le}}{c}. \quad (2.10)$$

Согласно (2.9) развитие неустойчивости возможно, если пространственный масштаб возмущений достаточно велик: $L_q = 1/q > 1/q_m \sqrt{3}$. Максимальный инкремент $\gamma = \gamma_m$ имеют возмущения с масштабом $1/q_m$. Вследствие развития вейбелевской неустойчивости в плазме появляются хаотические вихревые магнитные поля. В нелинейном состоянии, когда уровень длинноволновых электромагнитных флуктуаций достигает наибольшего значения, напряженность вихревых магнитных полей можно оценить, используя соотношение $B^2/4\pi \sim n m v_E^2$. Далее ограничимся рассмотрением таких условий, когда влиянием магнитных полей на кинетику электронов можно пренебречь. Это заведомо возможно, если характерная циклотронная частота электронов $\Omega = |e|B/mc$ меньше частоты электронных столкновений тепловых электронов с $v \sim v_T$. Последнее условие с учетом оценки для напряженности магнитного поля имеет вид $\nu(v_T) > \omega_{Le} v_E/c$.

В описанных выше условиях электронные потоки заряда и тепла ориентированы вдоль направления распространения электромагнитной волны и определяются функцией δf_- . По определению, плотности тока J и электронного теплового потока Q_T равны

$$J = e \int dv \xi v \delta f_- = e \pi \int_{-1}^1 d\xi (1 - \xi^2) \int_0^\infty dv v^3 \frac{\partial}{\partial \xi} \delta f_-, \quad (2.11)$$

$$Q_T = \frac{m}{2} \int dv \xi v^3 \delta f_- = \frac{\pi}{2} m \int_{-1}^1 d\xi (1 - \xi^2) \int_0^\infty dv v^5 \frac{\partial}{\partial \xi} \delta f_- \quad (2.12)$$

Отсюда, используя соотношение (2.7), окончательно имеем

$$\mathbf{J} = 1.7en \frac{\mathbf{k}_0}{\omega_0} v_E^2, \quad (2.13)$$

$$Q_T = \frac{25}{4} nm v_T^2 \frac{\mathbf{k}_0}{\omega_0} v_E^2. \quad (2.14)$$

Выражение (2.14) описывает создаваемый высокочастотной электромагнитной волной тепловой поток увлечения, а формула (2.13) дает плотность тока увлечения. Результат (2.13) совпадает с полученным в работе [10] и соответствует предсказанию работы [3]. В [3] высказано утверждение, что, базируясь на соотношении типа (2.13) и увеличивая интенсивность излучения, можно генерировать аномально большие значения плотности тока вплоть до величин $J \sim env_T$. Однако в реальной лазерной плазме дело обстоит иначе. Прежде чем при повышении интенсивности излучения удастся достигнуть тока $\sim env_T$, происходит возбуждение ионно-звуковой неустойчивости. В этом можно убедиться, вычислив инкремент ионно-звуковой неустойчивости (см., например, [14])

$$\gamma_e(\mathbf{k}) = \gamma_s \left(\frac{\omega_s}{kv_s} \right)^3 \left\{ \frac{\sqrt{8\pi}}{nv_s} v_T^3 \cos \theta_k \int_0^\infty dv \int_{-\sin \theta_k}^{\sin \theta_k} \frac{d\xi}{\sqrt{\sin^2 \theta_k - \xi^2}} \frac{\partial}{\partial \xi} \delta f_- - \frac{\omega_s}{kv_s} \right\}, \quad (2.15)$$

где θ_k — угол волнового вектора звука, $v_s = \omega_{Li} r_{De}$, ω_{Li} — ленгмюровская частота ионов, r_{De} — дебаевский радиус электронов, $\gamma_s = \sqrt{\pi/8} kv_s \omega_{Li} / \omega_{Le}$, $\omega_s = kv_s / \sqrt{1 + k^2 r_{De}^2}$ — частота ионно-звуковой волны. Используя соотношение (2.7), из (2.15) получаем явное выражение для инкремента ионно-звуковой неустойчивости

$$\gamma_e(\mathbf{k}) = \gamma_s \left(\frac{\omega_s}{kv_s} \right)^3 \left\{ \frac{k_0 v_E^2}{\omega_0 v_s} \cos \theta_k \frac{5 \cos^2 \theta_k - 1}{4} - \frac{\omega_s}{kv_s} \right\}. \quad (2.16)$$

Поскольку $\omega_s / kv_s \leq 1$, то при $\theta_k = 0$ черенковская генерация ионно-звуковых волн возможна уже при $v_E^2 > v_s \omega_0 / k_0 = v_s c$. На пороге возбуждения неустойчивости, когда $v_E^2 = v_s \omega_0 / k_0$, плотность тока увлечения (2.13) составляет $1.7env_s$, что много меньше величины env_T . Это означает, что для последовательного описания генерации больших токов в диапазоне от env_s до env_T необходимо построить теорию генерации токов увлечения в условиях возбуждения ионно-звуковой неустойчивости. Такая задача решается в следующих разделах.

3. СПЕКТР ИОННО-ЗВУКОВОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ

Для теории воздействия интенсивного высокочастотного излучения на плазму при условиях, когда возбуждается ионно-звуковая неустойчивость, существенным является следующее положение. Если частота излучения ω_0 много больше ленгмюровской

частоты электронов, то влиянием низкочастотных ионно-звуковых флуктуаций плотности заряда на быстропеременное движение электронов с частотой $\sim \omega_0$ можно пренебречь [15, 16]. Напротив, при рассмотрении медленных движений, описываемых уравнением (2.2), последнее следует дополнить квазилинейным интегралом столкновений $St_{QL}(f)$, учитывающим черенковское взаимодействие электронов с ионно-звуковыми волнами. При описании воздействия циркулярно поляризованной волны (2.1), принимая во внимание аксиальную симметрию возбуждаемого неравновесного распределения электронов, воспользуемся квазилинейным интегралом столкновений вида [14, 17]

$$St_{QL}(f) = \frac{v_T^3}{v^3} \frac{\partial}{\partial \xi} \left[(1 - \xi^2) \nu_2 \left(\sqrt{1 - \xi^2} \right) \frac{\partial f}{\partial \xi} + \sqrt{1 - \xi^2} \nu_1 \left(\sqrt{1 - \xi^2} \right) v_s \frac{\partial f}{\partial v} \right] + \frac{1}{v^2} \frac{\partial}{\partial v} \left(v_T^3 \frac{v_s}{v} \right) \left[\nu_0 \left(\sqrt{1 - \xi^2} \right) v_s \frac{\partial f}{\partial v} + \sqrt{1 - \xi^2} \nu_1 \left(\sqrt{1 - \xi^2} \right) \frac{\partial}{\partial \xi} f \right], \quad (3.1)$$

где турбулентные частоты $\nu_n(\sqrt{1 - \xi^2})$, $n = 0, 1, 2$, зависят от вида распределения плотности числа ионно-звуковых волн $N(\mathbf{k}) = N(k, \cos \theta_k)$ по волновым векторам:

$$\nu_n \left(\sqrt{1 - \xi^2} \right) = \frac{e^2}{\pi m^2 v_T^3 \omega_{Li}^2} \int_{k_{min}}^{k_{max}} dk k \omega_s^3 \left(\frac{\omega_s}{k v_s} \right)^{2-n} \times \int_{-\sqrt{1-\xi^2}}^{\sqrt{1-\xi^2}} dx \frac{N(k, x)}{\sqrt{1 - \xi^2 - x^2}} \left(\frac{x}{\sqrt{1 - \xi^2}} \right)^n. \quad (3.2)$$

В (3.2) $x = \cos \theta_k$, k_{min} и k_{max} — границы области турбулентности по модулю волнового числа. При написании выражений (3.2) опущены малые поправки порядка ω_s/kv . Частоту электрон-электронных столкновений ν_{ee} будем считать большой настолько, что $\nu_{ee} \gg (\omega_{Li}/\omega_{Le})^2 \nu_n(\sqrt{1 - \xi^2})$. Тогда ионно-звуковая турбулентность не приводит к заметному отклонению функции распределения электронов от максвелловской и решение уравнения (2.2), дополненного интегралом столкновений (3.1), как и ранее для ламинарной плазмы можно искать в виде $f = f_m + \delta f_+ + \delta f_-$. Отвлекаясь от обсуждения возможного влияния ионно-звуковой турбулентности на вейбелевскую неустойчивость, уравнение для δf_+ рассматривать не будем. Остановимся на исследовании уравнения для нечетной поправки к функции распределения δf_- . Пренебрегая малыми слагаемыми порядка $v_s/v_T \ll 1$, для δf_- имеем (ср. (2.5))

$$-\frac{k_0}{\omega_0} v_E^2 \nu \left\{ \frac{3}{2} \xi \frac{\partial f_m}{\partial v} + \xi(1 - \xi^2) v^5 \frac{\partial}{\partial v} \left[\frac{1}{v^4} \frac{\partial f_m}{\partial v} \right] \right\} = \frac{\partial}{\partial \xi} \left\{ (1 - \xi^2) \left[\nu_2 \left(\sqrt{1 - \xi^2} \right) + \frac{\nu}{2} \right] \frac{\partial}{\partial \xi} \delta f_- + \sqrt{1 - \xi^2} \nu_1 \left(\sqrt{1 - \xi^2} \right) v_s \frac{\partial f_m}{\partial v} \right\}, \quad (3.3)$$

где $\nu = \nu(v_T)$. Интегрируя это уравнение с учетом условия регулярности функции $\partial \delta f_- / \partial \xi$ при $\xi = \pm 1$, получаем

$$\frac{\partial}{\partial \xi} \delta f_- = \left[\nu_2 \left(\sqrt{1 - \xi^2} \right) + \frac{\nu}{2} \right]^{-1} \left\{ \nu \frac{k_0}{\omega_0} v_E^2 \left[\frac{3}{4} \frac{\partial f_m}{\partial v} + \frac{1}{4} (1 - \xi^2) v^5 \frac{\partial}{\partial v} \left(\frac{1}{v^4} \frac{\partial f_m}{\partial v} \right) \right] - \left[\nu_1 \left(\sqrt{1 - \xi^2} \right) / \sqrt{1 - \xi^2} \right] v_s \frac{\partial f_m}{\partial v} \right\}. \quad (3.4)$$

Соотношение (3.4) позволяет переписать выражение для электронного инкремента ионно-звуковой неустойчивости (2.15) в виде

$$\gamma_e(\mathbf{k}) = \gamma_s \left(\frac{\omega_s}{kv_s} \right)^3 \left\{ \frac{2}{\pi} \cos \theta_k \int_0^{\sin \theta_k} \frac{d\xi}{\sqrt{\sin^2 \theta_k - \xi^2}} \left[\nu_2 (\sqrt{1 - \xi^2}) + \frac{\nu}{2} \right]^{-1} \times \right. \\ \left. \times \left[\frac{k_0}{\omega_0} \frac{\nu}{v_s} v_E^2 \left(\frac{1}{2} - \frac{5}{4} \xi^2 \right) + \frac{\nu_1 (\sqrt{1 - \xi^2})}{\sqrt{1 - \xi^2}} \right] - \frac{\omega_s}{kv_s} \right\}. \quad (3.5)$$

При исследовании квазистационарных ионно-звуковых турбулентных шумов основными механизмами стабилизации неустойчивости являются черенковское затухание звука на горячих резонансных ионах [18, 19] и индуцированное рассеяние на тепловых ионах [20, 21]. Согласно самосогласованной теории ионно-звуковой турбулентности (см., например, [19]) черенковское затухание на горячих резонансных ионах описывается декрементом

$$\gamma_i(\mathbf{k}) = \delta \gamma_s \left(\frac{\omega_s}{kv_s} \right)^3 \left\{ \frac{2}{\pi} \cos \theta_k \int_0^{\sin \theta_k} \frac{d\xi}{\sqrt{\sin^2 \theta_k - \xi^2}} \frac{\nu_1 (\sqrt{1 - \xi^2})}{\sqrt{1 - \xi^2}} \times \right. \\ \left. \times \left[\nu_2 (\sqrt{1 - \xi^2}) + \frac{\nu}{2} \right]^{-1} - \frac{\omega_s}{kv_s} \right\}, \quad (3.6)$$

где $\delta = (n_h/n_i)(\omega_{Le}/\omega_{Li})v_s^3/v_h^3$, n_h — плотность горячих ионов, v_h — их среднеквадратичная скорость, n_i — полная плотность ионов, а для декремента, обусловленного индуцированным рассеянием, имеет место выражение

$$\gamma_{NL}(\mathbf{k}) = \frac{k^2 v_{Ti}^2}{4\pi n_i m_i v_s^2} \left(\frac{kv_s}{\omega_s} \right)^3 \frac{\partial}{\partial k} k^4 \left(\frac{kv_s}{\omega_s} \right)^3 \int_{-1}^1 dx' Q(x, x') N(k, x'), \quad (3.7)$$

где v_{Ti} — тепловая скорость ионов, m_i — масса ионов, $x = \cos \theta_k$, $x' = \cos \theta'_k$, $Q(x, x')$ — ядро нелинейного взаимодействия,

$$Q(x, x') = \int_0^{2\pi} \frac{d\varphi}{2\pi} (\mathbf{k}\mathbf{k}')^2 [\mathbf{k}\mathbf{k}']^2 (kk')^{-4}, \quad (3.8)$$

φ — азимутальный угол вектора \mathbf{k} . При этом спектр ионно-звуковой турбулентности находится из условия баланса генерации волн, их поглощения и перекачки по спектру волновых чисел

$$\gamma_e(\mathbf{k}) + \gamma_i(\mathbf{k}) + \gamma_{NL}(\mathbf{k}) = 0. \quad (3.9)$$

Используя апробированную в теории ионно-звуковой турбулентности аппроксимацию последнего слагаемого в фигурных скобках формул (3.5), (3.6) $\omega_s/kv_s \equiv 1$, решение уравнения (3.9) представим в виде $N(\mathbf{k}) = N(k)\Phi(x)$. Тогда, как и в случае ионно-звуковой турбулентности, порождаемой током проводимости или тепловым потоком, в

диапазоне волновых чисел от $k_{min}r_{De} \ll 1$ до $k_{max}r_{De} \gg 1$ распределение по частотам имеет вид

$$N(k) = 4\pi n_i m_i (1 + \delta) \gamma_s \left(\frac{r_{De}}{r_{Di}} \right)^2 k^{-5} \left(\frac{\omega_s}{kv_s} \right)^3 \times \left[\ln \left(\frac{\omega_{Li}}{\omega_s} \right) - 0.5 \left(\frac{\omega_s}{kv_s} \right)^2 - 0.25 \left(\frac{\omega_s}{kv_s} \right)^4 \right], \tag{3.10}$$

где r_{Di} — дебаевский радиус ионов. В условиях распределения (3.10) турбулентные частоты ν_n (3.2) принимают вид

$$\nu_n \left(\sqrt{1 - \xi^2} \right) = \nu_N \left(\Lambda_n / \bar{\Lambda} \right) \chi_n \left(\sqrt{1 - \xi^2} \right), \tag{3.11}$$

где $\bar{\Lambda} = 0.5$, $\Lambda_1 = 0.488$, $\Lambda_2 = 0.497$,

$$\nu_N = \frac{\bar{\Lambda}}{\sqrt{8\pi}} \omega_{Li} (1 + \delta) \frac{r_{De}^2}{r_{Di}^2}, \tag{3.12}$$

$$\chi_n \left(\sqrt{1 - \xi^2} \right) = \int_0^{\sqrt{1 - \xi^2}} \frac{dx \Phi(x)}{\sqrt{1 - \xi^2 - x^2}} \left(\frac{x}{\sqrt{1 - \xi^2}} \right)^n. \tag{3.13}$$

Далее малым отличием Λ_1 и Λ_2 от $\bar{\Lambda}$ будем пренебрегать. Принимая во внимание зависимости (3.10)–(3.13), из (3.9) получаем уравнение для определения распределения ионно-звуковой турбулентности по углам волнового вектора:

$$\frac{2}{\pi} x \int_0^{\sqrt{1 - x^2}} \frac{d\xi}{\sqrt{1 - x^2 - \xi^2}} \left[\chi_2 \left(\sqrt{1 - \xi^2} \right) + \frac{\nu}{2\nu_N} \right]^{-1} \times \left[\frac{\nu_p}{\nu_N} \left(\frac{1}{2} - \frac{5}{4} \xi^2 \right) + \frac{\chi_1 \left(\sqrt{1 - \xi^2} \right)}{\sqrt{1 - \xi^2}} \right] = 1 + \int_{-1}^1 dx' Q(x, x') \Phi(x'), \tag{3.14}$$

где $\nu_p = p\nu$, p — надпороговость,

$$p = \frac{k_0 v_E^2}{\omega_0 v_s (1 + \delta)}. \tag{3.15}$$

Исследуем уравнение (3.14) в наиболее интересном для приложений пределе $p \ll \nu_N/\nu$. Поскольку для прозрачной горячей плазмы частота ν_N на порядки превышает частоту электрон-ионных столкновений ν , то в пределе $p \ll \nu_N/\nu$ возможны весьма большие значения надпороговости: $p \gg 1$. При $p \ll \nu_N/\nu$ функция $\Phi(x)$ имеет резкий максимум при $x = 1$ ($\theta_k = 0$), а вдали от $x = 1$ мала настолько, что интегральное слагаемое в правой части уравнения (3.14) много меньше единицы. Это обстоятельство позволяет учитывать интегральное слагаемое приближенно, лишь для обеспечения регуляризации шумов при $x = 1$, заменив его на малую константу

$$\varepsilon = \int_{-1}^1 dx' Q(x = 1, x') \Phi(x') = \int_{-1}^1 dx (x^2 - x^4) \Phi(x) \ll 1. \tag{3.16}$$

Применяя к уравнению (3.14) преобразование Абея, с учетом аппроксимации (3.16) находим

$$\frac{\nu_p}{4\nu_N}(5t^2 - 3)t^2 + t\chi_1(t) = (1 + \varepsilon) \left[\chi_2(t) + \frac{\nu}{2\nu_N} \right]. \quad (3.17)$$

Ионно-звуковая турбулентность возбуждается в ограниченной области углов, для которых $1 \geq x \geq x_0 > 0$, где $x_0 = \cos \theta_0$, θ_0 — предельный угол конуса углов, в котором сосредоточены турбулентные шумы. Тогда, в соответствии с определением (3.13), функции $\chi_n(t)$ обращаются в нуль при $t \leq x_0$. Учитывая этот факт и опуская поправку $\varepsilon \ll 1$, из (3.17) находим

$$x_0^2 = 0.3 + \sqrt{0.09 + 0.4/p}. \quad (3.18)$$

Отсюда, при $p = 1$ имеем $x_0 = 1$, а при $p \gg 1$ имеем $x_0 \simeq \sqrt{0.6}$ или $\theta_0 = \theta_m \simeq 43.6^\circ$. Напомним, что в случае возбуждения ионно-звуковой турбулентности током проводимости при $p \gg 1$ шумы возбуждались в диапазоне углов от 0 до 90° . Теперь же из-за иной угловой структуры инкремента неустойчивости (см. (2.16), (3.5)) возбуждение волн имеет место в более узком конусе углов. Иным оказывается и само распределение флуктуаций в области турбулентности. В интервале от $x = x_0$ до $x = 1$ решение уравнения (3.17) имеет вид

$$\Phi(x) = \frac{\nu_p}{3\pi\nu_N x} \frac{d}{dx} \left[\frac{x(x^2 - x_0^2)^{3/2}}{1 + \varepsilon - x} (4x^2 + 6x_0^2 - 3) \right]. \quad (3.19)$$

Формулы (3.10), (3.19) полностью описывают спектр ионно-звуковой турбулентности, возбуждаемой током увлечения при воздействии высокочастотного излучения умеренной интенсивности, когда надпороговость изменяется в диапазоне от $p \geq 1$ до $p \ll \nu_N/\nu$. Такой спектр ионно-звуковой турбулентности позволяет исследовать обратное влияние турбулентности на генерацию токов увлечения высокой плотности.

4. ЭЛЕКТРОННЫЕ ПОТОКИ УВЛЕЧЕНИЯ

Перейдем к анализу электронных потоков увлечения, имеющих скорости дрейфового движения электронов большие скорости звука. Сначала рассмотрим ток увлечения. Следуя определению (2.11) и используя выражения (3.4), (3.11), после интегрирования по модулю скорости получаем

$$J = \frac{3}{2} en v_s \int_0^1 \frac{tdt}{\sqrt{1-t^2}} \left[\chi_2(t) + \frac{\nu}{2\nu_N} \right]^{-1} \left[(1 + \delta) \frac{\nu_p}{\nu_N} \left(2t^4 - \frac{3}{4}t^2 \right) + t\chi_1(t) \right]. \quad (4.1)$$

Поскольку определяющие турбулентные частоты функции $\chi_n(t)$ отличны от нуля лишь при $t \geq x_0$, то полный ток (4.1) удобно представить в виде суммы двух токов $J = J_c + J_t$. Первый ток J_c обусловлен электронами, скорости которых ориентированы под малыми углами к направлению распространения электромагнитной волны ($\sin \theta < \cos \theta_0$). Эти электроны рассеиваются только из-за столкновений с ионами, а их вклад в ток увлечения составляет

$$J_c = en \frac{k_0}{\omega_0} v_E^2 \left[\frac{17}{10} - \frac{\sin \theta_0}{20} (34 + 17 \cos^2 \theta_0 + 24 \cos^4 \theta_0) \right]. \quad (4.2)$$

На пороге возбуждения ионно-звуковой турбулентности, когда $\theta_0 = 0$, выражение (4.2) переходит в формулу для тока увлечения в ламинарной плазме. При большой надпороговости, $p \gg 1$, когда угол θ_0 приближается к максимально возможному θ_m , из (4.2) имеем

$$J_c = 2.9 \cdot 10^{-2} en \frac{k_0}{\omega_0} v_E^2. \quad (4.3)$$

Таким образом, из-за сужения области углов, в которой рассеяние электронов обусловлено только ионами, численный коэффициент в (4.3) оказывается почти в 60 раз меньше, чем в ламинарной плазме.

Второй ток J_t связан с электронами, движущимися под большими углами к вектору \mathbf{k}_0 ($\sin \theta > \cos \theta_0$). Эти электроны испытывают сильное рассеяние на турбулентных флуктуациях плотности заряда, а их вклад в ток увлечения описывается выражением

$$J_t = \frac{3}{2} env_s \sqrt{1-x_0^2} + \frac{3}{2} env_s \int_{x_0}^1 \frac{t^3 dt}{\sqrt{1-t^2}} [3t^2 + \delta(8t^2 - 3)] \times \\ \times \left\{ t^2(5t^2 - 3) + \frac{4}{3\pi} \int_{x_0}^t \frac{dx}{\sqrt{t^2-x^2}} \frac{\sqrt{x^2-x_0^2}}{1-x} \times \right. \\ \left. \times \left[x^2(20x^2 + 10x_0^2 - 9) + \frac{x^2-x_0^2}{1-x} (4x^2 + 6x_0^2 - 3) \right] \right\}^{-1}. \quad (4.4)$$

Ток $J_t = I_t env_s$ (4.4) находился численно как функция параметра

$$W = \frac{E^2}{4\pi n m v_s c} \frac{\omega_{Le}^2}{\omega_0^2} \equiv p(1 + \delta), \quad (4.5)$$

имеющего смысл безразмерной энергии (интенсивности) высокочастотного электромагнитного поля. Результаты расчетов функции I_t приведены на рис. 1 для трех значений $\delta = 0, 3, 6$. Если черенковское затухание звука на резонансных ионах незначительно ($\delta = 0$), то по мере увеличения интенсивности излучения и расширения области турбулентности плотность тока J_t монотонно возрастает от нуля до $\sim 1.9 env_s$ при аномально больших W . Аналогичные зависимости имеют место для плотности тока J_t (4.4), если $\delta \neq 0$. Согласно рис. 1 и формуле (4.4), чем больше δ , тем больше плотность тока J_t , но сам ток появляется при больших потоках излучения. Такое поведение тока обусловлено тем, что с увеличением δ повышается порог возбуждения ионно-звуковой неустойчивости (3.15) и понижается уровень турбулентных шумов (3.10), (3.19), а следовательно, уменьшается рассеяние электронов на ионно-звуковых флуктуациях плотности заряда.

Сравним полный ток увлечения, полученный с учетом возбуждения ионно-звуковой неустойчивости (4.1), с током увлечения в ламинарной плазме (2.13). Результаты сравнения приведены на рис. 2. Штриховая линия $I = J/env_s = 1.7W$ отвечает формуле (2.13). Сплошные кривые — плотность тока в турбулентной плазме при различных величинах черенковского затухания звука на ионах ($\delta = 0, 3, 6$). Как видно из рис. 2, когда интенсивность излучения превышает значение, отвечающее порогу возбуждения неустойчивости, характерный для ламинарной плазмы линейный рост тока прекращается. Более того, при малых надпороговостях, когда турбулентные шумы

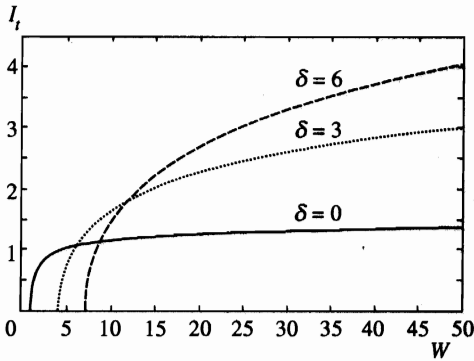


Рис. 1. Вклад в ток увлечения, обусловленный электронами, взаимодействующими с турбулентными шумами, как функция интенсивности излучения. Зависимость тока от величины черенковского затухания на ионах иллюстрируют кривые, отвечающие различным δ

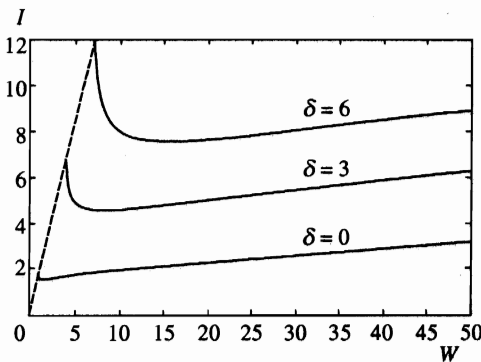


Рис. 2. Ток увлечения как функция интенсивности излучения. Штриховая линия — ток в ламинарной плазме. Сплошные кривые — плотность тока в плазме с ионно-звуковой турбулентностью для трех значений величины черенковского затухания звука на ионах ($\delta = 0, 3, 6$)

сосредоточены в узком конусе углов вдоль направления распространения волны, где их интенсивность аномально велика (см. (3.19)), плотность тока увлечения несколько уменьшается. По мере удаления от порога область турбулентности расширяется, что сопровождается увеличением турбулентной части тока J_t (4.4) и уменьшением классической части тока J_c (4.2). При этом в широком диапазоне интенсивностей полный ток увлечения поддерживается на уровне $J \sim (1 + \delta)env_s$. Наконец, при очень больших интенсивностях, когда турбулентность заполняет весь конус углов вплоть до максимального $\theta_m \simeq 43.6^\circ$ (3.18), ток J_t (4.4) выходит на насыщение, а ток J_c (4.2) возрастает пропорционально W (см. (4.3)). В итоге, полный ток J увеличивается, как и в ламинарной плазме (2.13), по линейному закону $J \propto W$, но абсолютная величина тока во много раз меньше, чем можно было ожидать по классической теории.

Аналогичные закономерности имеют место для теплового потока увлечения. Действительно, следуя определению (2.12) и используя соотношения (3.4), (3.11), (3.19), имеем

$$Q_T = Qn\mu v_T^2 v_s = n\mu v_T^2 v_s (Q_c + Q_t), \tag{4.6}$$

$$Q_c = \frac{25}{4} W \left[1 - \sqrt{1 - x_0^2 (1 + 0.5x_0^2 + 0.6x_0^4)} \right], \tag{4.7}$$

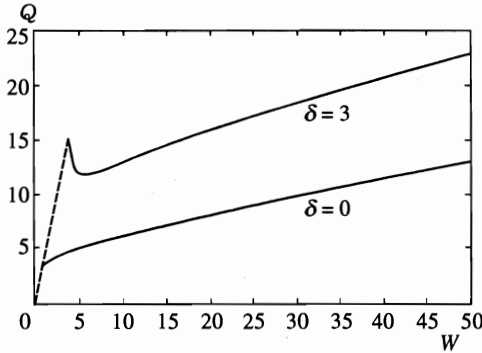


Рис. 3. Тепловой поток увлечения как функция интенсивности излучения. Штриховая линия — поток в ламинарной плазме. Сплошные кривые, отвечающие $\delta = 0$ и $\delta = 3$, — поток в плазме с ионно-звуковой турбулентностью

$$\begin{aligned}
 Q_t = & \frac{15}{4} \sqrt{1-x_0^2} + \frac{15}{4} \int_{x_0}^1 \frac{t^3 dt}{\sqrt{1-t^2}} [5t^2 + \delta(10t^2 - 3)] \times \\
 & \times \left\{ t^2(5t^2 - 3) + \frac{4}{3\pi} \int_{x_0}^t \frac{dx}{\sqrt{t^2-x^2}} \frac{\sqrt{x^2-x_0^2}}{1-x} \times \right. \\
 & \left. \times \left[x^2(20x^2 + 10x_0^2 - 9) + \frac{x^2-x_0^2}{1-x} (4x^2 + 6x_0^2 - 3) \right] \right\}^{-1}, \quad (4.8)
 \end{aligned}$$

где x_0 описывается соотношением (3.18). Полученные численно зависимости теплового потока Q от интенсивности электромагнитного излучения W приведены на рис. 3 для двух значений параметра δ . Как и ток увлечения, тепловой поток при интенсивностях излучения меньших пороговой следует закону (2.14), присущему ламинарной плазме. За порогом возбуждения ионно-звуковой неустойчивости в широком диапазоне интенсивностей тепловой поток сильно подавлен по абсолютной величине и поддерживается на уровне $\sim (1 + \delta)nmv_T^2v_s$. При очень больших интенсивностях, когда турбулентные шумы заполняют всю область допустимых углов $\theta \lesssim \theta_m$, тепловой поток увлечения увеличивается $\sim W$, но значительно медленнее, чем в ламинарной плазме.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Установленные выше закономерности позволяют сделать общее утверждение о том, что ионно-звуковая неустойчивость приводит к значительному уменьшению эффективности генерации тока увлечения высокочастотным электромагнитным излучением. Вследствие влияния ионно-звуковой турбулентности на кинетику электронов для генерации токов увлечения высокой плотности $\sim env_T$ требуется интенсивность излучения на один-два порядка большая, чем в ламинарной плазме. В то же время следует отметить, что экспериментальная проверка приведенных выше новых особенностей генерации тока увлечения и спектра ионно-звуковой турбулентности возможна при частотах и интенсивностях излучения, являющихся типичными для современного лабораторного эксперимента.

Работа выполнена в рамках проекта Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 94-02-03631) и проекта № 2.46 Государственной программы «Оптика и лазерная физика».

Литература

1. А. М. Прохоров, С. И. Анисимов, П. П. Пашинин, УФН **119**, 401 (1976).
2. M. G. Haines, Canadian J. Phys. **64**, 912 (1986).
3. П. П. Пашинин, А. М. Прохоров, Письма в ЖЭТФ **26**, 687 (1977).
4. П. П. Пашинин, М. В. Федоров, ЖЭТФ **75**, 454 (1978).
5. I. B. Bernstein, C. E. Max, and J. J. Thomson, Phys. Fluids **21**, 905 (1978).
6. I. P. Shkarofsky, Phys. Fluids **23**, 52 (1980).
7. M. M. Skoric, Laser and Particle Beams **5**, 83 (1987).
8. A. Fukuyama, S.-I. Itoh, and K. Itoh, J. Phys. Soc. Jap. **51**, 1010 (1982).
9. К. Н. Овчинников, В. П. Силин, С. А. Урюпин, Физика плазмы **17**, 1116 (1991).
10. К. Н. Овчинников, В. П. Силин, С. А. Урюпин, Крат. сообщ. по физике ФИАН № 1,2, 50 (1992).
11. A. V. Langdon, Phys. Rev. Lett. **44**, 575 (1980).
12. R. Balescu, J. Plasma Phys. **27**, 553 (1982).
13. Р. Давидсон, *Основы физики плазмы*, под ред. редакцией А. А. Галева, Р. Судана, т. 1, Энергоатомиздат, Москва (1983), с. 443.
14. В. П. Силин, С. А. Урюпин, ЖЭТФ **102**, 78 (1992).
15. В. П. Силин, Крат. сообщ. по физике ФИАН № 5, 59 (1983).
16. В. П. Силин, С. А. Урюпин, ЖЭТФ **98**, 117 (1990).
17. Л. И. Рудаков, Л. В. Кораблев, ЖЭТФ **50**, 220 (1966).
18. Л. М. Коврижных, ЖЭТФ **52**, 1406 (1967).
19. В. П. Силин, С. А. Урюпин, Физика плазмы **12**, 2042 (1986).
20. В. И. Петвиашвили, ДАН СССР **153**, 1295 (1963).
21. Б. Б. Кадомцев, в сб.: *Вопросы теории плазмы*, т. 4, Атомиздат, Москва (1964), с. 258.