

## НЕУСТОЙЧИВОСТИ ПЛАЗМЫ

УДК 533.9

### О РАСКАЧКЕ ИОННО-ЗВУКОВОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ В ПЛАЗМЕ С ДВУМЯ СОРТАМИ ИОНОВ

© 2021 г. М. А. Ракитина<sup>а</sup>, \*, А. В. Брантов<sup>а</sup>

<sup>а</sup> Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

\*e-mail: rakitinama@lebedev.ru

Поступила в редакцию 05.04.2021 г.

После доработки 17.05.2021 г.

Принята к публикации 23.05.2021 г.

Изучены вопросы возникновения ионно-звуковой неустойчивости обратного тока в горячей плазме с параметрами, отвечающими плазме лазерного термоядерного синтеза. Рассмотрен случай плазмы с двумя сортами ионов, в которой возможно существование двух веток ионно-звуковых колебаний: быстрого и медленного звука. Показано, что инкремент раскачки ионно-звуковой неустойчивости даже в случае возбуждения быстрой звуковой волны не может быть количественно описан моделью среднего иона. Продемонстрирована принципиальная возможность раскачки ионно-звуковой неустойчивости за счет возбуждения медленной ветки звуковых колебаний. Найдены характерные значения пороговых градиентов электронной температуры, приводящие к раскачке неустойчивости.

*Ключевые слова:* ионно-звуковая неустойчивость, звуковые волны в плазме с двумя сортами ионов, порог неустойчивости обратного тока

DOI: 10.31857/S0367292121100085

#### 1. ВВЕДЕНИЕ

Адекватное описание лазерно-плазменного взаимодействия, влияющее в первую очередь на эффективность поглощения лазерного излучения, является одной из проблем моделирования задач лазерного термоядерного синтеза (ЛТС). Это комплексная проблема, представляющая собой целый ряд задач, связанных с описанием различных механизмов поглощения лазерного импульса, возникновением неустойчивостей, самовозбуждением полей, процессами переноса и генерацией быстрых частиц, которые становятся наиболее актуальными для схемы прямого сжатия мишени [1], рассматриваемой в качестве основной схемы на строящейся Российской мегаджоульной лазерной установке [2]. Данная работа не затрагивает весь спектр вышеперечисленных задач и ограничена лишь вопросами изучения ионно-звуковой неустойчивости (ИЗН) в горячей плазме, которая связана с возникновением прямого и обратного потока частиц (электронов) в плазме с градиентом температуры [3]. В работе рассматривается классическая горячая плазма, без учета эффектов, связанных с описанием неидеальной, вырожденной плазмы или плазмы в сильных магнитных полях.

При неоднородном нагреве плазмы выравнивание температуры достигается за счет электрон-

ного теплового потока, основной вклад в который вносят горячие электроны с характерными энергиями, превосходящими температуру горячей плазмы. Для удовлетворения условия квазинейтральности, возникающий поток горячих электронов, направленный из горячей области в холодную, компенсируется обратным током холодных электронов, движущихся в область высоких температур. Вследствие взаимодействия двух противоположных токов от горячих и холодных электронов возникает ионно-звуковая неустойчивость обратного тока [3]. Особенностью этой токовой неустойчивости является взаимодействие двух потоков заряженных частиц через возбуждаемые ионно-звуковые волны. Возникновение неустойчивости приводит к ионно-звуковой турбулентности, которая может являться причиной дополнительного аномального поглощения падающего лазерного импульса, приводя к изменению профиля температуры короны плазмы [4]. Поскольку неустойчивость имеет пороговый характер, определение точных условий ее возникновения является необходимым, например, для включения аномального поглощения в моделирование процессов ЛТС [4].

Часто, для моделирования реальной экспериментальной ситуации возникает необходимость рассмотрения плазмы сложного состава ионов,

например, плазмы с двумя сортами ионов. Так, вещество аблятора (испаряемой оболочки) в плазме ЛТС, как правило, не состоит из ионов одного сорта. Обычно в качестве аблятора используют пластик, состоящий из атомов углерода и водорода. Описание звуковых колебаний в плазме с двумя сортами ионов осложняется существованием двух веток колебаний, называемых медленным и быстрым звуком [5–11], что было доказано экспериментально [12]. Стоит отметить, что вычисление точных спектров звуковых колебаний в плазме с несколькими сортами ионов, необходимое для описания рассматриваемой неустойчивости, представляется сложной задачей даже в условиях пренебрежения кулоновскими столкновениями между заряженными частицами. Именно количественному описанию условий возникновения ионно-звуковой неустойчивости обратного тока в многокомпонентной плазме и посвящена данная работа.

## 2. ИОННО-ЗВУКОВАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ В ПЛАЗМЕ С ДВУМЯ СОРТАМИ ИОНОВ

Ионно-звуковая неустойчивость (ИЗН) возникает в плазме с градиентом температуры электронов при его увеличении до некоторого порогового значения [3]. Для определения инкремента нарастания неустойчивости и порога ее возникновения необходимо определить коэффициент затухания (нарастания) звуковых волн в плазме с неоднородной температурой электронов. Для вычисления этого коэффициента воспользуемся подходом малых возмущений, считая, что функция распределения электронов по скоростям мало отличается от равновесной максвелловской функции.

Функцию распределения электронов представим в виде суммы максвелловской функции распределения,  $F_0$  с температурой  $T_e(x)$  и первой поправки к анизотропной части  $f_1(x, v) \cos \alpha_1$ , где  $\alpha_1$  – угол между направлением скорости электронов  $\mathbf{v}$  и направлением градиента температуры (осью  $x$ ). Тогда, инкремент электронной ИЗН,  $\gamma_e$ , задается следующей формулой [13, 14]:

$$\gamma_e = \gamma_0(-1 + p_T), \quad (1)$$

где

$$\gamma_0 = \sqrt{\frac{\pi}{8}} \frac{\omega^4}{k^3 v_{Te}^3} \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{L1}^2 + \omega_{L2}^2},$$

$$p_T = \frac{k v_{Te}^3}{\omega} \cos \theta \frac{(2\pi)^{\frac{3}{2}}}{n_e} \int_0^{\infty} f_1(v) dv.$$

Здесь,  $v_{Te} = \sqrt{T_e/m_e}$  – тепловая скорость электронов,  $\omega_{pe} = \sqrt{4\pi e^2 n_e/m_e}$  – электронная плазменная

(ленгмюровская) частота,  $n_e$  – плотность электронов с массой  $m_e$ ,  $\omega_{L(1,2)} = \sqrt{4\pi Z_{(1,2)} e^2 n_{(1,2)} / M_{(1,2)}}$  – плазменные частоты ионов 1-го и 2-го сорта с массой  $M_{1,2}$ , плотностью  $n_{1,2}$  и зарядом  $Z_{1,2}$ . В выражении (1) первое слагаемое отвечает бесстолкновительному электронному затуханию ионно-звуковой волны с частотой  $\omega$ , а второе слагаемое,  $p_T$ , связано с раскачкой неустойчивости вследствие наличия градиента температуры,  $\theta$  – угол между направлением волнового вектора  $\mathbf{k}$  и направлением градиента температуры. Бесстолкновительное приближение ( $k\lambda_{ei} \gg 1$ ) для описания звуковых колебаний является оправданным, так как для плотной горячей плазмы короны выполняется условие  $\lambda_{ei}/\lambda_{De} \gg 1$  (где учтено, что  $k \sim 1/\lambda_{De}$ ,  $\lambda_{De} = v_{Te}/\omega_{pe}$  – дебаевский радиус электронов). Для вычисления добавки  $p_T$  (определения  $f_1$ ) воспользуемся проекцией приближенного кинетического уравнения на ось  $x$ , выbranную вдоль направления неоднородности температуры:

$$v_x \frac{\partial F_0}{\partial x} - \frac{eE_x}{m_e} \frac{\partial F_0}{\partial v_x} = -(v_{ei1} + v_{ei2}) f_1 = -v_{eff} f_1, \quad (2)$$

где эффективная частота электрон-ионных столкновений,  $v_{eff}$ , представляющая собой сумму частот столкновений электронов с ионами первого сорта,  $v_{ei1}$ , и ионами второго сорта  $v_{ei2}$ , записана с использованием эффективного заряда для рассматриваемого случая двух сортов ионов:

$$v_{eff}(v) = \frac{4\pi Z_{eff} n_e e^2 \ln \Lambda}{m_e^2 v^3}, \quad Z_{eff} = \frac{Z_1 n_1 + Z_2 n_2}{Z_1 n_1 + Z_2 n_2}, \quad (3)$$

где  $\ln \Lambda$  – кулоновский логарифм, определяемый температурой и плотностью горячих электронов,  $\ln \Lambda = 24 - \ln(n_e^{1/2}/T_e)$  [15]. Напомним, что величина электрического поля  $E_x$  в уравнении (2) вычисляется из условия квазинейтральности плазмы, т.е. равенства нулю полного тока. Введенная эффективная частота (3) фактически сводит вычисления к хорошо изученному случаю одного сорта ионов, для которого значение коэффициента, отвечающего за раскачку неустойчивости имеет вид (см, например, [16]):

$$p_{T0} = \frac{3k\lambda_{ei} \cos(\theta) v_{Te}}{2\omega} \frac{1}{T_e} \frac{dT_e}{dx}, \quad \lambda_{ei} = \sqrt{\frac{9\pi}{2}} \frac{v_{Te}}{v_{eff}(v_{Te})}. \quad (4)$$

Данное выражение написано в приближении  $Z_{eff} \gg 1$ , когда вклад электрон-электронных столкновений мал по сравнению с электрон-ионными столкновениями, что использовалось в вычислении  $f_1$ . Обобщение полученного выражения на случай плазмы с произвольным зарядом ионов получается введением эмпирической функции,

учитывающей влияние электрон-электронных столкновений,  $\xi = (Z_{eff} + 0.5)/(Z_{eff} + 2.12)$  [16], т.е.  $p_T = \xi p_{T0}$ . Порог возникновения неустойчивости определяется соотношением  $\gamma_e > 0$  или эквивалентным соотношением  $p_T > 1$ .

Учет затухания звуковых колебаний на ионах (с коэффициентом затухания  $\gamma_i$ ) приводит к полному инкременту неустойчивости  $\gamma = \gamma_e - \gamma_i$  и условию для порога возникновения неустойчивости  $\gamma_e > \gamma_i$ . Таким образом, величина инкремента раскачки ИЗН зависит от дисперсионных свойств звуковых волн (частоты и коэффициента затухания) в плазме с двумя сортами ионов, исследование которых представлено в следующем разделе.

2.1. Дисперсионное выражение для плазмы с двумя сортами ионов

В данном разделе для плазмы, содержащей горячие электроны и два сорта ионов, рассмотрены частота колебаний и коэффициент затухания ионно-звуковых волн. Хорошо известно, что в данной плазме могут существовать две ветки ионно-звуковых колебаний в зависимости от соотношения масс (и температур) составляющих ее ионов – быстрый и медленный звук [7, 8]. В работе исследованы оба случая: рассчитана частота колебаний для плазмы с двумя сортами тяжелых ионов (быстрая ионно-звуковая волна) и для плазмы с одним сортом относительно тяжелых (или холодных) ионов и вторым сортом легких (или горячих) ионов (медленная ионно-звуковая волна).

Дисперсионное уравнение с диэлектрической проницаемостью,  $\epsilon$ , для бесстолкновительной плазмы с двумя сортами ионов имеет вид

$$\epsilon = 1 + \frac{1}{k^2 \lambda_{De}^2} + \frac{\omega_{L1}^2}{k^2 v_{T1}^2} W\left(\frac{\omega}{kv_{T1}}\right) + \frac{\omega_{L2}^2}{k^2 v_{T2}^2} W\left(\frac{\omega}{kv_{T2}}\right) = 0, \tag{5}$$

где

$$W(x) = 1 - J_+(x) = 1 - xe^{-x^2/2} \int_{i\infty}^x d\tau e^{\tau^2/2}$$

[15, 17],  $v_{T(1,2)} = \sqrt{T_{(1,2)}/M_{(1,2)}}$  – тепловая скорость ионов 1-го и 2-го сортов с температурами  $T_{1,2}$  и использовано стандартное приближение для электронов, отвечающее пределу  $\omega \ll kv_{Te}$ . Частота звуковой волны зависит от соотношения двух параметров  $\mu = n_2 Z_2^2 T_1 / n_1 Z_1^2 T_2$  и  $a = T_1 M_2 / T_2 M_1$ . Обычно если  $T_1 \sim T_2$ ,  $n_1 \sim n_2$ , то оба параметра малы,  $a, \mu < 1$ . Численные решения уравнения (5), отвечающие наименьшей по абсолютной величине мнимой части  $\omega$ , определяют закон дис-

персии,  $\text{Re}[\omega] = \omega_{f,s}(k)$  и декремент затухания,  $\gamma_{f,s} = -\text{Im}[\omega]$ , быстрой и медленной звуковых волн [8, 9].

Аналитическое выражение для частоты быстрой волны, отвечающее пределу холодных тяжелых ионов обоих сортов,  $\omega_f \gg kv_{T1,2}$ , можно записать в виде [7]

$$\frac{\omega_f}{kv_{T1}} = \tilde{\omega}_f = \sqrt{r_1 \left(1 + \frac{\mu}{a}\right) + \frac{3(a^2 + \mu)}{a(a + \mu)}}, \tag{6}$$

$$r_1 = \frac{Z_1^2 n_1 T_e}{n_e T_1 (1 + k^2 \lambda_{De}^2)}.$$

В этом пределе бесстолкновительное затухание Ландау имеет вид

$$\frac{\gamma_f}{kv_{T1}} = \sqrt{\frac{\pi}{8}} \frac{a \tilde{\omega}_f^4}{\mu + a} \left( \exp\left[-\frac{\tilde{\omega}_f^2}{2}\right] + \mu \sqrt{a} \exp\left[-\frac{a \tilde{\omega}_f^2}{2}\right] \right). \tag{7}$$

Данное приближение реализуется для  $r_1 \gg 1/a$ .

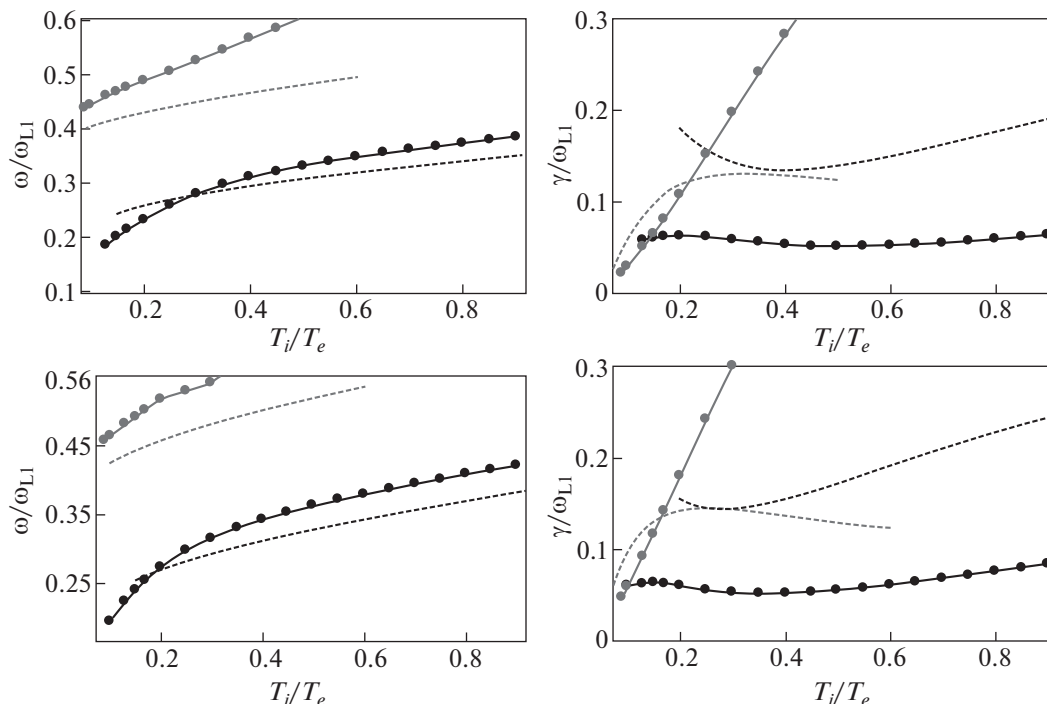
Для другого предельного случая, когда массы (температуры) ионов сильно отличаются друг от друга,  $kv_{T1} \ll \omega_s \ll kv_{T2}$ , возможно возбуждение медленной волны, для которых легкие ионы играют роль схожую с электронами [7]:

$$\frac{\omega_s}{kv_{T1}} = \tilde{\omega}_s = \sqrt{\frac{r_1}{1 + r_1 \mu}} + 3, \tag{8}$$

$$\frac{\gamma_s}{kv_{T1}} = \sqrt{\frac{\pi}{8}} \tilde{\omega}_s^4 \left( \mu \sqrt{a} + \exp\left[-\frac{\tilde{\omega}_s^2}{2}\right] \right).$$

Фактически, приведенные выше приближенные выражения (6)–(8) могут использоваться для описания звуковых волн в плазме с двумя сортами ионов только для очень узкого диапазона параметров плазмы, как правило, трудно реализуемого на практике. Это демонстрируется ниже для нескольких конкретных примеров путем сравнения приближенных выражений (6)–(8) с результатами точного расчета (численного решения уравнения (5)).

В качестве нескольких первых примеров рассмотрим плазму, образованную в результате ионизации пластиковых СН- и СН<sub>2</sub>-мишеней. Во всех случаях предполагалась одинаковая температура двух сортов ионов,  $T_1 = T_2 = T_i$ , что приводило к значению  $a = 1/12$ . Рассматривалась как полностью ионизованная плазма  $Z_1 = 6$ , так и плазма с ионизацией ионов углерода до  $Z_1 = 4$ . Для СН-плазмы с одинаковой концентрацией ионов водорода и углерода введенные выше управляющие параметры имеют следующие значения:  $\mu = 1/36$  ( $Z_1 = 6$ ) и  $\mu = 1/16$  ( $Z_1 = 4$ ), а для СН<sub>2</sub>-плазмы:  $\mu = 1/18$  ( $Z_1 = 6$ ) и  $\mu = 1/12$  ( $Z_1 = 4$ ). На рис. 1 приведены зависимости частоты и ко-



**Рис. 1.** Зависимость частоты (а, в) и коэффициента затухания (б, г) быстрой (серые кривые) и медленной (черные кривые) звуковых волн от отношения температуры ионов к температуре электронов для  $\text{CH}_2$ -плазмы с  $Z_1 = 6$  (а, б) и  $\text{CH}$ -плазмы с  $Z_1 = 4$  (в, г) для  $k\lambda_{De} = 0.3$ . Штриховые кривые отвечают приближенным формулам (6)–(8).

эффициента затухания обоих веток звука в сравнении с приближенными формулами. Видно, что отличие  $\text{CH}_2$ -плазмы с  $Z_1 = 6$  и  $\text{CH}$ -плазмы с  $Z_1 = 4$  не очень велико, что связано с близкими значениями параметра  $\mu$ . В то же время, двукратное уменьшение  $\mu$  (для  $\text{CH}$ -плазмы с  $Z_1 = 6$ ) приводит к некоторому изменению поведения звуковых волн, хорошо видному на рис. 2, где изображены отношения коэффициента затухания к частоте в зависимости от разницы электронной и ионной температуры как для быстрого, так и для медленного звука. В частности, несколько уменьшается и становится более ярко выраженной область слабозатухающих колебаний,  $\omega \gg \gamma$ , которая для медленного звука отвечает  $T_i > 0.25T_e$ . Для быстрого звука, как и можно было ожидать, слабозатухающие колебания возникают только в сильно неизотермической плазме. Полученное точное решение дисперсионного соотношения дает границу возможного рассмотрения слабозатухающих колебаний для быстрого звука  $T_i \lesssim 0.2T_e$ . Отметим, что полученные численные результаты для  $\text{CH}$ -плазмы (приведенные на рис. 2б) совпадают с расчетами, приведенными в статьях [8, 11].

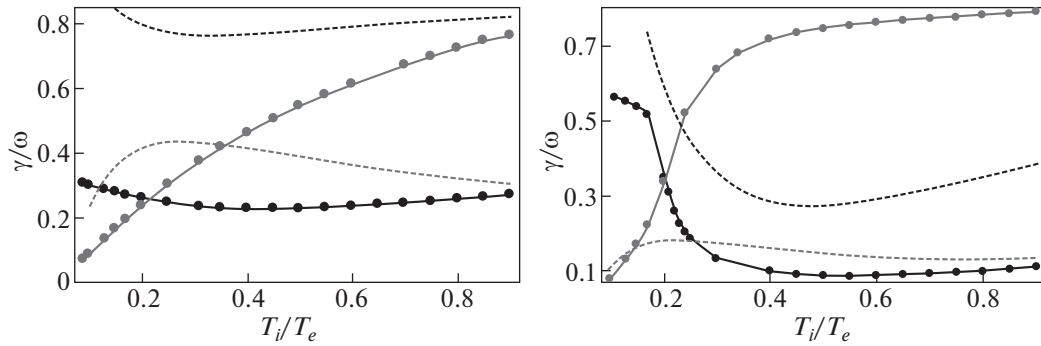
В качестве еще одного примера рассмотрим модель  $\text{XeH}$ -плазмы, в которой концентрация ксено-

на составляет 5%. Для такой плазмы ( $Z_1 = 40$ ,  $Z_2 = 1$ ,  $n_H = 19n_{Xe}$ ) управляющие параметры имеют следующие значения:  $a = 1/131$ ,  $\mu = 19/1600$ . В данной плазме возможно возбуждение обеих веток колебаний (как медленного, так и быстрого звука) практически для любых рассмотренных значений отношений температур электронов и ионов, за исключением изотермической плазмы, где быстрая ветка звуковых колебаний быстро затухает (см. рис. 3).

Во всех рассмотренных случаях наблюдается довольно сильное расхождение между результатами точного расчета и приближенными выражениями (6)–(8) как для медленной, так и быстрой звуковой волн. Особенно сильно отличие проявляется в вычислении коэффициента затухания звуковых колебаний. Поэтому использование приближенных формул для конкретных примеров может приводить к некорректным результатам.

## 2.2. Порог возникновения ионно-звуковой неустойчивости в плазме с двумя сортами ионов

Рассмотрим возникновение ионно-звуковой неустойчивости в плазме с двумя сортами ионов. Сразу стоит отметить, что по сравнению со случаем плазмы с одним сортом ионов, из-за измене-



**Рис. 2.** Зависимость отношения коэффициента затухания к частоте ( $\gamma/\omega$ ) для быстрой (серые кривые) и медленной (черные кривые) звуковых волн от отношения температуры ионов к температуре электронов для  $\text{CH}_2$ -плазмы с  $Z_1 = 4$  (а) и  $\text{CH}$ -плазмы с  $Z_1 = 6$  (б) для  $k\lambda_{De} = 0.3$ . Штриховые кривые отвечают приближенным формулам (6)–(8) для  $k\lambda_{De} = 0.3$ .

ния частоты и затухания ионно-звуковых колебаний меняется порог возникновения ионно-звуковой неустойчивости.

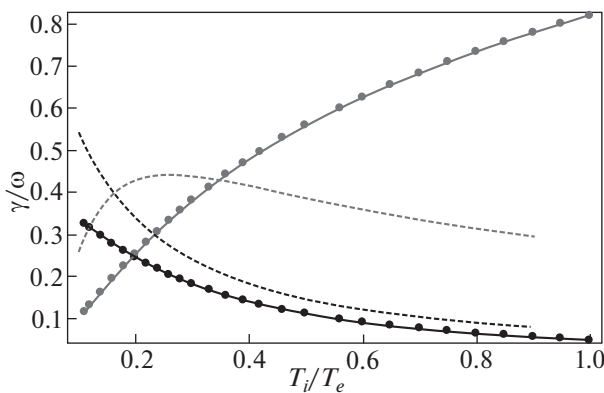
Возникновение неустойчивости связано с изменением знака  $\gamma = \gamma_s - \gamma_i$  с ростом параметра  $\delta = 3/2 \cos \theta \xi \lambda_{ei} d \ln T_e / dx$ , которое достигается при определенном значении волнового числа  $k\lambda_{De}$ . Формально, пороговые значения  $k\lambda_{De}$  и  $\delta$ , приводящие к возникновению неустойчивости вычисляются как решение системы уравнений

$$\gamma(k, \delta) = 0, \quad \frac{\partial \gamma}{\partial k} = 0.$$

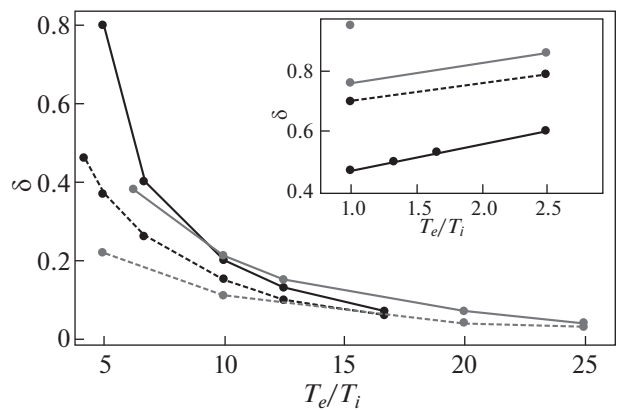
В дальнейшем в качестве критерия возникновения неустойчивости использовалось условие  $\gamma > 0.01\omega_{L1}$ , которое отвечает характерному времени нарастания неустойчивости в области

критической плотности меньше 3–4 нс (для  $\text{CH}$ -плазмы). Также из рассмотрения исключалась область малых волновых чисел  $k\lambda_{De} < 0.1$ , для которой рассматриваемое бесстолкновительное приближение может быть неоправданным [7]. Расчеты проводились для отношения температур, удовлетворяющих условию существования ионно-звуковых волн,  $\omega \gg \gamma$ . Например, для  $\text{CH}$ -плазмы это условие выполняется при  $T_i > 0.23T_e$  в области медленного звука и при  $T_i < 0.23T_e$  в области быстрого звука. Результаты расчетов для  $\text{CH}$ - и  $\text{CH}_2$ -плазмы приведены на рис. 4.

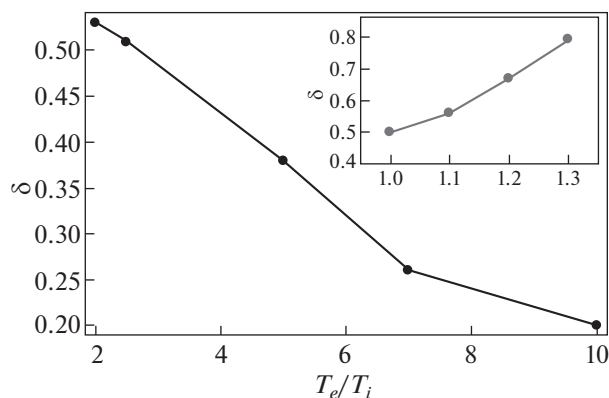
Проведенные расчеты показывают, что раскачка неустойчивости возникает в плазме с резкими градиентами температуры (сравнимыми с



**Рис. 3.** Зависимость отношения коэффициента затухания к частоте ( $\gamma/\omega$ ) от отношения температуры ионов к температуре электронов для  $\text{XeH}$ -плазмы для  $k\lambda_{De} = 0.2$ . Серым цветом выделена ветка быстрого звука, а черным – медленного. Штриховые кривые отвечают приближенным формулам (6)–(8).



**Рис. 4.** Зависимость порогового значения  $\delta$ , приводящего к возникновению ИЗН, от отношения температуры электронов к температуре ионов при раскачке неустойчивости на быстром и медленном (показано на вставке) звуке для  $\text{CH}$ - (черные кривые) и  $\text{CH}_2$ -плазмы (серые кривые) для  $Z = 6$  (сплошные кривые) и  $Z = 4$  (штриховые кривые).



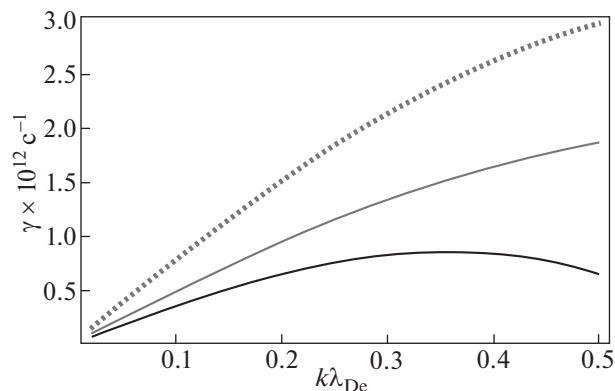
**Рис. 5.** Зависимость порогового значения  $\delta$ , приводящего к возникновению ИЗН, от отношения температуры электронов к температуре ионов при раскатке неустойчивости на быстром и медленном (показано на вставке) звуке для ХеН-плазмы.

длиной свободного пробега электронов). Для изотермической СН-плазмы вблизи критической плотности электронов (для второй гармоники лазерного света) с температурой порядка 3 кэВ неустойчивость обратного тока может возникать, если характерный масштаб неоднородности температуры оказывается порядка 20 мкм. Строго говоря, в этом случае параметр  $\delta$  не определяется локальным градиентом температуры в данной точке, а является более сложной функцией профиля температуры [16]. Однако приведенная выше оценка остается верной по порядку величины.

Добавление малой примеси ионов ксенона к водородной плазме также приводит к возбуждению ионно-звуковой неустойчивости обратного тока как за счет быстрого звука, так и медленного звука (см. рис. 5). Однако в последнем случае неустойчивость может возникать только в изотермической плазме (с практически равными температурами электронов и ионов) с достаточно значительными градиентами температуры.

### 3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе демонстрируется возможность возбуждения ионно-звуковой неустойчивости обратного тока в плазме с двумя сортами ионов на примере СН ( $\text{CH}_2$ ) и ХеН-плазмы. Сразу стоит отметить, что для ее возникновения требуются значительные градиенты температуры, примерно на порядок более резкие, чем в чисто углеродной плазме [4]. При этом с ростом отношения температуры электронов к температуре ионов необходимая величина градиента температуры уменьшается и отличие от случая чисто углеродной плазмы становится менее существенным.



**Рис. 6.** Инкремент ионно-звуковой неустойчивости  $\gamma$  для  $T_e/T_i = 10$  и  $\delta = 0.2$  для  $\text{CH}_2$ -плазмы с  $Z = 4$  (черная кривая). Серым цветом показаны предсказания модели с эффективным зарядом иона  $Z_{eff} = 3$ , а пунктирная кривая отвечает модели среднего иона с  $Z_{cp} = 2$ .

В гидродинамических расчетах для описания плазмы с несколькими сортами ионов используют модель среднего иона, позволяющую свести задачу к случаю плазмы с одним сортом ионов. При этом используют среднее значение заряда,  $Z_{cp} = (Z_1 n_1 + Z_2 n_2)/(n_1 + n_2)$  и среднюю эффективную массу иона  $M_i = (M_1 n_1 + M_2 n_2)/(n_1 + n_2)$  [7]. Такой подход позволяет учесть среднее давление плазмы, но не годится для описания кулоновских столкновений, для вычисления которых, как показано ранее, надо вводить эффективный заряд  $Z_{eff}$ . Данные приближения упрощают гидродинамическое моделирование, но не позволяют полностью корректно описать инкремент нарастания ионно-звуковой неустойчивости. Так, на рис. 6 проведены значения инкремента нарастания ионно-звуковой неустойчивости в сильно неизотермической  $\text{CH}_2$ -плазме за счет быстрой звуковой волны в сравнении с модельными вычислениями, основанными на приближении среднего иона ( $Z_{cp} = 2$ ) и моделью ионов с эффективным зарядом ( $Z_{eff} = 3$ ). Как видно из рис. 6, упрощенные модели не позволяют количественно описать инкремент нарастания ионно-звуковой неустойчивости в плазме с двумя сортами ионов, приводя к существенным отличиям от точного решения для любых значений  $k\lambda_{De}$ .

В заключение отметим, что в работе изучены условия возникновения ионно-звуковой неустойчивости обратного тока в плазме с двумя сортами ионов. Продемонстрирована необходимость точного решения дисперсионного уравнения для корректного определения порогов возникновения неустойчивости и абсолютных вели-

чин возникающих инкрементов ее нарастания. Показана возможность раскачки неустойчивости в изотропной плазме (с равными температурами электронов и ионов) за счет возбуждения медленного звука. Однако, в целом, приведенные результаты предсказывают, что для раскачки ионно-звуковой неустойчивости в плазме с двумя сортами ионов требуются довольно резкие градиенты температуры (сравнимые с длиной свободного пробега горячих электронов). Уменьшение градиентов, необходимых для возбуждения неустойчивости, можно ожидать только для сильно неизотропной плазмы, когда температура электронов значительно превышает температуру ионов. В этом случае, возбуждаемая быстрая звуковая волна ведет себя подобно звуковой волне в плазме с тяжелой компонентой ионов. Поэтому для плазмы короны лазерного термоядерного синтеза, образованной за счет разлета аблятора сложного ионного состава, возбуждение ионно-звуковой неустойчивости можно ожидать только на начальной стадии нагрева, пока температуры электронов и ионов плазмы не успевают выровняться за счет электрон-ионных соударений. Проведенный анализ основан на бесстолкновительном подходе, использованном для определения частоты и затухания ионно-звуковых колебаний. Можно ожидать, что столкновения между тяжелыми и легкими сортами ионов приведут к некоторому увеличению значений градиентов температуры, необходимых для возникновения ионно-звуковой неустойчивости.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Campbell E.M., Goncharov V.N., Sangster T.C., Regan S.P., Radha P.B., Betti R., Myatt J.F., Froula D.H., Rosenberg M.J., Igumenshchev I.V., Seka W., Solodov A.A., Maximov A.V., Marozas J.A., Collins T.J.B., Turnbull D., Marshall F.J., Shvydky A., Knauer J.P., McCrory R.L., Sefkow A.B., Hohenberger M., Michel P.A., Chapman T., Masse L., Goyon C., Ross S., Bates J.W., Karasik M., Oh J., Weaver J., Schmitt A.J., Obenschain K., Obenschain S.P., Reyes S., Van Wousterghem B.* // *Matter and Radiation at Extremes*. 2017. V. 2. P. 37. <https://doi.org/10.1016/j.mre.2017.03.001>
2. *Бельков С.А., Бондаренко С.В., Вергунова Г.А., Гаранин С.Г., Гуськов С.Ю., Демченко Н.Н., Доскоц И.Я., Кучугов П.А., Змитренко Н.В., Розанов В.Б., Стенанов Р.В., Яхин Р.А.* // *ЖЭТФ*. 2015. Т. 148. С. 784.
3. *Forslund D.W.* // *J. Geophys. Res.* 1970. V. 75. P. 17.
4. *Glazyrin S.I., Brantov A.V., Rakitina M.A., Bychenkov V.Yu.* // *High Energy Density Physics*. 2020. V. 36. P. 100824. <https://doi.org/10.1016/j.hedp.2020.100824>
5. *Рудаков Л.И.* // *Письма в ЖЭТФ*. 1973. Т. 17. С. 382.
6. *Яньков В.В.* // *Письма в ЖТФ*. 1975. Т. 1. С. 11.
7. *Bychenkov V.Yu., Rozmus W., Tikhonchuk V.T.* // *Phys. Rev. E*. 1995. V. 51. P. 1400.
8. *Williams E.A., Berger R.L., Drake R.P., Rubenchik A.M., Bauer B.S., Meyerhofer D.D., Gaeris A.C., Johnston T.W.* // *Phys. Plasmas*. 1995. V. 2. P. 129. <https://doi.org/10.1063/1.871101>
9. *Chapman T., Berger R.L., Brunner S., Williams E.A.* // *Phys. Rev. Lett.* 2013. V. 110. P. 195004.
10. *Кузора И.В., Силин В.П., Урюпин С.А.* // *ЖЭТФ*. 2001. Т. 120. С. 1194.
11. *Feng Q.S., Zheng C.Y., Liu Z.J., Xiao C.Z., Wang Q., He X.T.* // *Phys. Plasmas*. 2016. V. 23. P. 082106. <https://doi.org/10.1063/1.4960292>
12. *Glenzer S.H., Back C.A., Estabrook K.G., Wallace R., Baker K., MacGowan B.J., Hammel B.A., Cid R.E., De Groot J.S.* // *Phys. Rev. Lett.* 1996. V. 77. P. 1496.
13. *Брантов А.В., Быченко В.Ю.* // *Физика плазмы*. 2014. Т. 40. С. 591.
14. *Bychenkov V.Yu., Silin V.P., Uryupin S.A.* // *Phys. Rep.* 1988. V. 164. P. 119.
15. *Huba J.D.*, NRL plasma formulary. 2000. Beam Physics Branch. Plasma Physics Division. Washington. USA: Naval Research Laboratory, 2000.
16. *Rozmus W., Brantov A.V., Sherlock M., Bychenkov V.Y.* // *Plasma Phys. Controlled Fusion*. 2018. V. 60. P. 014004. <https://doi.org/10.1088/1361-6587/aa868d>
17. *Александров А.Ф., Богданкевич Л.С., Рухадзе А.А.* // *Основы электродинамики плазмы*. 1978.