

## ВЛИЯНИЕ ФЛУКТУАЦИЙ ЗАРЯДА ПЫЛИ НА ИОННО-ЗВУКОВЫЕ ВОЛНЫ В ПЛАЗМЕ С НЕЭКСТЕНСИВНЫМИ ЭЛЕКТРОНАМИ

© 2019 г. X. C. Chen<sup>a,\*</sup>, S. Q. Liu<sup>a</sup>, Y. Liu<sup>b</sup>

<sup>a</sup> School of Sciences, Nanchang University, Nanchang, China

<sup>b</sup> School of Sciences, Nantong, China

\*e-mail:xcchen1985@ncu.edu.cn

Поступила в редакцию 13.09.2018 г.

После доработки 10.11.2018 г.

Принята к публикации 22.12.2018 г.

Получена линейная дисперсия ионно-звуковых волн (IAWs — ion acoustic waves) с учетом эффектов флуктуации заряда пылевых частиц и неэкстенсивности электронов. Показано, что наличие неэкстенсивных электронов изменяет характер флуктуаций заряда, приводя диссипации и неустойчивости для IAWs. Зависимость частоты и инкремента неустойчивости IAWs от параметра неэкстенсивности электронов  $q$  определяется плотностью пыли, которая сильно влияет на флуктуации заряда пыли.

DOI: 10.1134/S0367292119100020

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Плазма, встречающаяся повсеместно во Вселенной, может поддерживать большое количество низко- и высокочастотных волновых мод. Ионно-звуковая волна (IAW) является одной из самых важных мод. В этом случае возвращающая сила обеспечивается электронным тепловым давлением, а инерция — массой иона.

В большинстве случаев плазма бывает загрязнена частицами пыли, которые, как правило, порядка микрона. Плазменная система, содержащая пылевые частицы, ведет себя иначе, чем традиционная, и называется пылевой плазмой или комплексной плазмой. Она существует во многих астрофизических средах и в лабораторных условиях, таких как кометные комы и хвосты, межзвездная среда, нижняя ионосфера, аккреционные и протопланетные диски, устройства плазменной обработки, термоядерные реакторы. В плазменной среде частицы пыли могут быть заряжены отрицательно, так как средняя скорость электронов, как правило, намного больше, чем ионов. Суммарный заряд на пылевых частицах играет важную роль в линейном и нелинейном поведении волновых мод.

Поведение IAW, существенно изменяющееся в присутствии пыли, было изучено как теоретически, так и экспериментально. De Angelis и соавторы [1] исследовали ионные волны в присутствии массивных заряженных частиц пыли для интерпретации нарастания низкочастотного электростатического шума (ионно-звуковых

волн) в области повышенной концентрации пыли. Воздействие пыли на IAWs также было исследовано в лабораторных экспериментах. Barkan и соавторы [2] экспериментально обнаружили, что наличие отрицательно заряженных частиц пыли увеличивает фазовую скорость волн и уменьшает интенсивность бесстолкновительного затухания Ландау. Adhikary и соавторы [3] экспериментально наблюдали характеристики распространения ионно-звуковых солитонов разрежения в пылевой плазме, содержащей отрицательные ионы.

Для простоты можно предположить, что заряд пыли остается постоянным. В действительности заряд пыли будет флуктуировать из-за волнового поля в плазме. Флуктуации заряда пыли, вызванные коллективными колебаниями плазмы, важны для понимания линейных и нелинейных процессов в пылевой плазме. Li и соавторы [4] обнаружили, что инкремент затухания IAWs зависит от отношения плотности зарядов пыли и электронов. Nejjoh [5] исследовал влияние колебаний заряда пыли и температуры ионов на ионно-звуковые волны большой амплитуды в плазме с конечной популяцией отрицательно заряженных частиц пыли. В работе [6] было получено линейное дисперсионное уравнение для ионно-звуковых волн с использованием самосогласованной теории, включающей процесс зарядки пыли, и было обнаружено, что волны затухают из-за обмена энергией в процессе зарядки пыли. Кроме того, колебания заряда пыли являются одним из ключевых эффектов в нелинейной области. Хо-

рошо известно, что колебания заряда пыли приводят к значительным физическим эффектам, таким как новый тип ударных волн, связанных с зарядкой пылевых частиц [7, 8], а также появление гибридных солитонов [9].

Большая часть работ о IAWs в пылевой плазме, как и упомянутые выше, основаны на наличии максвелловских электронов. Однако есть много доказательств того, что электронные популяции в космической и астрофизической плазме имеют распределение, которое отклоняется от максвелловского. Для моделирования распределения электронов с популяцией быстрых частиц, Cairns и соавторы [10] предложили нетепловое распределение, которое сейчас часто называется “распределение Кернса”. Они показали, что наличие нетеплового распределения электронов может изменить ионно-звуковые уединенные структуры. И это может объяснить уединенные электростатические структуры, включающие понижение плотности, которые наблюдались в верхней части ионосферы спутником Фрея. Vasyliunas [11] впервые представил  $k$ -распределение, чтобы точно моделировать пространственное распределение скорости электронов и ионов в космической плазме с высокоэнергетическим хвостом. Теперь оно часто используется для описания функции распределения частиц, наблюдаемых в космической плазме. В работе [12] представлена обобщенная функция дисперсии плазмы для волн в плазме с изотропным  $k$ -распределением для произвольной вещественной  $k$ . Shahmansouri [13] провел теоретическое исследование основных особенностей IAWs в плазме с каппа-распределенными электронами и горячими ионами. Установлено, что IA солитоны значительно влияют на супратермальный индекс ионов и электронов. Лосевой и соавторами [14] была проанализирована динамика пылевых ионно-звуковых солитонов в широком диапазоне параметров пылевой плазмы, причем концентрация электронов описывалась распределением Гуревича для солитонов сжатия и распределением Больцмана для солитонов разрежения. Показано, что в запыленной плазме с отрицательно заряженными частицами пыли, могут распространяться солитоны сжатия и разрежения, тогда как в плазме с положительно заряженными пылевыми частицами могут существовать только солитоны сжатия. После взаимодействия между любыми типами солитоноподобных возмущений их скорости и формы восстанавливаются до значений, соответствующих возмущениям, распространяющимся без взаимодействия.

В последнее время неэкстенсивная статистика, подобная статистике Больцмана–Гиббса [15] привлекает к себе пристальное внимание, поскольку может описывать взаимодействие на больших расстояниях. Неэкстенсивное  $q$ -распре-

деление является естественным результатом неэкстенсивной статистической механики. Оно находится в центре внимания плазменных наук по той причине, что может также описать частицы с немаксвелловским распределением в космической плазме и имеет вид, аналогичный каппа-распределению. Многие работы посвящены изучению влияния неэкстенсивных электронов на соотношение и затухание Ландау ионно-звуковых волн в плазме, описываемой неэкстенсивными  $q$ -распределениями статистики Цаллис. Они показывают, что возрастание числа высокотемпературных частиц и частиц с низкой скоростью может объяснить усиление и ослабление мод затухания Ландау.

Liu и соавторы [17] исследовали неустойчивость управляемых током ионно-звуковых волн в бесстолкновительной космической плазме без магнитного поля, в которой ионы и электроны подчиняются неэкстенсивному  $q$ -распределению. Sahu [18] обсуждал проблему IA уединенных волн произвольной амплитуды для плазмы, состоящей из неэкстенсивных электронов и тепловых позитронов. Tribesche и соавторы [19] исследовали IA солитоны в двухкомпонентной плазме с  $q$ -распределенными по скоростям неэкстенсивными электронами и обнаружили, что амплитуда таких плазменных солитонов существенно зависит от  $q$ -неэкстенсивного параметра. Atoug и соавторы [20] рассматривали ионно-звуковые солитоны в трехкомпонентной электрон-позитрон-ионной плазме с неэкстенсивными электронами. Guoet и соавторы [21] исследовали нелинейное распространение ионно-звуковых волн в одномерной немагнитной плазме, состоящей из положительных ионов, отрицательных ионов и нетепловых электронов, подчиняющихся распределению Цаллиса, пронизанной пучком отрицательных ионов. Классическое уравнение Гарднера получено для описания нелинейного поведения ионно-звуковых волн в рассматриваемой плазменной системе с помощью редуцированного метода возмущений. Однако, насколько нам известно, влияние флуктуаций заряда пыли на IAWs в плазме с неэкстенсивными электронами еще не исследовано.

В настоящей работе мы исследуем IAW в пылевой плазме с неэкстенсивными электронами. Получены линейные дисперсионные соотношения для пыли с переменным зарядом, который определяется взаимосвязью процесса релаксации заряда пыли и IAWs. Показано, что неэкстенсивность электронов и процесс релаксации заряда пыли играют значительную роль в свойствах IAWs.

2. ДИСПЕРСИОННОЕ УРАВНЕНИЕ

Помещенные в плазму пылевые частицы заряжаются электронами и ионами, падающими на их поверхность. Временная эволюция заряда пылевой частицы  $Q$  описывается уравнением [22]

$$\frac{dQ}{dt} = I_e + I_i, \tag{1}$$

где  $I_e$  и  $I_i$  – соответственно электронный и ионный токи, заряжающие пылевую частицу. В равновесии суммарный ток на поверхность пылевой частицы равен нулю, т.е.  $I_{e0} + I_{i0} = 0$ ,  $I_{e0}$  и  $I_{i0}$  – равновесные токи электронов и ионов. Соответственно, заряд пылевой частицы  $Q_0$  называется равновесным зарядом частицы.

Для простоты рассмотрим сферические пылевые частицы конечного размера, помещенные в немагнитную плазму, состоящую из электронов и однозарядных ионов. Токи на поверхность пылевой частицы, заряжающие ее, могут быть вычислены с использованием зондовой модели [23]. Сечение для ионов и электронов, ударяющихся в неподвижную пылевую частицу, могут быть выражены как [24]

$$\sigma_\alpha = \pi r_d^2 \left( 1 - \frac{2Qq_\alpha}{r_d m_\alpha v^2} \right), \tag{2}$$

где  $r_d$  – радиус пылевой частицы,  $q_\alpha$  – заряд частицы  $\alpha$  (для электронов  $\alpha = e$ , для ионов  $\alpha = i$ ). Как правило, электроны достигают поверхности пылевой частицы намного быстрее, чем ионы, поскольку средняя скорость электронов намного больше средней скорости ионов. В случае, если рассматриваются только первичные электроны и ионы, пылевые частицы будут отрицательно заряжены. Для отрицательно заряженной пылевой частицы скорость электронов, которые могут попасть на пылевую частицу, должна превышать  $v_{\min} = \sqrt{2e|Q|/r_d m_e}$ ,  $e$  – величина заряда электрона. Из-за притяжения между ионами и пылевой частицей ионы любой скорости могут попасть на частицу. Ток зарядки пылевой частицы  $I_\alpha$ , переносимый составляющими плазмы  $\alpha$ , может быть выражен как

$$I_\alpha = q_\alpha \int_{v_{\min}}^{v_{\max}} v \sigma_\alpha f_\alpha(\mathbf{v}) d\mathbf{v}, \tag{3}$$

где  $f_\alpha(\mathbf{v})$  – распределение частиц  $\alpha$  по скоростям,  $v_{\min}$  – минимальное значение скорости частицы плазмы, при которой частица плазмы попадает в пылевую частицу, а  $v_{\max}$  определяется функцией распределения.

Поскольку характерный масштаб времени электронов намного меньше, чем ионно-звуковых волн, то можно предположить, что электро-

ны остаются в  $q$ -распределении в присутствии ионно-звуковых волн. Чтобы смоделировать неэкстенсивность электронов, мы используем следующую трехмерную функцию  $q$ -распределения [25]

$$f_e(\mathbf{v}) = A_q n_{e0} \left[ 1 - (q-1) \frac{m_e (v^2 - e\phi)}{2T_e} \right]^{1(q-1)}, \tag{4}$$

где  $q$  – неэкстенсивность электронов,  $m_e$  – масса электронов,  $T_e$  – номинальная температура электронов в энергетических единицах,  $\phi$  – плазменный потенциал,  $n_{e0}$  – невозмущенная концентрация электронов,  $A_q$  – нормировочная константа.

Интегрируя полученное выражение по  $v$ , получаем распределение электронной плотности в неэкстенсивном потенциальном поле [26]

$$n_e = n_{e0} \left[ 1 + (q-1) \frac{e\phi}{T_e} \right]^{-(3q-1)/2(q-1)}, \quad (q > -1). \tag{5}$$

Следовательно, линейное возмущение электронной плотности

$$\tilde{n}_e = \frac{3q-1}{2} n_{e0} \frac{e\tilde{\phi}}{T_e}. \tag{6}$$

Здесь мы приняли, что потенциал плазмы равен  $\phi = \phi_0 + \tilde{\phi}$ , где  $\tilde{\phi}$  – возмущение потенциала, вызванное ионно-звуковой волной, а  $\phi_0$  – фоновый потенциал плазмы в состоянии равновесия, который предполагается равным нулю, т.е.  $\phi_0 = 0$ .

Комбинируя уравнения (3) и (4), получаем электронный ток зарядки [27]

$$I_e = -e\sqrt{8\pi} n_{e0} r_d^2 \times \sqrt{\frac{T_e}{m_e}} \frac{B_q}{2q-1} \left[ 1 + \frac{(q-1)e\phi}{T_e} + \frac{(q-1)eQ}{T_e r_d} \right]^{1(q_\alpha-1)+2} \tag{7}$$

где

$$B_q = \begin{cases} \frac{(1-q)^{3/2}}{q} \frac{\Gamma\left(\frac{1}{1-q}\right)}{\Gamma\left(\frac{1}{1-q} - \frac{3}{2}\right)}, & (3/5 < q < 1) \\ (q-1)^{3/2} \frac{3q-1}{2q} \frac{\Gamma\left(\frac{1}{q-1} + \frac{3}{2}\right)}{\Gamma\left(\frac{1}{q-1}\right)}, & (q > 1) \end{cases} \tag{8}$$

Электронный ток зарядки может быть представлен как  $I_e = I_{e0} + \tilde{I}_e$  с равновесным значением

$$I_{e0} = -e\sqrt{8\pi} n_{e0} r_d^2 \sqrt{\frac{T_e}{m_e}} \frac{B_q}{2q-1} \left[ 1 + \frac{(q-1)eQ_0}{T_e r_d} \right]^{1(q_\alpha-1)+2} \tag{9}$$

и линейным возмущением

$$\tilde{I}_e = \frac{(2q-1)I_{e0}e}{T_e + (q-1)eQ_0/r_d} \left( \tilde{\phi} + \frac{\tilde{Q}}{r_d} \right). \quad (10)$$

Здесь  $Q_0$  и  $\tilde{Q}$  – равновесное и возмущенное значение заряда пылевой частицы.

Комбинируя уравнения (3) и (4), можно получить равновесный ионный ток зарядки

$$I_{i0} = e \int_0^\infty 4\pi v^3 \tilde{\sigma}_{i0} f_{i0} dv = e \sqrt{8\pi n_{i0} r_d^2} \sqrt{\frac{T_i}{m_i}} \left( 1 - \frac{eQ_0}{T_i r_d} \right) \quad (11)$$

и линейное возмущение ионного тока зарядки

$$\tilde{I}_i = e \int_0^\infty 4\pi v^3 \tilde{\sigma}_i f_{i0} dv + e \int_0^\infty v \sigma_{i0} \tilde{f}_i dv, \quad (12)$$

где  $\sigma_{i0} = \pi r_d^2 (1 - 2Q_0 e / r_d m_i v^2)$ , флуктуации заряда пыли вызывают возмущение сечения  $\tilde{\sigma}_i = -\pi r_d^2 (2\tilde{Q}e / r_d m_i v^2)$ , равновесная функция распределения ионов  $f_{i0} = n_{i0} (m_i / 2\pi T_i)^{3/2} \exp(-m_i v^2 / 2T_i)$ , возмущение функции распределения ионов  $\tilde{f}_i$  задается решением уравнения Власова [28]

$$\tilde{f}_i = -\frac{ek\tilde{\phi} \partial f_{i0} / \partial v_x}{m_i (\omega - kv_x)}. \quad (13)$$

Теперь уравнение (12) может быть представлено в виде

$$\tilde{I}_i = \frac{eI_{e0}\tilde{Q}}{T_i r_d - eQ_0} + e \int_0^\infty v \sigma_{i0} \tilde{f}_i dv. \quad (14)$$

Линеаризуя уравнение (1), получаем

$$\frac{\partial}{\partial t} \tilde{Q} = \tilde{I}_e + \tilde{I}_i. \quad (15)$$

Следовательно, возмущение заряда пылевой частицы может быть получено из уравнений (10)–(15)

$$\tilde{Q} = \frac{i}{(\omega + iv_{ch}) T_e + (q-1)eQ_0/r_d} \frac{(2q-1)I_{e0}e\tilde{\phi}}{e} - \frac{ike^2}{m_i (\omega + iv_{ch})} \int_0^\infty v \sigma_{i0} \frac{\partial f_{i0} / \partial v_x}{\omega - kv_x} dv, \quad (16)$$

где

$$v_{ch} = \left[ \frac{2q-1}{T_e r_d + (q-1)eQ_0} + \frac{1}{T_i r_d - eQ_0} \right] e |I_{e0}| \quad (17)$$

частота зарядки пылевой частицы [29], обусловленная вариациями эффективного сечения столкновений из-за возмущений заряда пылевой частицы. В равновесии выполняется условие электронейтральности, т.е.  $en_{e0}en_{i0} + Q_{d0}n_d$ , где  $n_d$  – плотность неподвижных пылевых частиц.

Таким образом, линеаризованное уравнение Пуассона имеет вид

$$\nabla^2 \tilde{\phi} = 4\pi [e(\tilde{n}_e - \tilde{n}_i) - n_{d0}\tilde{Q}], \quad (18)$$

где  $\tilde{n}_i = \int \tilde{f}_i dv$ .

Подставляя (6) и (16) в (18), получим

$$\frac{3q-1}{2} \frac{1}{k^2 \lambda_{de}^2} + \chi_i - \frac{i}{(\omega + iv_{ch})} \left( v_{chi} \frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2} - \frac{v_{che}}{k^2 \lambda_{de}^2} \right) + 1 = 0, \quad (19)$$

где  $\lambda_{de}^2 = T_e / (4\pi n_{e0} e^2)$  – электронная дебаевская длина,

$$\chi_i = \frac{\omega_{pi}^2}{k^2} \frac{1}{n_{i0}} \int_{-\infty}^\infty \frac{\partial f_{i0} / \partial v_x}{\omega/k - v_x} dv; \quad (20)$$

$$v_{che} = \frac{n_{d0} |I_{e0}|}{n_{e0} e} \frac{2q-1}{1 + (q-1)eQ_0 / (T_e r_d)}; \quad (21)$$

$$v_{chi} = -\frac{\omega^2 n_{d0}}{k^2 n_{i0}} \int_0^\infty v \sigma_{i0} \frac{\partial f_{i0} / \partial v_x}{\omega/k - v_x} dv; \quad (22)$$

$\chi_i$  – обычная восприимчивость ионов,  $v_{che}$  и  $v_{chi}$  частоты зарядки пыли из-за возмущений плотности электронов и ионов соответственно.

Что касается ионно-звуковых волн, то можно предположить  $T_e \gg T_i$  и  $\omega \gg kv_{Ti}$ . Интегрируя уравнения (20) и (22) в сферических координатах в пространстве скоростей, получаем

$$\chi_i \approx -\omega_{pi}^2 / \omega^2, \quad (23)$$

$$v_{chi} = \frac{2n_{d0} I_{i0}}{3n_{i0} e} \left( 1 + \frac{1}{1 - eQ_0 / T_i r_d} \right). \quad (24)$$

Далее, используя уравнения (21), (23), (24) и (19), получим дисперсионное уравнение, учитывающее флуктуации заряда пылевой частицы, в виде:

$$\left( \omega^2 - \frac{k^2 C_s^2}{\frac{3q-1}{2} + k^2 \lambda_{de}^2} \right) \left[ \omega + i \left( v_{ch} + \frac{v_{che}}{\frac{3q-1}{2} + k^2 \lambda_{de}^2} \right) \right] = i \frac{k^2 C_s^2}{\frac{3q-1}{2} + k^2 \lambda_{de}^2} \left( v_{chi} - \frac{v_{che}}{\frac{3q-1}{2} + k^2 \lambda_{de}^2} \right), \quad (25)$$

где  $C_s = \sqrt{T_e / m_i}$  – ионно-звуковая скорость.

В случае  $n_d \rightarrow 0$  можно найти  $v_{che}, v_{chi} \rightarrow 0$  из дисперсионного уравнения

$$\omega^2 = \frac{k^2 C_s^2}{(3q-1)/2 + k^2 \lambda_{de}^2}, \quad (26)$$

$$\omega = -i v_{ch}. \quad (27)$$

Уравнение (26) описывает хорошо известную ионно-звуковую волну в случае неэкстенсивных электронов. Уравнение (27) описывает чисто затухающую моду релаксации заряда.

Уравнение (25) – общее дисперсионное соотношение, описывающее взаимодействующие ионно-звуковые волны и моду релаксации пылевого заряда, учитывающую неэкстенсивность электронов. Дисперсия ионно-звуковых волн  $\omega_{1,2}$  и чисто затухающей моды зарядки пыли  $\omega_3$  имеют следующий вид:

$$\omega_{1,2} \approx \pm k C_s \sqrt{\frac{2}{3q-1}} \times \left[ 1 - \frac{1}{2} \frac{(v'_{che} - v_{chi})(v_{ch} + v'_{che})}{\frac{2}{3q-1} k^2 C_s^2 + (v_{ch} + v'_{che})^2} \right] - \frac{1}{2} \frac{ik^2 C_s^2 \sqrt{\frac{2}{3q-1}} (v'_{che} - v_{chi})}{\frac{2}{3q-1} k^2 C_s^2 + (v_{ch} + v'_{che})^2}, \quad (28)$$

$$\omega_3 = -i \times \left[ v_{ch} + v'_{che} - \frac{\frac{2}{3q-1} k^2 C_s^2 \frac{T_e}{T_i} (v'_{che} - v_{chi})}{(v_{ch} + v'_{che})^2 + \frac{2}{3q-1} k^2 C_s^2 \frac{T_e}{T_i}} \right], \quad (29)$$

где  $v'_{che} = 2v_{che}/(3q-1)$ ,  $(3q-1)/2 \gg k^2 \lambda_{de}^2$ . Из уравнения (28) можно сделать вывод, что частота зарядки пыли вследствие возмущения электронной плотности  $v_{che}$  приводит к затуханию IAWs, а частота зарядки пыли вследствие возмущения плотности ионов  $v_{chi}$  приводит к неустойчивости IAWs. Устойчивость IAW определяется конкуренцией между затуханием, вызванным затуханием Ландау и возмущением электронной плотности, и неустойчивостью, вызванной возмущением плотности ионов.

### 3. ЧИСЛЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Для анализа влияния различных параметров плазмы, особенно неэкстенсивного параметра  $q$ , от характера волновой моды, мы исследовали уравнения (28) и (29) численно. Для удобства мы

определим  $\omega_{1,2}/\omega_{pi} = \omega_{r1,2} - i\gamma_{1,2}$  и  $\omega_3/\omega_{pi} = -i\gamma_3$ , где  $\omega_{r1,2}$  и  $\gamma_{1,2}$  – действительная и мнимая часть  $\omega_{1,2}$  в единицах  $\omega_{pi}$ . Для численных расчетов был использован следующий набор параметров

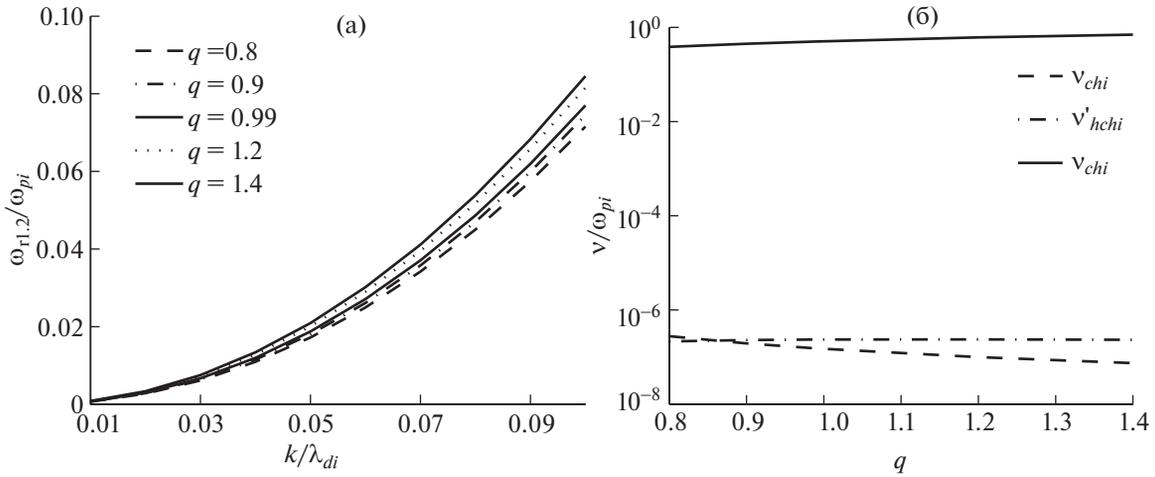
$$T_e = 1 \text{ эВ}, \quad T_i = 0.1 \text{ эВ}, \\ r_d = 1 \text{ мкм}, \quad n_{i0} = 10^{12} \text{ см}^{-3},$$

и  $n_d$  принимается равным  $10^9 \text{ см}^{-3}$  и  $10^3 \text{ см}^{-3}$  соответственно.

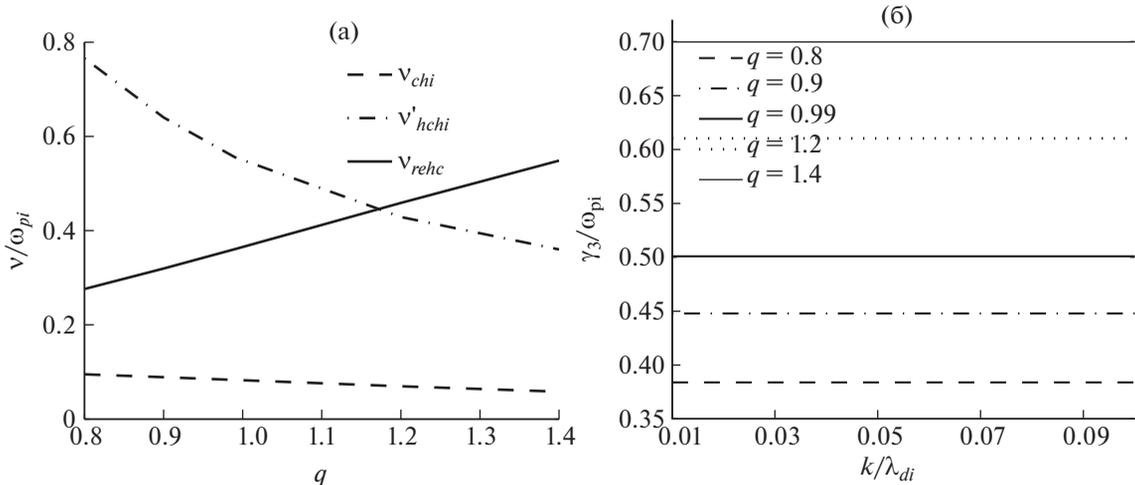
Основное внимание в работе уделено изучению влияния флуктуаций пылевого заряда на IAW в плазме с неэкстенсивно распределенными электронами. Следовательно, параметры  $v_{ch}$ ,  $v'_{che}$  и  $v_{chi}$ , которые отражают эффекты колебаний заряда, изображены на рисунке 1 в зависимости от  $q$ , где рис. 1а и рис. 1б отвечают значениям  $n_d = 10^9 \text{ см}^{-3}$  и  $n_d = 10^3 \text{ см}^{-3}$  соответственно.

Рисунок 1 показывает, что  $v_{ch}$  увеличивается с ростом  $q$ , а  $v_{chi}$  уменьшается с ростом  $q$ .  $v'_{che}$  уменьшается с ростом  $q$  для очень высокой концентрации пыли, и изменяется немонотонно для очень низкой концентрации пыли. Сравнивая рис. 1а, с, б, можно убедиться, что  $v_{ch}$  почти не зависит от плотности пыли, а  $v'_{che}$  и  $v_{chi}$  растет почти пропорционально плотности пыли и даже приближается к значению, большему, чем  $v_{ch}$ . В плазме с очень низкой концентрацией пыли  $v_{ch}$  играет доминирующую роль в колебаниях заряда, т.е.  $v_{ch} \gg v_{chi}, v'_{che}$ . В этом случае  $v'_{che} < v_{chi}$ , когда  $q$  меньше 0.85, и  $v'_{che} > v_{chi}$  для больших значений  $q$ . В плазме с очень высокой концентрацией пыли  $v_{chi}, v'_{che}$  будет сравнимо с  $v_{ch}$  и  $v'_{che} \gg v_{chi}$  для произвольного  $q$ .

На рис. 2 представлена зависимость частоты и скорости затухания IAW от волнового числа  $k$  для  $n_d = 10^9 \text{ см}^{-3}$ . Из рис. 2 можно констатировать, что частота IAW увеличивается с ростом  $q$ , тогда как скорость затухания IAW уменьшается с ростом  $q$ . То есть более высокотемпературные электроны приведут к демпфированию моды быстрее. Это связано с тем, что  $v'_{che} \gg v_{chi}$  и рост  $v_{ch}$  относительно  $q$  намного быстрее, чем  $v'_{che}$ . Стоит отметить, что затухание IAW из-за зарядки пыли происходит в результате передачи энергии между ионно-звуковыми волнами. Этот механизм значительно отличается от затухания Ландау, которое обусловлено резонансным взаимодействием волна-частица. Из рисунка 2а видно, что скорость затухания, обусловленная флуктуациями заряда, составляет порядка  $0.01\omega_{pi}$ . Это согласуется с заключением в работе [6], что затухание ионной волны, вызванное процессом зарядки пыли,



**Рис. 1.** Зависимость  $n_{ch}$ ,  $v'_{che}$  и  $v_{chi}$  от  $q$  для случая  $T_e = 1$  эВ,  $T_i = 0.1$  эВ,  $r_d = 1$  м,  $n_{i0} = 10^{12}$  см $^{-3}$ ;  $n_d = 10^9$  см $^{-3}$  (а),  $n_d = 10^3$  см $^{-3}$  (б).



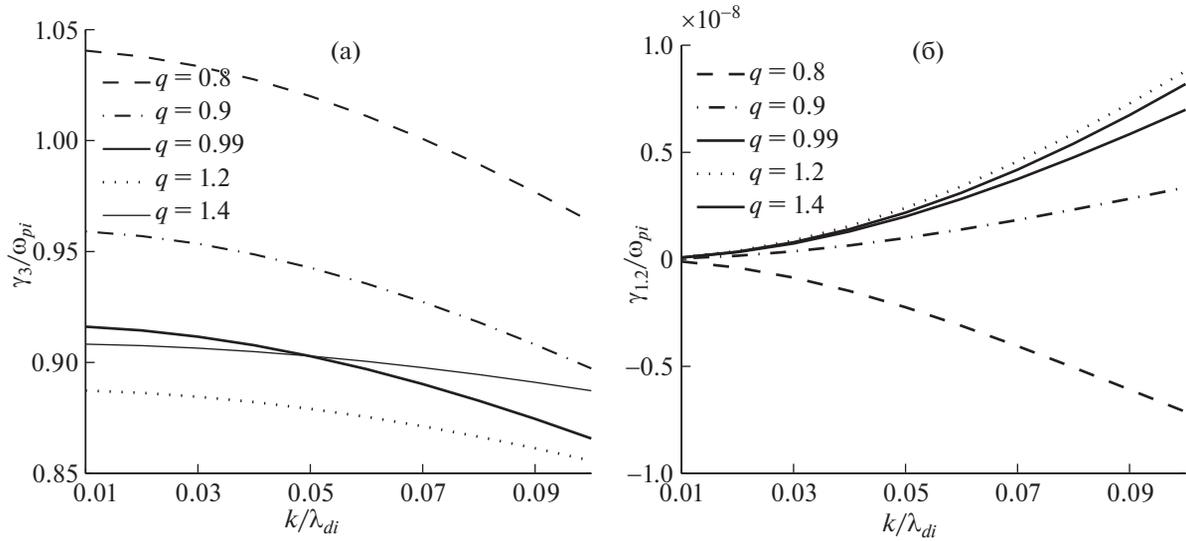
**Рис. 2.** Зависимость частоты и декремента затухания IAWs от  $k$ , все параметры такие же, как на рис. 1, за исключением  $n_d = 10^9$  см $^{-3}$ : частота IAWs (а), инкремент затухания IAWs (б).

может быть того же порядка или даже больше, чем скорость затухания Ландау для длинноволнового возмущения.

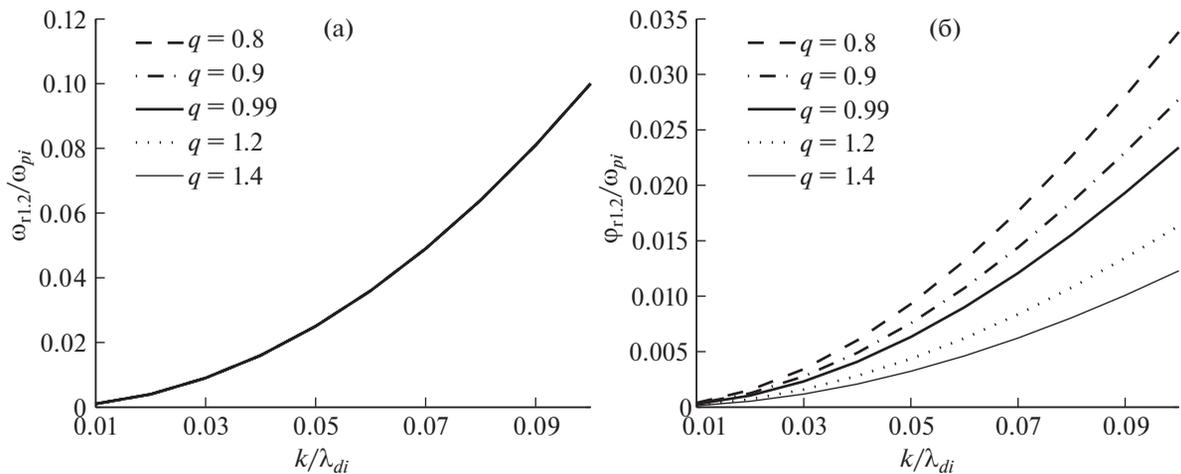
Для иллюстрации влияния концентрации пыли на характер волновой моды, частота и скорость затухания IAWs в зависимости от  $k$  в случае  $n_d = 10^3$  см $^{-3}$  приведены на рис. 3. Это подтверждает, что влияние  $q$  на частоту волны слишком мало, чтобы его можно было различить. Сравнивая рис. 3 с рис. 2, можно убедиться, что частота в случае  $n_d = 10^3$  см $^{-3}$  немного больше чем в случае  $n_d = 10^9$  см $^{-3}$ . Но инкремент затухания в случае  $n_d = 10^3$  см $^{-3}$  проявляет иное поведение по срав-

нению с поведением при  $n_d = 10^9$  см $^{-3}$ . Для  $q > 1$  инкремент затухания будет уменьшаться с уменьшением  $q$ . В то же время, неустойчивость, вызванная флуктуациями заряда, будет иметь место, когда  $q$  меньше определенного значения в случае  $q < 1$ . Из рис. 1 можно найти  $v'_{che} < v_{chi}$ , когда  $q$  меньше 0.85. По этой причине имеет место неустойчивость, вызванная флуктуациями заряда, пыли при  $q = 0.8$ . Стоит отметить, что скорость развития неустойчивости, вызванной флуктуациями заряда, настолько мала, что не превышает затухание Ландау, вызванное ионами. То есть затухание будет происходить немного медленнее.

Из рис. 4а, видно, что для плазмы с высокой концентрацией пыли декремент затухания



**Рис. 3.** Зависимость частоты и декремента затухания IAWs от  $k$ , все параметры такие же, как на рис. 2, за исключением  $n_d = 10^3 \text{ см}^{-3}$ : частота IAWs (а), инкремент затухания IAWs (б).



**Рис. 4.** Зависимость декремента затухания чисто затухающей моды от  $k$ , все параметры такие же, как на рис. 1:  $n_d = 10^9 \text{ см}^{-3}$  (а),  $n_d = 10^9 \text{ см}^{-3}$  (б).

уменьшается с увеличением  $k$  и изменяется немонотонно по отношению к  $q$ . В то же время, для плазмы с низкой концентрацией пыли декремент затухания чисто затухающей моды почти не зависит от волнового числа  $k$  и возрастает с ростом параметра неэкстенсивности электронов  $q$ . Это можно интерпретировать следующим образом:

$v_{ch} \gg v'_{che}, v_{chi}$  в случае  $n_d = 10^9 \text{ см}^{-3}$  дисперсия затухающей моды аппроксимируется значением  $\omega_3 \approx -iv_{ch}$ , не зависящим от волнового числа  $k$ .

#### 4. ОБСУЖДЕНИЯ И ВЫВОДЫ

Линейная дисперсия для ионно-звуковых волн получена самосогласованным способом, принимая во внимание влияние флуктуаций заряда пыли и наличие неэкстенсивных электронов. В результате изменения распределения электронной плотности в потенциальном поле колебания заряда, вызванные возмущениями плотности и потенциала, изменяются. Следовательно, свойства IAWs имеют некоторые отли-

чия от случая плазмы с максвелловскими электронами.

Для плазмы с высокой концентрацией пыли частота IAW увеличивается с уменьшением параметра неэкстенсивности электронов  $q$ . Тем не менее, инкремент затухания IAW изменяется в обратную сторону. При низкой концентрации пыли частота IAW практически не зависит от  $q$ . Когда  $q$  меньше определенного значения, возникает неустойчивость, вызванная колебаниями заряда пыли. Инкремент неустойчивости настолько мал, что невозможно преодолеть затухание, вызванное ионами. Следовательно, IAWs в итоге будут затухать. Инкремент затухания IAW изменяются немонотонно по отношению к  $q$ . Существует чисто затухающая мода, связанная с IAWs, обусловленная флуктуациями заряда пыли. Ее поведение отличается для плазмы с высокой и низкой концентрацией пыли. В первом случае декремент затухания увеличивается с уменьшением  $q$ , а в последнем он меняется немонотонно с  $q$ .

Работа поддержана Китайской программой международного сотрудничества S&T (2015DFA61800), Ключевой лабораторией синтеза и Управления информацией провинции Цзянси (Грант № 20171BCD40005), научно-технологическими проектами Департамента образования провинции Цзянси (GJJ160196). Наконец, мы хотели бы поблагодарить анонимного рецензента за чтение рукописи, ценные комментарии и важные предложения по работе.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *De Angelis U., Formisano V., Giordano M.* // J. Plasma Phys. 1988. V. 40. P. 399.
2. *Barkan A., D'Angelo N., Merlino R.L.* // Planet. Space Sci. 1996. V. 44. P. 239.
3. *Adhikary N.C., Deka M.K., Bailung H.* // Phys. Plasmas. 2009. V. 16. P. 063701.
4. *Li F., Havnes O., Melandso F.* // Planet. Space Sci. 1994. V. 42. P. 401.
5. *Nejoh Y.N.* // Aust. J. Phys. 1998. V. 51. P. 95.
6. *Ma J.X., Yu M.Y.* // Phys. Plasmas. 1994. V. 1. P. 3520.
7. *Popel S.I., Losseva T.V., Merlino R.L., Andreev S.N., and Golub' A.P.* // Phys. Plasmas. 2005. V. 12. P. 054501.
8. *Popel S.I., Losseva T.V., Golub' A.P., Merlino R.L., Andreev S.N.* // Contrib. Plasma Phys. 2005. V. 45. P. 461.
9. *Losseva T.V., Popel S.I., Golub' A.P., Shukla P.K.* // Phys. Plasmas. 2009. V. 16. P. 093704.
10. *Cairns R.A., Mamun A.A., Bingham R., Dendy R., Bostrom R., Nairns C.R.C., Shukla P.K.* // Geophys. Res. Lett. 1995. V. 22. P. 2709.
11. *Vasyliunas V.M.* // J. Geophys. Res. 1968. V. 73. P. 2839.
12. *Mace R.L., Hellberg M.A.* // Phys. Plasmas. 1995. V. 2. P. 2098.
13. *Shahmansouri M.* // Chin. Phys. Lett. 2012. V. 2929. P. 105201.
14. *Losseva T.V., Popel S.I., Golub' A.P.* // Plasma Phys. Rep. 2012. V. 38. P. 729.
15. *Tsallis C.* // J. Stat. Phys. 1988. V. 52. P. 479.
16. *Liu L., Du J.* // Physica A. 2008. V. 387. P. 4821.
17. *Liu Z., Liu L., Du J.* // Phys. Plasmas. 2009. V. 16. P. 072111.
18. *Sahu B.* // Phys. Plasmas. 2011. V. 18. P. 082302.
19. *Tribeche M., Djebarni L., Amour R.* // Phys. Plasmas. 2010. V. 17. P. 042114.
20. *Amour R., Gougam L.A., Tribeche M.* // Physica A. 2015. V. 436. P. 856.
21. *Guo S., Mei L., Zhang Z.* // Phys. Plasmas. 2015. V. 22. P. 052306.
22. *Barnes M.S., Keller J.H., Forster J.C., O'Neill J.A., Coultas D.K.* // Phys. Rev. Lett. 1992. V. 68. P. 313.
23. *Allen J.E.* // Phys. Scripta. 1992. V. 45. P. 497.
24. *Shukla P.K., Mamun A.A.* Introduction to Dusty Plasma Physics. IOP, Bristol, 2002.
25. *Amour R., Tribeche M.* // Commun. Nonlinear Sci. Numer. Simulat. 2011. V. 16. P. 3533.
26. *Liu Y., Liu S.Q., Xu K.* // Phys. Plasmas. 2012. V. 19. P. 073702.
27. *Liu Y., Liu S.Q., Zhou L.* // Phys. Plasmas. 2013. V. 20. P. 043702.
28. *Chen F.F.* Introduction to Plasma Physics. New York, Academic, 1965.
29. *Tsytoovich V.N., Havnes O.* // Comments Plasma Phys. Control. Fusion. 1993. V. 15. P. 267.