

Электронные и ионные пучки

УДК 536.24;33

Границы устойчивости многокомпонентных и ограниченных ионизированных пучков

К. Б. Галицкий

Московский авиационный институт (Государственный технический университет),
Москва, Россия

На основе решения системы уравнений Пуассона-Власова получено дисперсионное уравнение для широкого класса начальных возмущений, учитывающее влияние граничных условий на развитие неустойчивости в ионизированных пучках. Предложена методика определения границы устойчивости как для неограниченных, так и для ограниченных многокомпонентных ионизированных пучков. Приведено сравнение результатов теоретического анализа с экспериментальными данными.

Неустойчивость ионизированных пучков представляет процесс нарастания во времени малых возмущений относительно их равновесного состояния [1]. Данная проблема исследована не в полной мере, особенно это касается моделирования процесса распространения пучков в реальных системах [2, 3]. В этом плане научную и практическую значимость представляют исследования особенностей развития неустойчивости в многокомпонентных ограниченных пучках. Например, при зондировании квазинейтральным пучком ионосферы Земли важно знать условия развития неустойчивости пучков ионов инертных газов (аргона, ксенона и т. п.). При моделировании процесса распространения пучков в энергетических и технологических установках важно также знать влияние граничных условий и размеров системы на устойчивость этого процесса.

В данной работе под неустойчивостью ионизированных пучков понимается процесс их разрушения, обусловленный отклонением функции распределения частиц по скоростям от ее равновесного значения (максвелловского). При решении задачи неустойчивости плазменных пучков можно ограничиться анализом только электростатической неустойчивости, полагая возмущения электрического поля потенциальными. Это допущение оправдано тем, что под действием электростатической неустойчивости равновесное состояние плазмы изменяется раньше, чем проявляются магнитные эффекты, поскольку, как показывает анализ, инкрименты электростатической неустойчивости существенно больше инкриментов электромагнитной неустойчивости [1–4]. Развитие электростатической неустойчивости приводит к колебаниям электростатического потенциала, происходит рассеяние заря-

женных частиц на неоднородностях потенциала, что может восприниматься как увеличение частоты электронно-ионных столкновений.

Дисперсионное уравнение

Рассмотрим одномерную нестационарную систему, представляющую многокомпонентную плазму с относительным движением компонентов. Согласно бесстолкновительной модели малые возмущения такой системы удовлетворяют линеаризованной системе Пуассона-Власова [1]

$$\frac{\partial}{\partial t} f_j(t, v, x) + v \frac{\partial}{\partial x} f_j(t, v, x) = \frac{e_j}{m_j} \frac{\partial f_{0j}}{\partial v} \frac{\partial \varphi(t, x)}{\partial x}; \quad (1)$$

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} \varphi(t, x) = -4\pi \sum_{j=1}^N e_j \int_{-\infty}^{\infty} f_j(t, v, x) dv.$$

Применив к системе (1) преобразование Лапласа по времени t и преобразование Фурье по координате x при нулевых граничных условиях, получим следующее выражение для Фурье-образа электростатического потенциала φ

$$\xi^2 \varphi(\omega, \xi) = -4\pi \sum_{j=1}^N \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{v} \left[\frac{e_j^2}{m_j} \frac{\partial f_{0j}(v)}{\partial v} i \xi \varphi(\omega, \xi) + f_{0j}(0, v, \xi) \right] \times \\ \times \frac{idv}{\xi + \frac{\omega}{v}}. \quad (2)$$

Если в уравнении (2) положить $\varphi(x) = \exp(ikx)$ или считать электростатический потенциал $\varphi(x)$ гладкой функцией, достаточно быстро убываю-

щей на бесконечности, т. е. такой, что для нее существует преобразование Фурье в классическом смысле, то из уравнения (2) следует дисперсионное соотношение для неограниченной системы [2]

$$\varepsilon(k, \omega) = 1 + \sum_{j=1}^n \frac{\omega_{pj}}{k^2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{k}{\omega - kv} \frac{\partial f_{0j}}{\partial v} dv, \quad (3)$$

где $\omega_{pj} = (4\pi n_j e_j^2 / m_j)^{1/2}$ — плазменная частота j -й компоненты; для электронов $\omega_{pe} = 2\pi \times 10^4 \sqrt{n_e}$ Гц.

Рассмотрим ограниченную систему с краевыми условиями

$$\varphi(\omega, 0) = \varphi(\omega, l) = 0. \quad (4)$$

Всякая локально-интегрируемая функция может быть представлена рядом Фурье

$$\varphi(x) = \sum_{n=-\infty}^{n=\infty} \varphi(n) \exp\left(\frac{i\pi n}{l} x\right). \quad (5)$$

В этом случае преобразование Фурье для $\varphi(x)$ будет иметь вид

$$\varphi(\xi) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \varphi(n) \delta\left(\xi + \frac{\pi n}{l}\right). \quad (6)$$

В силу граничного условия (4) выражение (6) примет вид

$$\varphi(\xi) = \sum_{n=1}^{\infty} \varphi(n) \left[\delta\left(\xi + \frac{\pi n}{l}\right) - \delta\left(\xi - \frac{\pi n}{l}\right) \right]. \quad (7)$$

Подставляя выражение (5) в (2) и умножая скалярно обе части уравнения (2) на $\left[\delta\left(\xi + \frac{\pi n}{l}\right) - \delta\left(\xi - \frac{\pi n}{l}\right) \right]$, получим выражение для Фурье-образа возмущения электростатического потенциала

$$\varphi_n = \frac{i}{2} \sum \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} \left[\frac{f_{0j}\left(0, v, \frac{\pi n}{l}\right)}{\omega + \frac{\pi n}{l} v} - \frac{f_{0j}\left(0, v, \frac{\pi n}{l}\right)}{\omega - \frac{\pi n}{l} v} \right] dv \right\} \times \left[\left(\frac{\pi n}{l}\right)^2 - 4\pi \sum \frac{e_j^2}{m_j} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{v \left(\frac{\pi n}{l}\right)^2}{\left(\frac{\pi n v}{l}\right)^2 - \omega^2} \frac{\partial f_{0j}}{\partial v} dv \right]^{-1}. \quad (8)$$

Задача о развитии колебаний в плазме сводится к определению нулей знаменателя правой части выражения (8). Приравнявая знаменатель выражения (8) к нулю, получаем дисперсионное уравнение

$$1 = 2\pi \sum_j \frac{e_j^2}{m_j} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{v}{\left(\frac{\pi n v}{l}\right)^2 - \omega^2} \frac{\partial f_{0j}(v)}{\partial v} dv. \quad (9)$$

Данное дисперсионное уравнение в линейном приближении обобщает широкий класс возмущений в ионизированных пучках с учетом граничных условий и позволяет исследовать их устойчивость.

Для практики представляет интерес ионизированный пучок, состоящий из ионов инертных газов (аргона или ксенона), компенсированных электронами, распространяющийся в плазменной среде (например в ионосфере Земли, тяжелую компоненту которой представляет ион кислорода). В этом случае задача об устойчивости ионизированного пучка, в котором концентрации электронов и ионов намного превышают концентрации этих компонент в ионосфере, сводится к определению электрон-ионной неустойчивости. Аналогичная задача возникает при прохождении электрического тока в ионосфере.

Неограниченный многокомпонентный пучок

Математическая постановка задачи на устойчивость решений системы уравнений (1) означает определение таких решений дисперсионного уравнения (3), для которых мнимая часть комплексной частоты $\text{Im } \omega > 0$. В этом случае решение системы уравнений будет в линейном приближении неустойчивым, так как амплитуда колебаний малых возмущений неограниченно возрастает во времени. Как показывает анализ, граница пучковой устойчивости определяется критической скоростью заряженных частиц u_0 , которая в свою очередь зависит от ряда теплофизических параметров, таких как температура, концентрация, масса заряженных частиц и т. д. Под критической скоростью понимается такая направленная скорость движения заряженных частиц плазмы u_0 , что для любой другой относительной скорости движения частиц $v < u_0$ неустойчивость в плазме не развивается. Таким образом, задача определения границы пучковой устойчивости плазмы сводится к определению критической скорости.

Рассмотрим случай, когда начальное распределение частиц по скоростям f_0 является максвелловским

$$f_{0j} = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \frac{n_j}{v_{Tj}} \exp\left[-\frac{(v - v_j)^2}{v_{Tj}^2}\right],$$

где $v_{Tj} = \sqrt{2kT_j/m_j}$ — тепловая скорость j -й компоненты.

С учетом данного соотношения для функции распределения дисперсионное уравнение (3) можно записать в виде

$$k^2 + \sum_{j=1}^n d_j^{-2} G(Z_j) = 0, \quad (10)$$

где

$$d_j^2 = \frac{\kappa T_j}{4\pi n_j e^2}; \quad Z_j = \frac{1}{v_{Tj}} \left(\frac{\omega}{k} - v_j\right);$$

$$G(Z) = 1 + Z \exp(-Z^2) \left[i\sqrt{\pi} - 2 \int_0^Z \exp(u^2) du \right].$$

Проведем вначале анализ на неустойчивость двухкомпонентной плазмы ($n = 2$). Будем считать, что направленная скорость второй компоненты равна нулю. Это достигается путем введения системы координат, связанной с движением этой компоненты. Тогда величины Z_1 и Z_2 будут равны, соответственно

$$Z_1 = \frac{1}{v_{T1}} \left(\frac{\omega}{k} - v_1\right); \quad Z_2 = \frac{1}{v_{T2}} \frac{\omega}{k}. \quad (11)$$

Решение дисперсионного уравнения определяется точками пересечения кривых

$$\xi_1 = -(kd_1)^2 - G(Z_1); \quad (12)$$

$$\xi_2 = \left(\frac{d_1}{d_2}\right)^2 G(Z_2). \quad (13)$$

Полагая волновое число k действительным числом, тогда круговая частота ω является комплексной. Если мнимая часть комплексной частоты $\text{Im } \omega > 0$, то амплитуда колебаний нарастает во времени, что приводит к неустойчивости системы. Следовательно, граница области неустойчивости определяется из условия $\text{Im } \omega = 0$ или путем решения уравнения (10) при $\text{Im } Z_j = 0$ ($j = 1, 2$), что соответствует пересечению вышеприведенных кривых (12) и (13) при действительных значениях аргумента.

Критическое значение скорости u_{01} , определяющее границу неустойчивости, зависит от волнового числа k . Рассмотрим случай $k = 0$ (бесконечно длинная волна), так как именно этому значению k соответствует минимум значе-

ния критической скорости. Другими словами, любая волна в плазме будет затухать, если направленная скорость $v_1 < u_{01}$, где u_{01} — критическая скорость, определяемая при $k = 0$. Для фиксированного отношения d_1^2/d_2^2 при $k = 0$ определяем графически точки Z_1^0 и Z_2^0 , и из соотношений (11) получим выражение (14) для критической скорости

$$\frac{u_{01}}{v_{T1}} = -Z_1^0 + \frac{v_{T2}}{v_{T1}} Z_2^0. \quad (14)$$

Для случая электрон-ионной неустойчивости плазмы, содержащей кислород, аргон, ксенон, значение критической скорости электронов u_{01} , отнесенной к их тепловой скорости v_{T1} , приведены на рис. 1. Для сравнения на этом рисунке представлены соответствующие значения критической скорости для ионов водорода. Из приведенного рис. 1 следует также, что увеличение массы ионной компоненты уменьшает величину критической скорости электронов. Это различие наиболее существенно при условии $1 < d_1^2/d_2^2 < 10$. Отношение d_1^2/d_2^2 при одинаковых концентрациях равно отношению электронной и ионной температур T_1/T_2 . Если направленная скорость электронов соизмерима с их тепловой, то этот случай соответствует границе неустойчивости. Если температура электронов в 2–3 раза превышает ионную, то при $v_1 \approx v_{T1}$ в плазме будет развиваться неустойчивость. Так, для $T_1/T_2 = 2$ при движении электронов относительно ионов кислорода значение $u_{01}/v_{T1} = 0,521$. Заметим, что при наличии тока в пучке, как правило $v_1 \gg v_{T1}$, и, следовательно, ток в пучке неустойчив. На рис. 2 приведены данные для ион-ионной неустойчивости [5]. В этом случае в формуле (16) под v_{T1} понимается тепловая скорость ионов кислорода, а под u_{01} — их направленная скорость. Зависимость, приведенная на рис. 1, подобна зависимости для электрон-ионной неустойчивости (см. рис. 2), однако тепловая скорость электронов в ≈ 171 раз больше тепловой скорости ионов кислорода при одинаковой температуре. Следовательно, в случае ион-ионной неустойчивости абсолютное значение критической скорости ионов кислорода относительно ионов ксенона или аргона в 171 раз меньше, чем абсолютное значение критической скорости электронов в случае электрон-ионной неустойчивости. Это означает, что ион-ионная неустойчивость развивается даже тогда, когда электрон-ионной неустойчивости не существует.

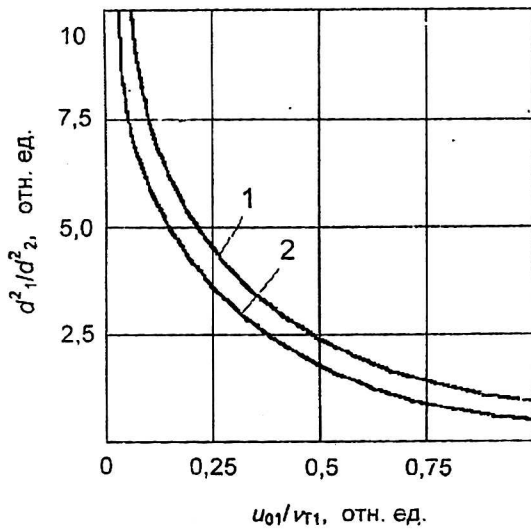


Рис. 1. Значение отношения критической скорости u_{01} к тепловой скорости v_{T1} электронов для электрон-ионной неустойчивости плазмы, содержащей: 1 — ионы кислорода, ксенона, аргона; 2 — водорода

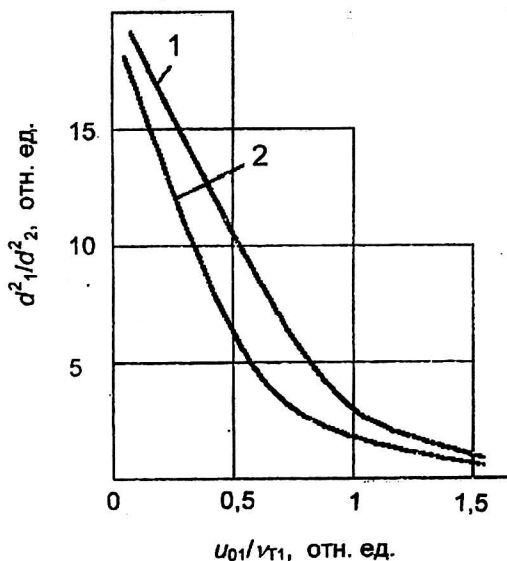


Рис. 2. Значение отношения критической скорости u_{01} к тепловой скорости v_{T1} ионов для ион-ионной неустойчивости плазмы, содержащей: 1 — ионы аргона; 2 — ксенона

Таким образом, задача определения критической скорости для четырехкомпонентной плазмы, состоящей из двух компонент ионов и двух компонент электронов, где ионы и электроны движутся с одинаковой скоростью через покоящуюся плазму, редуцируется к задаче нахождения критической скорости для ионных компонент. Например, при движении ионов ксенона с концентрацией $\approx 10^{13} \text{ м}^{-3}$ и температурой $\approx 0,3 \text{ эВ}$ относительно ионов кислорода с концентрацией 10^{12} м^{-3} и температурой $\approx 0,15 \text{ эВ}$ значение критической скорости $u_{01}/v_{T1} \approx 0,471$.

Ограниченный многокомпонентный пучок

Исследование влияния граничных условий на неустойчивость плазменных колебаний ограничим рамками формальной гидродинамики, т. е. будем полагать, что тепловой разброс отсутствует и исходные функции распределения являются δ -функциями Дирака [6].

Интегрируя правую часть уравнения (9) и используя определение производной δ -функции, получим дисперсионное соотношение

$$2\pi \sum_j \omega_{pj}^2 \frac{\omega^2 + (kv_j)^2}{[(kv_j)^2 - \omega^2]^2} = 1. \quad (15)$$

В случае ограниченной системы особый интерес представляют аperiодические колебания ($\text{Re}\omega = 0$). Рассмотрим левую часть уравнения (15) как функцию $F(\omega)$. Условие наличия комплексных решений уравнения (15) эквивалентно тому, что все минимумы функции $F(\omega)$ находятся выше единицы.

Заметим, что в окрестности $\text{Re}\omega = 0$ наблюдается качественное различие между ограниченным и неограниченным пучками, к которому приводят граничные условия: появляется неустойчивая ветвь колебаний, которой не существовало ранее в безграничной системе. Условием нарастания этих колебаний является неравенство

$$\sum_{j=1}^N \frac{\omega_{pj}^2}{(kv_j)^2} > 1. \quad (16)$$

Из данного соотношения следует, что наиболее неустойчивой является волна наибольшей длины, а так как для ограниченной системы $k = \pi n/l$ ($n = 1, 2, \dots$), то условие неустойчивости запишется в виде

$$\sum_{j=1}^N \frac{\omega_{pj}^2}{\left(\frac{\pi n}{l} v_j\right)^2} > 1, \quad (17)$$

которое допускает простую геометрическую интерпретацию. Если в N -мерном пространстве по каждой оси откладывать комплекс ω_{pj}/kv_j , то область неустойчивости будет внешней областью N -мерной сферы с единичным радиусом.

Рассмотрим несколько частных случаев.

1. Для ограниченного электронного пучка, движущегося относительно неподвижных бесконечно тяжелых ионов, согласно (17), условие неустойчивости принимает вид $\omega_{pe}^2 > (\pi n v_1/l)^2$, где v_1 — направленная скорость электронного потока.

2. Пусть две одинаковые плазменные компоненты движутся навстречу друг другу с одинаковой скоростью v_1 . В этом случае условие развития неустойчивости $\omega_{p1}^2 > 0,5(\pi n v_1 / l)^2$ совпадает с соответствующим условием для неограниченной системы встречных пучков, с той лишь разницей, что в последней вместо значения $\pi n / l$ выступает произвольное волновое число k . Из сравнения условий неустойчивости неограниченной и неограниченной систем следует, что если функция $F(\omega)$ неограниченной системы является четной, и $v_j \neq 0$, то условия развития неустойчивости в окрестности $\omega = 0$ в неограниченной системе аналогичны условиям развития неустойчивости в ограниченной системе.

3. Область двухпоточковой неустойчивости соответствует на рис. 3 заштрихованной области. Условием неустойчивости в этом случае является неравенство

$$\left(\omega_{p1} / \frac{\pi n}{l} v_1 \right)^2 + \left(\omega_{p2} / \frac{\pi n}{l} v_2 \right)^2 > 1.$$

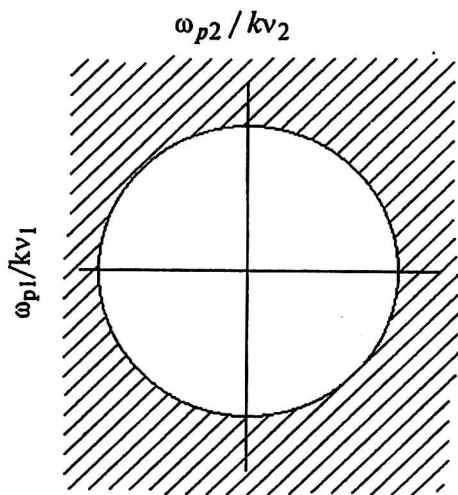


Рис. 3. Область неустойчивости для двухкомпонентной ограниченной плазмы

Если одна из плазменных частот в этом выражении стремится к нулю, то условие неустойчивости соответствует задаче Пирса [2]. Из дисперсионного уравнения для неограниченной системы (3) следует, что при стремлении одной из плазменных частот к нулю для двух неограниченных потоков возможны только вещественные решения уравнения $F(\omega, k) = 1$, так как исчезает одна из двух асимптот. В ограниченной системе (в отличие от неограниченной) могут существовать комплексно-сопряженные решения уравнения $F(\omega, k) = 1$.

4. Практический интерес представляет задача о движении ограниченного квазинейтрального

пучка по плазме ионосферы. Согласно выражению (17) условием неустойчивости такого пучка будет неравенство

$$\left(\frac{\omega_{pe1}}{\frac{\pi n}{l} v_1} \right)^2 + \left(\frac{\omega_{pe2}}{\frac{\pi n}{l} v_2} \right)^2 + \left(\frac{\omega_{pi1}}{\frac{\pi n}{l} v_1} \right)^2 + \left(\frac{\omega_{pi2}}{\frac{\pi n}{l} v_2} \right)^2 > 1,$$

где $\omega_{pe1}, \omega_{pe2}$ — соответственно, плазменные частоты электронов пучка и ионосферы;

$\omega_{pi1}, \omega_{pi2}$ — плазменные частоты ионов пучка и ионосферы, соответственно;

v_1, v_2 — соответственно, направленная скорость ионов пучка и ионов ионосферной плазмы относительно границ пучка.

В некоторых приложениях важен случай, когда границы пучка движутся в ионосферу, тогда под l следует понимать расстояние между границами.

Сопоставление результатов теоретического анализа с опытными данными

Предложенная методика исследования на устойчивость ограниченных плазменных пучков была использована при обработке данных эксперимента по созданию широкоампертурного ионоприемника для приема и торможения интенсивных плазменных потоков. Потребность в устройствах такого рода возникла в связи с созданием мощных плазменных ускорителей. Особенно остро этот вопрос встает при ресурсных испытаниях таких ускорителей. Данный ионоприемник рассматривается как устройство, способное снизить выход продуктов эрозии материалов мишеней при проведении испытаний путем приема и нейтрализации квазинейтрального ионного пучка. Методика определения устойчивости плазменного пучка использовалась при исследовании колебательных процессов в системе "ускоритель—пучок—ионоприемник". Принципиальная схема экспериментальной установки приведена на рис. 4. В экспериментах использовался источник ионов "Кауфмана-2" с плоской ионооптической системой (ИОС), образованной перфорированными эмиссионными и ускоряющими электродами, а также выходным заземленным электродом с отверстием диаметра 100 мм для ионного пучка. За выходным электродом установлен нейтрализатор в виде накаливаемой вольфрамовой спирали, по длине пучка располагались магнитные и электрические зонды, которые могли перемещаться в перпендикулярном направлении к оси пучка. Измерения спектральных характеристик колебаний прово-

дились по традиционной методике измерения колебаний плавающего потенциала. При ориентации зондов по электрическому полю измерялось усредненное значение амплитуды колебаний плавающего потенциала. Зонды через разъем в стенке вакуумной камеры соединялись с измерительной аппаратурой. Огибающая спектра шумового сигнала, снимаемого с зондов, регистрировалась с помощью анализатора спектра СКЧ-89-6 и двухкоординатного самописца "Indim-7", подключенного к измерителю. Для повышения точности измерений использовали также селективные вольтметры типа SMV-11 и WMS-4-8. Энергию ионов и ток пучка измеряли в цепи эмиссионного электрода. Потенциал нейтрализатора относительно выходного электрода задавался источником постоянного тока, а эмиссионный ток измерялся миллиамперметром.

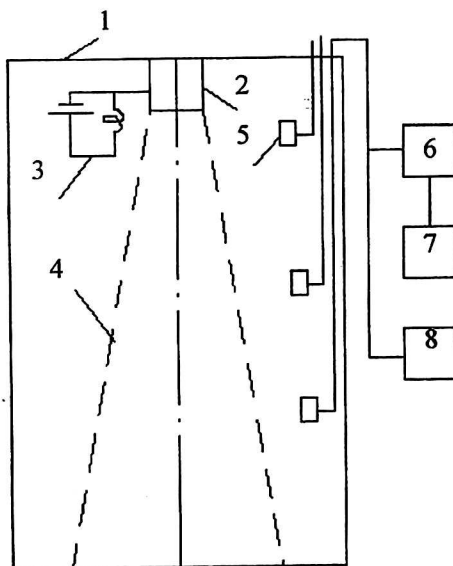


Рис. 4. Схема экспериментальной установки:

1 — вакуумная камера; 2 — ионный источник; 3 — нейтрализатор; 4 — квазинейтральный пучок; 5 — электромагнитный датчик; 6 — спектроанализатор; 7 — регистрирующее устройство; 8 — милливольтметр

Анализ амплитудно-частотной характеристики собственных шумов плазменного пучка, снятой электрическим зондом, показал, что наибольшая амплитуда приходится на область малых частот $\omega \ll \omega_{pe}$. Это хорошо согласуется с теорией, согласно которой электростатическая неустойчивость ограниченного квазинейтрального пучка носит апериодический характер, т. е. развивается в окрестности нуля действительной части частоты. На рис. 5 приведены зависимости для частот колебаний, соответствующих максимальным значениям амплитуды колебаний квазинейтрального пучка ионов ксенона, согласно расчетным и экспериментальным данным. Из

рис. 5 следует удовлетворительное согласование предложенной расчетной модели с экспериментальными данными.

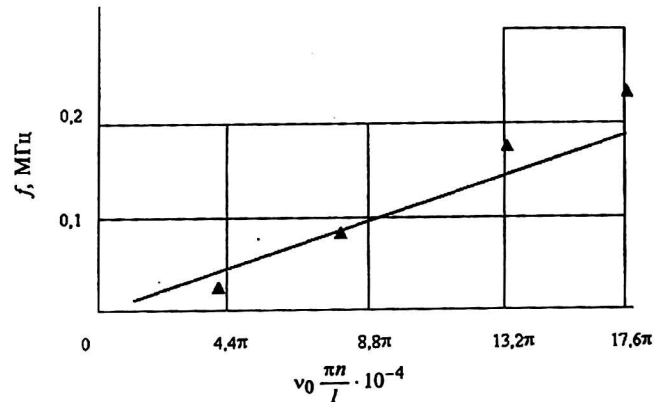


Рис. 5. Сравнение экспериментальных и расчетных данных по определению границы устойчивости квазинейтрального ионизированного пучка ксенона ($l = 0,5 \text{ м}$; $v_0 = 2,2 \cdot 10^4 \text{ м/с}$):
▲ — эксперимент; — — расчет

Заключение

Разработана методика определения условий развития неустойчивости ионизированных многокомпонентных пучков, учитывающая влияние на развитие неустойчивости таких факторов, как соотношение температур и концентраций компонент, их направленных скоростей и размеров системы. Показано, что в ограниченных ионизированных пучках происходит сужение спектра волновых чисел с непрерывного на дискретный, появляется новая ветвь возможной неустойчивости. Предложенная расчетная модель определения границы устойчивости ионизированных пучков удовлетворительно согласуется с экспериментальными исследованиями.

Обозначения в статье:

d — дебаевский радиус; e — заряд частицы; f — возмущение функции распределения частиц по скоростям относительно ее стационарного однородного фона; f_0 — начальное значение функции распределения частиц по скоростям; k — волновое число; l — длина пучка; m — масса частицы; n — натуральное число; n_j — число частиц сорта j в единице объема; T — температура; t — время; u_0 — критическая скорость частиц; v_j — направленная скорость частиц вдоль координаты x ; v_T — тепловая скорость частиц; x — координата, направленная вдоль пучка; $\delta(x)$ — дельта-функция; ϵ — диэлектрическая постоянная; κ — постоянная Больцмана; ξ — переменная в Фурье-преобразовании; ϕ — возмущение электростатического потенциала; ω — круговая частота; ω_p — плазменная частота частицы. Индексы: j — номер компоненты (частиц); e — параметры электрона; i — параметры иона.

Литература

1. Кролл Н., Трайвеллис А. Основы физики плазмы. — М.: Мир, 1975.
2. Jackson E. A.// The Physics of Fluids, 1960. V. 3. № 5. P. 786.
3. Burton D. F., Ray W. G.// Ibid. 1962. V. 4. № 1. P. 139.
4. Михайловский А. Б. Электромагнитные неустойчивости неоднородной плазмы. — М.: Атомиздат, 1975.

5. Галицкий К. Б., Петров В. К., Колесников В. К. Электростатическая неустойчивость системы "плазма—нейтральный пучок"/ В кн.: Прикладные исследования по динамике высокотемпературного газа// Тематический сб. науч. тр. МАИ. — М.: МАИ, 1990. С. 19.
6. Galitsevsky K. B. Investigation of Thermodynamic Instabilities in Plasma Beams. Proceedings of the Fourth ISHMT-ASME Heat and Mass Transfer Conference 2000 India. New Delhi, 2000. P. 315.

Boundary of stability of multicomponent and limited ionized beams

K. B. Galitsevsky

Moscow Aviation Institute, Moscow, Russia

Based on the generalized solution to the system of Poisson-Vlasov's equations, the dispersion equation has been derived for a wide class of initial disturbances. This dispersion equation generalizes the particular cases of the earlier obtained solutions for an unlimited system both to a hydrodynamic approximation and with regard to thermal spread. It enables one to determine the boundary condition influence on instability developing in multicomponent ionized flows. Solving the system of Poisson-Vlasov's equations in a class of generalized functions yields some advantage not only in attaining a more high generality of investigation results but also in achieving a more simple calculation. E. g., use of the δ -function for determining a background in the obtained dispersion equation permits one to obviate the necessity of searching for a general solution to the system of the hydrodynamic equations and to calculate a linear system determinant.

* * *