

Таким образом, величина эффекта Доплера в АК зависит как от соотношения скоростей акустических и электромагнитных волн v/V , так и от соотношения частот взаимодействующих импульсов ω_1/ω_2 .

ЛИТЕРАТУРА

1. Бондаренко В. С., Бочков Б. Г., Громашевский В. Л., Соболев Б. В. Нелинейные акустоэлектронные устройства и их применение. М.: Радио и связь, 1985. 160 с.
2. Adler E. L. Electromagnetic longline effects in surface wave convolvers // Proc. IEEE Ultrasonics Symposium. 1980. P. 82-87.

Московский институт
химического машиностроения

Поступило в редакцию
24.X.1988

УДК 534.2-13

ПУЧКОВАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ЗВУКОВЫХ ВОЛН ©

Григорьев Г. И., Савина О. Н., Файнштейн С. М.

Взаимодействие потока заряженных частиц с плазмой изучено весьма подробно (см., например, [1, 2]). Частицы взаимодействуют с плазмой через электрическое и магнитное поля, при этом может возникнуть либо гидродинамическая (моноскоростной поток), либо более слабая кинетическая стадии неустойчивости (пучок с достаточно большим разбросом по скоростям). При движении нейтрального потока одного газа через другой взаимодействие частиц осуществляется через их столкновения. В данной работе рассмотрена пучковая неустойчивость именно в такой ситуации, когда движущаяся компонента газа взаимодействует с основной средой через соударения частиц.

Пусть среда, состоящая из нейтральных частиц массой m_1 , имеющая температуру T_1 и плотность ρ_1 , пронизывается пучком движущихся с равновесной скоростью u_0 частиц с параметрами m_2 , T_2 , ρ_2 . Взаимодействие между двумя компонентами осуществляется через соударения.

Для описания такой системы далее воспользуемся пятимоментным приближением, используемым при решении кинетического уравнения, когда не учитываются вязкость и теплопроводность [3]. Система квазигидродинамических линеаризованных уравнений в этом случае для частиц одноатомного газа сорта 1 и сорта 2 имеет вид:

$$\partial r_1 / \partial t + \operatorname{div} u_1 = 0,$$

$$\partial \mathbf{u}_1 / \partial t + V_1^2 (\nabla \theta_1 + \nabla r_1) = v_0 [\mathbf{u}_2 - \mathbf{u}_1 + \mathbf{u}_0 (r_1 + v/v_0)], \quad (1)$$

$$\frac{\partial \theta_1}{\partial t} + \frac{\partial r_1}{\partial t} + \frac{5}{3} \operatorname{div} \mathbf{u}_1 = \omega_0 \left\{ \tau \theta_2 - \theta_1 + \frac{2}{3} \tau \mathbf{u}_0 \frac{\mathbf{u}_2 - \mathbf{u}_1}{V_2^2} + (v/v_0 + r_1) (\tau - 1 + \tau u_0^2 / 3V_2^2) \right\};$$

$$D r_2 / D t + \operatorname{div} \mathbf{u}_2 = 0,$$

$$n D \mathbf{u}_2 / D t + n V_2^2 (\nabla \theta_2 + \nabla r_2) = v_0 [\mathbf{u}_1 - \mathbf{u}_2 - \mathbf{u}_0 (r_1 + v/v_0)], \quad (2)$$

$$n \left(\frac{D \theta_2}{D t} + \frac{D r_2}{D t} + \frac{5}{3} \operatorname{div} \mathbf{u}_2 \right) = \omega_0 \frac{m_2}{m_1} \left\{ \frac{\theta_1}{\tau} - 1 + \frac{2}{3} \frac{\mathbf{u}_0}{V_1^2 \tau} (\mathbf{u}_2 - \mathbf{u}_1) + (v/v_0 + r_1) (\tau^{-1} - 1 + u_0^2 / 3\tau V_1^2) \right\}.$$

При записи (1), (2) введены обозначения: \mathbf{u}_1 , \mathbf{u}_2 — скорости, v — частота столкновений, $D/Dt = \partial/\partial t + (\mathbf{u}_0 \nabla)$, $\theta_1 = T_1/T_{10}$, $\theta_2 = T_2/T_{20}$, $\tau = T_{20}/T_{10}$, $r_1 = \rho_1/\rho_{10}$, $r_2 = \rho_2/\rho_{20}$, $n = \rho_{20}/\rho_{10}$, $\omega_0 = 2v_0 m_1 / (m_1 + m_2)$, $V_1^2 = \chi T_{10} / m_1$, $V_2^2 = \chi T_{20} / m_2$, χ — постоянная Больцмана, значком «0» помечены равновесные значения параметров.

Предполагая далее, что возмущения всех величин характеризуются $\exp(st + i\mathbf{k}\mathbf{r})$, и учитывая, что для газа максвелловских молекул $v/v_0 = r_2$, получаем из (1), (2) дисперсионное уравнение $D(s, k) = 0$. В отсутствие соударений ($v=0$)

$$D_0(s, k) = \Omega s \left(s^2 + \frac{5}{3} k^2 V_1^2 \right) \left(\Omega^2 + \frac{5}{3} k^2 V_2^2 \right) = 0, \quad \Omega = s + i\mathbf{k}\mathbf{u}_0. \quad (3)$$

Акустические возмущения в этом случае распространяются в основной среде и пучке без взаимодействия и описываются соотношениями $s_1 = -ic_{s1}k = -i\sqrt{5/3}kV_1$, $s_2 = -ic_{s2}k = i\mathbf{k}\mathbf{u}_0$. Найдем обусловленную столкновениями поправку γ к частоте $s_1 = -ic_{s1}k$, считая ее малой ($\gamma \ll c_{s1}k$) и пренебрегая в дисперсионном уравнении (3)

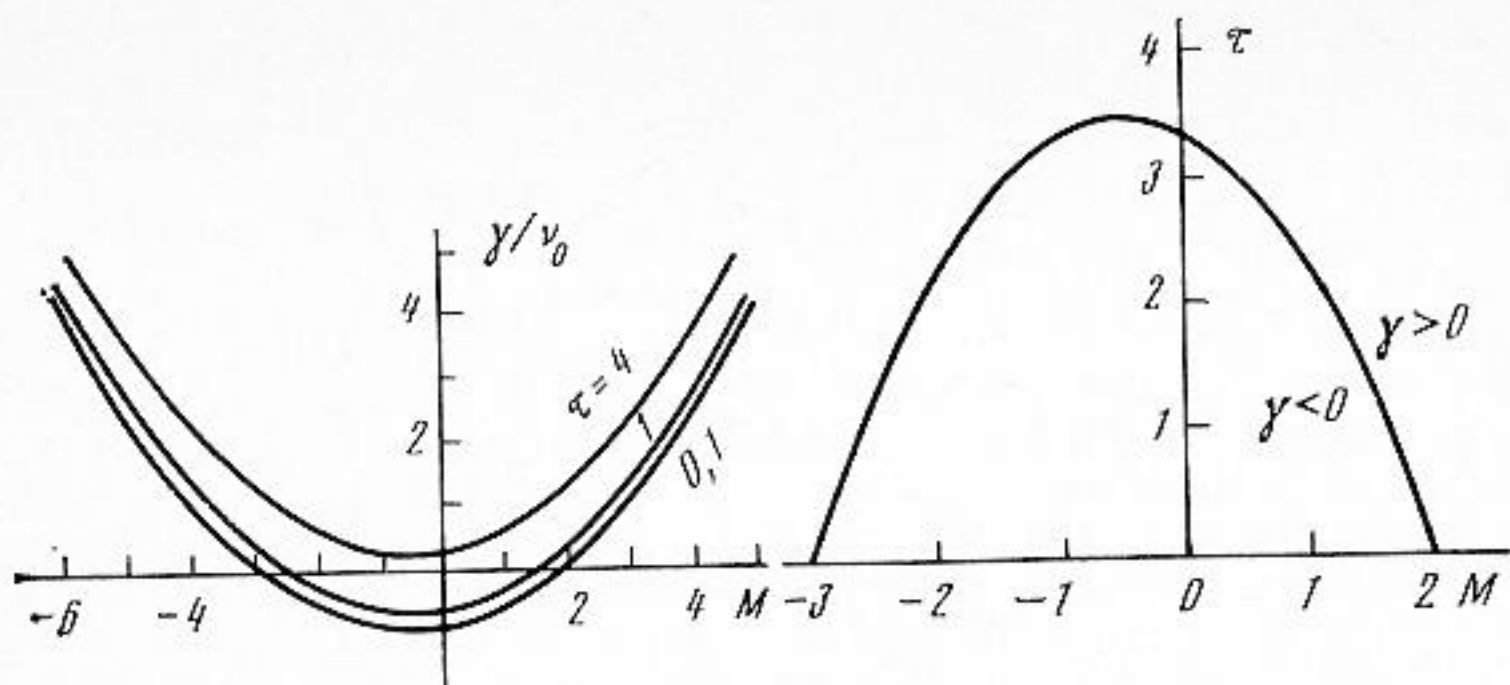


Рис.1

Рис.2

членами $\sim v_0^2$, γ^2 и $v_0\gamma$. Принимая для простоты $m_1 = m_2$ и вводя $M = \mathbf{k}\mathbf{u}_0/c_{s1}k$, имеем

$$\gamma = \frac{1}{2} v_0 \left[\frac{1}{3} (M^2 + M) + \frac{1}{5} (3\tau - 10) \right]. \quad (4)$$

Из формулы (4) следует, что неустойчивость звуковых волн, распространяющихся в среде с пучком, может возникать из-за движения частиц пучка $M \neq 0$ или даже для покоящегося пучка (или волн, распространяющихся перпендикулярно скорости u_0) $M = 0$, если он имеет высокую температуру ($\tau = T_{20}/T_{10} \approx 3,5$). Рисунок 1 иллюстрирует зависимость $\gamma(M)$ для трех значений параметра τ , помеченных цифрами у соответствующих кривых. Из рис. 1 и формулы (4) следует, что при $\tau \approx 3,5$ пучковая неустойчивость звуковых волн имеет место при любых скоростях u_0 . Если же $\tau < 3,5$, неустойчивость может развиваться при $M > -1/2 + \sqrt{(125 - 36\tau)/20}$ и $M < -1/2 - \sqrt{(125 - 36\tau)/20}$. На рис. 2 изображена на плоскости (τ, M) кривая $\gamma = 0$, разделяющая области затухания звуковых волн ($\gamma < 0$) и их раскачки ($\gamma > 0$).

В принятых модельных уравнениях не учитывались потери энергии из-за вязкости и теплопроводности. При учете этих факторов появилась бы дополнительная диссипация звуковых волн с декрементом $\gamma_1 \sim k^2$ [4]. Так как полученный инкремент γ (4) не зависит от волнового числа k , то и при учете указанной дополнительной диссипации найдутся такие возмущения, для которых $\gamma > \gamma_1$. Укажем, что в работе [5] рассматривалась неустойчивость акустических волн в верхней атмосфере, связанная с неизотермичностью ионосферной плазмы.

В заключение подчеркнем, что рассмотренный тип неустойчивости представляет собой модификацию черенковской неустойчивости в акустике для волн, возбуждаемых частицами пучка.

Рассмотренные эффекты потоковой и температурной неустойчивости могут иметь место в облачных структурах, в экспериментах по инжекции пучков в нейтральный газ и др. явлениях.

Авторы признательны А. В. Гапонову-Грехову и Л. А. Островскому за полезные дискуссии.

ЛИТЕРАТУРА

1. Михайловский А. Б. Теория плазменных неустойчивостей. Т. I. М.: Атомиздат, 1970.
2. Незлин М. В. Динамика пучков в плазме. М.: Энергоиздат, 1982.
3. Schunk R. W. Mathematical structure of transport equation for multispecies flows // Geophys. Space Phys. 1977. V. 15. P. 429-445.
4. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Гидродинамика. М.: Наука, 1986.
5. Бирагов С. Б., Гершман Б. Н. О возможной неустойчивости, связанной с неизотермичностью ионосферной плазмы // Геомагнетизм и аэронавигация. 1973. Т. 13. № 3. С. 463-467.

Научно-исследовательский
радиофизический институт

Поступило в редакцию
17.VIII.1988