

номерным и, как это можно показать из анализа кинетического уравнения [3], для потенциала (2) имеет при малых поперечных энергиях ( $|\varepsilon| \ll U_m$ ) вид

$$f(\varepsilon, z) \sim (U_0 - \varepsilon)^{-3/2} \exp[-\beta(U_0 - \varepsilon)^{1/2}], \quad (7)$$

где  $\beta \approx (u_{\perp}/\tau_0 U_m)^{1/2}$ ,  $u_{\perp}$  — амплитуда тепловых колебаний атомов. Для больших поперечных энергий  $\varepsilon \sim U_m$  функция распределения падает с ростом  $|\varepsilon|$  значительно быстрее, чем по закону (7).

### Список литературы

- [1] Кумахов М. А., Старостин В. А. // ЖТФ. 1987. Т. 57. Вып. 3. С. 612—613.
- [2] Бесланеева С. В., Телегин В. И. // ЖЭТФ. 1987. Т. 92. Вып. 4. С. 1201—1214.
- [3] Белошицкий В. В., Кумахов М. А. // ЖЭТФ. 1982. Т. 82. Вып. 2. С. 462—472.
- [4] Телегин В. И., Хоконов М. Х. // ЖЭТФ. 1982. Т. 83. Вып. 1 (7). С. 260—274.
- [5] Khokonov M. Kh., Telegin V. I. // Rad. Eff. Lett. 1983. Vol. 76. N 5. P. 179—186.

Кабардино-Балкарский  
государственный университет  
Нальчик

Поступило в Редакцию  
13 января 1988 г.

03; 04; 08

Журнал технической физики, т. 59, в. 8, 1989

## РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЗВУКА В НЕСАМОСТОЯТЕЛЬНОМ РАЗРЯДЕ В МОЛЕКУЛЯРНЫХ ГАЗАХ

Н. А. Блинов, А. Ю. Лезин, В. Н. Золотков, Н. В. Чебуркин

В [1, 2] исследовалось распространение звуковых волн в колебательно-неравновесных газах с учетом  $VT$ -релаксации. При этом предполагалось, что мощность источника в уравнении баланса колебательной энергии слабо зависит от температуры и плотности. В этом случае процессы усиления и затухания звука удобно рассматривать, вводя вторую вязкость  $\mu$ , которая для сильно неравновесного газа может оказаться отрицательной [3, 4]. При условии  $|\mu| > 2\eta/3\rho$ , где  $\rho$  — плотность газа,  $\eta$  — динамическая вязкость, это приводит к усилению звуковых возмущений с инкрементом, определяемым частотой  $VT$ -релаксации.

В [5] для условий несамостоятельного разряда в предельном случае бесконечно больших частот  $VT$ -релаксации и электронно-ионной рекомбинации были получены выражения для коэффициента затухания звука и показано, что его величина определяется характерным временем Джоулева нагрева.

В настоящей работе проведен анализ распространения звуковых волн в несамостоятельном газовом разряде, поддерживаемом электронным пучком, для конечных времен  $VT$ -релаксации и рекомбинации электронов проводимости с учетом светоиндуцированного тепловыделения.

Для описания нейтральной компоненты плазмы несамостоятельного разряда воспользуемся системой уравнений газовой динамики проводящей среды без учета магнитного поля, вязкости и теплопроводности ( $k \ll u_{\infty}\rho/\eta$ , где  $k$  — волновой вектор возмущений,  $u_{\infty}$  — скорость звука для  $\omega \rightarrow \infty$ ). При этом в уравнении баланса энергии, помимо Джоулева нагрева, учтем вклад колебательной релаксации в присутствии излучения. Будем считать также, что интенсивность падающего излучения  $J_0$  постоянна. Для простейшей модели релаксирующего газа в одноуровневом приближении [6] система принимает следующий вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \mathbf{v}) &= 0, \\ \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v}, \nabla) \mathbf{v} &= -\frac{\nabla P}{\rho}, \\ \frac{\partial}{\partial t} \left[ \frac{P}{\gamma - 1} + \frac{\rho v^2}{2} \right] + \operatorname{div} \left[ \mathbf{v} \left( \frac{\gamma P}{\gamma - 1} + \frac{\rho v^2}{2} \right) \right] &= Q_0, \end{aligned} \quad (1)$$

где

$$Q_0 = (1 - \eta_{\text{в}\phi}) (jE) + \frac{\hbar \nu \nu_{VT} n_b}{\eta_{\text{кв}}} + \frac{(1 - \eta_{\text{кв}})}{\eta_{\text{кв}}} \sigma_p n_e J_0,$$

$\rho$ ,  $\nu$ ,  $P$ ,  $\gamma$  — плотность, скорость, давление и показатель адиабаты нейтральной компоненты;  $n_b$  — концентрация возбужденных молекул; фактор  $(1 - \eta_{\text{в}\phi})$  характеризует долю джоулевой мощности, идущую непосредственно на нагрев газа;  $\sigma_p$  — сечение перехода;  $\eta_{\text{кв}}$  — его квантовый КПД;  $\hbar \nu$  — энергия перехода;  $E$  — напряженность электрического поля в разряде;  $j$  — плотность электронного тока.

Систему (1) необходимо дополнить уравнением сохранения тока  $\text{div } j = 0$ . В практически важном случае квазинейтральной плазмы (с учетом  $\mu_e \gg \mu_i$ )  $j = en_e \mu_e E$ , где  $n_e$  и  $\mu_e$  — концентрация и подвижность электронов,  $\mu_i$  — подвижность ионов. Для плазмы несамостоятельного разряда обычно выполняется  $\mu_e \sim 1/\rho$ . Электрическое поле будем считать потенциальным  $E = -\nabla \varphi$ , где  $\varphi$  — потенциал.

В принятой модели релаксирующего газа уравнение для концентрации возбужденных молекул имеет вид

$$\xi \left( \frac{\partial n_b}{\partial t} + \text{div} (n_b \nu) \right) = \frac{\eta_{\text{в}\phi} \eta_{\text{кв}}}{\hbar \nu} (j, E) - \frac{\sigma_p n_e J_0}{\hbar \nu} - \nu_{VT} n_b. \quad (2)$$

Здесь фактор  $\xi$  учитывает замедление  $VT$ -релаксации за счет резонансного  $VV$ -обмена между компонентами газовой смеси. Уравнение на концентрацию электронов запишем в виде

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = S_p - \alpha n_e^2, \quad (3)$$

где  $S_p$  — мощность источника ионизации,  $\alpha$  — коэффициент рекомбинации.

Линеаризуем систему (1)–(3) в окрестности пространственно однородного решения

$$E = E_0, \quad \rho = \rho_0, \quad \nu = 0, \quad P = P_0 \left( 1 + \frac{(1 - \eta_{\text{кв}} \eta_{\text{в}\phi} I_0)}{(1 + I_0)} \gamma \nu_{VT} t \right), \\ \varphi = -E_0 x, \quad n_b^0 = \frac{\eta_{\text{в}\phi} \eta_{\text{кв}} (j_0 E_0)}{\hbar \nu \nu_{VT} (1 + I_0)}, \quad n_e^0 = \frac{\nu_R}{\alpha} = \sqrt{\frac{S_p \rho_0}{\alpha}}. \quad (4)$$

Здесь  $\nu_{VT} = (\gamma - 1/\gamma) (j_0 E_0 / P_0)$  — характерная частота тепловыделения,  $j_0 = en_e^0 \mu_e E_0$ ,  $I_0 = \sigma_p J_0 / \hbar \nu \nu_{VT}$  — безразмерная интенсивность излучения,  $\nu_R$  — частота рекомбинации.

Для возмущений вида  $\sim \exp(-ikr + i\omega t)$  в случае  $\tau_i^- \ll t^* = (1 + I_0)/\gamma (1 - \eta_{\text{в}\phi} \eta_{\text{кв}} I_0) \nu_{VT}$  получим дисперсионное уравнение

$$\frac{\omega^2}{k^2} = \frac{\sum_{n=0}^3 A_n \omega^n}{\sum_{n=0}^3 B_n \omega^n} u_\infty^2, \quad (5)$$

где

$$u_\infty^2 = \gamma \frac{\partial P}{\partial \rho} \Big|_{\omega \rightarrow \infty}, \quad A_0 = - \frac{2I_0 \delta \nu_{VT} \eta_{\text{кв}} \eta_{\text{в}\phi}}{(1 + I_0)} (1 - \epsilon \cos 2\theta) \nu_R \nu_{VT} \nu_{VT}, \\ A_1 = i \left[ 2\xi \eta_{\text{в}\phi} \left( 1 - \frac{\delta \nu_{VT} + \eta_{\text{кв}} I_0}{(1 + I_0)} + \frac{1 - \eta_{\text{в}\phi}}{2\eta_{\text{в}\phi}} \cos 2\theta \right) \nu_R \nu_{VT} - \right. \\ \left. - \frac{\eta_{\text{кв}} \eta_{\text{в}\phi} I_0 \delta \nu_{VT}}{1 + I_0} (1 - 2\epsilon \cos 2\theta) \nu_{VT} \nu_{VT} + 2(1 + I_0) \nu_R \nu_{VT} \right], \\ A_2 = -2\xi \nu_R - (1 + I_0) \nu_{VT} - \xi \eta_{\text{в}\phi} \left( 1 - \frac{\nu_{VT} + \eta_{\text{кв}} I_0}{(1 + I_0)} + \frac{1 + \eta_{\text{в}\phi}}{\eta_{\text{в}\phi}} \cos 2\theta \right) \nu_{VT}, \\ A_3 = -i\xi, \quad B_0 = - \frac{2(1 + \delta \nu_{VT}) I_0 \eta_{\text{кв}} \eta_{\text{в}\phi} \gamma}{(1 + I_0)} \nu_R \nu_{VT} \nu_{VT}, \\ B_1 = i \left[ - \frac{2\xi \eta_{\text{в}\phi} (1 + \delta \nu_{VT}) \gamma \nu_R \nu_{VT}}{(1 + I_0)} - \frac{\gamma \eta_{\text{в}\phi} \eta_{\text{кв}} (1 + \delta \nu_{VT}) I_0 \nu_{VT} \nu_{VT}}{(1 + I_0)} + 2(1 + I_0) \nu_R \nu_{VT} \right],$$

$$B_2 = -2\xi v_R - (1 + I_0) v_{VT} + \frac{\xi \eta_{\alpha\phi} \gamma (1 + \hat{v}_{VT})}{(1 + I_0)} v_T, \quad B_3 = -i\xi,$$

$$\varepsilon = \frac{(1 + (1 - \eta_{\alpha\beta} \eta_{\alpha\phi}) I_0) (1 + I_0)}{2I_0 \eta_{\alpha\beta} \eta_{\alpha\phi} \hat{v}_{VT}}, \quad \hat{v}_{VT} = \frac{\partial \ln (v_{VT})}{\partial \ln (1/\rho)} - 1 \Big|_{\rho=\rho_0}.$$

Здесь  $\theta$  — угол между векторами  $\mathbf{k}$  и  $\mathbf{E}_0$ . Для большого числа газов ( $\text{CO}_2$ ,  $\text{N}_2$ ,  $\text{CO}$  и т. д.) в случае зависимости Ландау—Теллера для частоты  $VT$ -релаксации  $v_{VT} \sim \exp(\text{const } T^{1/2})$ , для температуры газа  $T=300^\circ \text{K}$   $\hat{v}_{VT}=2.5$ .

Для несамостоятельного газового разряда особый интерес представляет случай  $v_R \gg \gg v_{VT} \gg v_T$  [6]. Тогда (6) можно записать в виде

$$\frac{\omega^2}{k^2} = u_\infty^2 \left[ 1 - \frac{R(\theta)}{1 - i \frac{\omega}{\omega^*}} \right], \quad (6)$$

где

$$\omega^* = \frac{\gamma I_0 \eta_{\alpha\beta} \eta_{\alpha\phi} (1 + \hat{v}_{VT}) v_T}{(1 + I_0)^2}, \quad R(\theta) = \frac{\hat{v}_{VT}}{\gamma (1 + \hat{v}_{VT})} \left( \frac{\gamma + (\gamma - 1) \hat{v}_{VT}}{\hat{v}_{VT}} + \varepsilon \cos 2\theta \right).$$

Из (6) видно, что в рассмотренном случае поведение звуковых возмущений определяется главным образом частотой тепловыделения  $v_T$ . Действительная часть (6) определяет закон дисперсии возмущений, а мнимая часть — коэффициент усиления (затухания)  $g(\omega, \theta)$

$$\text{Re } k(\omega, \theta) = \omega / u(\omega, \theta), \quad (7)$$

$$g(\omega, \theta) = -\text{Im } k(\omega, \theta) = -\frac{\omega^*}{u(\omega, \theta)} \text{tg} \left[ \frac{1}{2} \text{arctg} \left( \frac{\Omega R(\theta)}{1 + \Omega^2 - R(\theta)} \right) \right], \quad (8)$$

где

$$u(\omega, \theta) = u_\infty \left[ \frac{((1 - R(\theta))^2 + \Omega^2)^2}{(\Omega R(\theta))^2 + (1 + \Omega^2 - R(\theta))^2} \right]^{1/4} \cos^{-1} \left[ \frac{1}{2} \text{arctg} \left( \frac{\Omega R(\theta)}{1 + \Omega^2 - R(\theta)} \right) \right],$$

$$\Omega = \frac{\omega}{\omega^*}.$$

Усиление звуковых волн  $g(\omega, \theta) > 0$  происходит при выполнении условия

$$\theta > \frac{1}{2} \arccos \left( -\frac{\gamma + (\gamma - 1) \hat{v}_{VT}}{\varepsilon \hat{v}_{VT}} \right). \quad (9)$$

Области усиления и поглощения, а также абсолютные значения скорости звука в зависимости от частоты возмущений и угла по отношению к направлению  $\mathbf{E}_0$  представлены на рис. 1, 2.

Максимальное усиление звука на расстоянии длины волны определяется выражением

$$\left( \frac{\text{Im } k}{\text{Re } k} \right)_{\max} = \text{tg} \left( \frac{1}{2} \text{arctg} \left( \frac{R(\theta) \Omega}{1 + \Omega^2 - R(\theta)} \right) \right) \Big|_{\Omega=\sqrt{1-R(\theta)}} =$$

$$= \text{tg} \left( \frac{1}{2} \text{arctg} \left( \frac{R(\theta)}{2\sqrt{1-R(\theta)}} \right) \right) \quad (10)$$

и достигается при частоте  $\Omega = \sqrt{1 - R(\theta)}$ .

В пределе больших частот ( $\Omega \gg 1$ ) коэффициент усиления (затухания) не зависит от частоты и равен

$$g(\theta) = -\frac{\omega^* R(\theta)}{2u_\infty}.$$

Отсюда видно, что для  $\theta > \theta_{\text{кр}} = 1/2 \arccos((1 - \gamma) \hat{v}_{VT} - \gamma / \varepsilon \hat{v}_{VT})$  происходит усиление звуковой волны, а при  $\theta < \theta_{\text{кр}}$  — затухание. Максимальный коэффициент усиления достигается при  $\theta = \pi/2$ , а скорость звука постоянна и равна  $u_\infty$ .

В пределе низких частот ( $\Omega \ll 1$ ) коэффициент усиления при  $\theta > \theta_{\text{кр}}$  определяется выражением

$$g(\omega, \theta) = -\frac{\omega^* R(\theta) \Omega^2}{2u_\infty |1 - R(\theta)|}, \quad (11)$$

а скорость звука равна  $u = u_\infty (|1 - R(\theta)|)^{1/4}$ .

Как показывает проведенный анализ для несамостоятельного разряда, при условии  $\nu_R \gg \nu_{VT} \gg \nu_T$  распространение звуковых возмущений обладает рядом особенностей по сравнению с [1, 2]. В рассмотренном нами случае, когда мощность источника в уравнении баланса колебательной энергии зависит от температуры и плотности газа, усилительные свойства

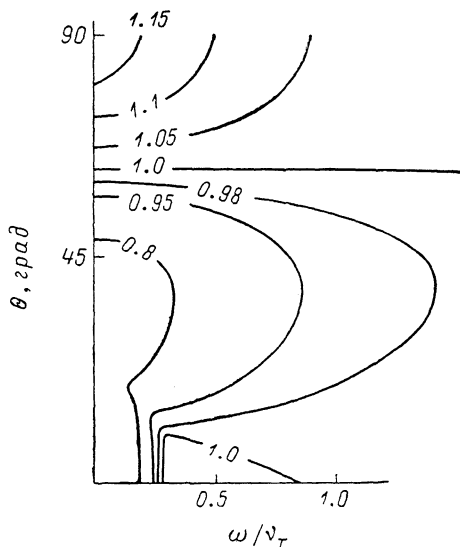
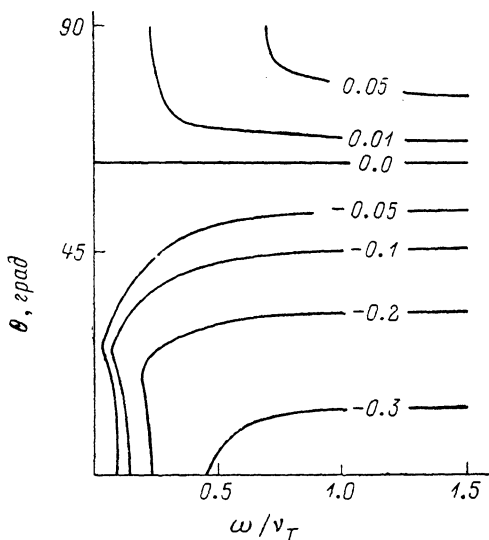


Рис. 1. Линии уровня коэффициента усиления (затухания) звука  $g(\omega, \theta) \nu_T / U_\infty$  при  $\nu_R \gg \nu_{VT} \gg \nu_T$ .

$$\nu_T = 10^4 \text{ с}^{-1}, \nu_{VT} = 2.5, I_0 = 1, \eta_{\text{жв}} = 0.4, \eta_{\text{эф}} = 0.75.$$

Рис. 2. Линии уровня скорости звука  $u(\omega, \theta)$  при  $\nu_R \gg \nu_{VT} \gg \nu_T$ .

Параметры те же, что и на рис. 1.

среды определяются в основном свойствами источника, а не  $VT$ -релаксаций. Кроме того, наличие выделенного направления  $E_0$  в разряде приводит к появлению сильной анизотропии (вплоть до изменения знака) в угловой зависимости коэффициента усиления и слабой анизотропии скорости звука. Как и в [5], максимальное затухание происходит при распространении звука параллельно и антипараллельно электрическому полю разряда.

### Список литературы

- [1] Коган Е. Я., Мальнев В. Н. // ЖТФ. 1977. Т. 47. Вып. 3. С. 653—656.
- [2] Коган Е. Я., Молевич Н. Е. // Изв. вузов. Физика. 1986. Т. 29. Вып. 7. С. 53—58.
- [3] Коган Е. Я., Молевич Н. Е. // ЖТФ. 1986. Т. 56. Вып. 5. С. 941—943.
- [4] Vaier H. J., Bass H. E. // Phys. Fluids. 1973. Vol. 16. N 7. P. 988—996.
- [5] Блинов Н. А., Бойко В. В., Леонтьев И. А. и др. // ЖВМ. 1986. Т. 26. Вып. 5. С. 723—733.
- [6] Блинов Н. А., Золотков В. Н., Лезин А. Ю. и др. // Квантовая электрон. 1987. Т. 14. Вып. 12. С. 2540—2542.

Поступило в Редакцию  
18 апреля 1988 г.  
В окончательной редакции  
4 августа 1988 г.