АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 1994, том 40, № 6, с. 969 - 973

УДК 534.286

АКУСТИЧЕСКИЕ ВОЗМУЩЕНИЯ В НЕРАВНОВЕСНОМ НЕОДНОРОДНОМ ГАЗЕ

© 1994 г. Е. В. Кольцова, А. И. Осипов, А. В. Уваров

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

119899 Москва, Ленинские горы

Поступила в редакцию 26.01.94 г.

Решена задача об усилении акустических волн в плоском слое колебательно-неравновесного газа с накачкой энергии в колебательные степени свободы молекул и теплоотводом через стенки. Показано, что градиенты термодинамических параметров приводят к сужению области неустойчивости на плоскости мощность накачки – обратное время релаксации по сравнению с однородным случаем.

Распространение гидродинамических возмущений в релаксирующих средах изучается уже свыше 60 лет, и здесь достигнуты большие успехи [1]. Однако развитие лазерной физики, а также физики разрядной плазмы привело к необходимости изучения гидродинамического поведения больших объемов неравновесного газа, в котором внутренняя энергия молекул отличается от своего равновесного значения, соответствующего поступательной (газовой) температуре.

Релаксация энергии внутренних степеней свободы в этом случае может приводить к усилению возмущений и появлению неустойчивости газа. Этот механизм неустойчивости стал изучаться более 25 лет назад [2, 3] и в настоящее время существует значительное число работ ([1] и обзор [4]). Однако во всех перечисленных работах рассматривалась однородная среда, хотя во многих случаях отмечалось, что влияние неоднородности может быть существенным (например, [5]). Тем не менее реальных расчетов не проводилось. В качестве примера укажем на работу [6], где рассматривались акустические колебания в ограниченном объеме неравновесного газа и решалась даже нелинейная задача, но по аналогии с задачами для лазерного излучения в приближении постоянных термодинамических параметров во всем объеме.

Целью настоящей работы является исследование возможности усиления акустических возмущений в неравновесном газе с учетом градиентов термодинамических параметров.

Будет рассмотрена простейшая модель – плоский слой неравновесного газа, стационарное неравновесное состояние которого поддерживается накачкой энергии во внутренние степени свободы молекул и теплоотводом через стенки. В задачах такого рода существенную роль играет зависимость источника накачки от параметров газа. Этот источник может быть связан с внешним излучением, газовым разрядом, химической реакцией и т.п. Точный учет этого фактора значительно усложняет расчеты, не приводя к принципиально новым результатам, поэтому мощность внешней накачки I будем считать постоянной.

Стационарное распределение термодинамических параметров, зависящих в плоском слое покоящегося газа только от z, определяется уравнениями энергии и релаксации:

$$\frac{d^2T}{dz^2} = -\rho\frac{\varepsilon-\varepsilon_{eq}}{\lambda_T\tau}, \tag{1}$$

$$\frac{\lambda_V}{\rho}\frac{d^2T_V}{dz^2} - \frac{\varepsilon-\varepsilon_{eq}}{\tau} + I = 0, \tag{2}$$

где ρ – плотность газа; T, T_V – поступательная и колебательная температуры, ε – колебательная энергия единицы массы; $\varepsilon_{eq}(T)$ – равновесное значение ε при данной поступательной температуре T, λ_T и λ_V – коэффициенты поступательной и колебательной теплопроводности, τ – время релаксации. Уравнения (1), (2) соответствуют случаю, когда накачка энергии мощностью I осуществляется через колебательные степени свободы.

Релаксационное уравнение (2) накладывает ограничения на величину колебательной неравновесности (поскольку оно основывается на модели гармонического осциллятора и предполагает быстрый VV-обмен ([6])), а также простейшим способом учитывает действие источника накачки энергии.

Устойчивость такой системы можно исследовать, если рассмотреть поведение во времени малых возмущений гидродинамических параметров относительно невозмущенного состояния, т.е. представить все параметры в виде $a + a'$, где a' – возмущение.

Будем рассматривать специальный класс решений, связанный с акустическими возмущениями. В этом случае диссипативные члены существенно меньше остальных, поэтому эффекты вяз-

кости и теплопроводности достаточно учесть в первом приближении, пренебрегая ими в нулевом приближении.

Уравнения непрерывности, движения, энергии и релаксации для возмущений будут в этом случае иметь вид:

$$\frac{d\rho'}{dt} + \rho \operatorname{div} \mathbf{v}' = 0, \tag{3}$$

$$\rho \frac{d\mathbf{v}'}{dt} + \operatorname{grad} p' = 0, \tag{4}$$

$$\rho \frac{d\varepsilon'}{dt} + \rho v_z' \frac{d\varepsilon}{dz} + \frac{1}{\gamma - 1}\frac{dp'}{dt} + \frac{\gamma p}{\gamma - 1}\operatorname{div} \mathbf{v}' = 0, \tag{5}$$

$$\frac{d\varepsilon'}{dt} + v_z' \frac{d\varepsilon}{dz} = -\frac{\varepsilon' - c_V T'}{\tau} + \frac{\varepsilon - \varepsilon_{eq}}{\tau^2}\frac{d\tau}{dT} T', \tag{6}$$

где $c_V = d\varepsilon_{eq}/dT$, p – давление, γ – показатель адиабаты без учета колебательных степеней свободы. В (5), (6) предполагается, что $I' = 0$. Условие $\tau = \tau(T)$ оправдано тем, что зависимость τ от температуры является наиболее сильной во всех практически интересных случаях.

Решение будем искать в виде:

$$a'(x, y, z, t) = \tilde{a}(z) \exp\left(i\omega t - ik_x x - ik_y y\right). \tag{7}$$

С помощью (7) уравнения (3) - (6) можно свести к одному уравнению второго порядка относительно компоненты скорости $\tilde{v}_z$:

$$\frac{d^2 \tilde{v}_z}{dz^2} + A(z)\frac{d\tilde{v}_z}{dz} + B(z)\tilde{v}_z = 0, \tag{8}$$

где

$$A(z) = \frac{1}{1-\alpha}\frac{d\alpha}{dz} + \beta + \frac{1}{\rho}\frac{d\rho}{dz}, \tag{9}$$

$$B(z) = \frac{1}{1-\alpha}\frac{d\alpha}{dz}\left(\frac{1}{\rho}\frac{d\rho}{dz} + \beta\right) + \frac{d}{dz}\left(\frac{1}{\rho}\frac{d\rho}{dz} + \beta\right) + \frac{\omega^2 p}{\rho}(1-\alpha), \tag{10}$$

$$\alpha = \left(\frac{\gamma}{\gamma - 1} + \frac{M\frac{\delta\varepsilon}{\tau}\frac{d\tau}{dT} + c_V}{R(i\omega\tau + 1)}\right)^{-1} + \frac{p}{\rho}\frac{k^2}{\omega^2}, \tag{11}$$

$$\beta = \left\{\frac{M}{RT}\frac{d\varepsilon}{dz}\frac{1}{i\omega\tau + 1} - \frac{1}{\rho}\frac{d\rho}{dz}\frac{\gamma}{\gamma - 1}\right\}\left(\alpha - \frac{p}{\rho}\frac{k^2}{\omega^2}\right), \tag{12}$$

$$k^2 = k_x^2 + k_y^2, \tag{13}$$

$$\delta\varepsilon = \varepsilon - \varepsilon_{eq}, \tag{14}$$

M – молярная масса газа, R – универсальная газовая постоянная.

Граничные условия для уравнения (8) соответствуют стандартным условиям на твердых поверхностях:

$$\tilde{v}_z(z = \pm L) = 0, \tag{15}$$

где L – полуширина плоского слоя.

Уравнение (8) с граничными условиями (15) определяет для любых фиксированных значений k_x и k_y набор собственных функций $\tilde{v}_{zn}$ и собственных значений ω_n. Появление при определенных профилях $T(z)$ и $\varepsilon(z)$ для каких-либо k_x и k_y частот ω_n с отрицательной мнимой частью означает появление неустойчивости.

Предположим сначала, что параметры среды слабо меняются в слое по сравнению с возмущениями, т.е. выполняются условия:

$$\frac{1}{T}\frac{dT}{dz} \ll \frac{1}{\tilde{v}}\frac{d\tilde{v}_z}{dz}; \quad \frac{1}{T}\frac{dT_V}{dz} \ll \frac{1}{\tilde{v}}\frac{d\tilde{v}_z}{dz}. \tag{16}$$

Проведем анализ решения в приближении

$$\omega\tau \gg 1, \tag{17}$$

для которого задача сильно упрощается. Условие (17) накладывает ограничения снизу на величину τ. Действительно, если $\omega \sim C_s/L$ (где C_s – скорость звука), то из (17) следует, что $\tau \gg L/C_s$ и для $L \sim 0.1$ м и $C_s \sim 500$ м/с получим $\tau \gg 2 \times 10^{-4}$ с., что, вообще говоря, выполняется в большинстве случаев. С учетом (16) и (17) в нулевом приближении по градиентам получим:

$$\frac{d^2 \tilde{v}_z^{(0)}}{dz^2} + \tilde{v}_z^{(0)}\left(\frac{\omega_n^2}{C_{s0}^2} - k^2\right) = 0, \tag{18}$$

где $C_{s0}^2 = \gamma p/\rho$, нижний индекс "0" обозначает значение величин в центре плоского слоя.

Решая уравнение (18) с граничными условиями (15), получим для фиксированных k_x и k_y набор собственных функций $\tilde{v}_{zn}^{(0)}$ и собственных значений ω:

$$\tilde{v}_{zn}^{(0)} = v_0 \cos\left(\left(\omega_n^2/C_{s0}^2 - k^2\right)^{1/2} z\right), \tag{19}$$

где $k^2 = k_x^2 + k_y^2$,

$$\omega_n = C_{s0}(\pi^2(2n+1)^2/4L^2 + k^2)^{1/2}. \tag{20}$$

В нулевом приближении ω является действительной величиной. В следующем приближении у ω может появиться мнимая часть, поэтому частоту ω представим в виде $\omega = \omega_R + i\omega_i$, будем считать, что $\omega_R \gg \omega_i$. Нулевое приближение для ω_R дается формулой (20). В первом приближении, учитывающем поправки за счет членов, пропорциональных $(\omega\tau)^{-1}$ и ω_i, градиентных членов, а также чле-

нов, обязанных эффектам вязкости и теплопроводности, изменится и величина $\tilde{v}_z$. Решение уравнения (8) в первом приближении позволяет найти величину ω_i:

$$\frac{\gamma}{(\gamma-1)^2}2L\frac{R}{M}\omega_{in} = \int\limits_{-L}^{+L}\cos^2\left(\frac{\pi(2n+1)z}{2L}\right)\times$$

$$\times\left\{\frac{\delta_1}{\tau}+\frac{2L^2}{\pi^2(2n+1)^2}\frac{d^2\left(\frac{\delta_1}{\tau}\right)}{dz^2}+1/2\frac{1}{\gamma-1}\frac{C_{so}^2}{\omega_n^2}\times\right.$$

$$\left.\times\frac{d}{dz}\left(\frac{1}{T}\frac{1}{\omega}\frac{\lambda_T}{\rho}\frac{d^3T}{dz^3}\right)+\frac{\gamma}{(\gamma-1)^2}\frac{R}{M}\frac{\omega_n^2}{C_{s0}^2}\frac{4}{3}\frac{\mu}{\rho}\right\}dz+ \tag{21}$$

$$+\frac{4}{\gamma-1}\frac{\lambda_T}{\rho}\left(1-\frac{k^2C_{s0}^2}{\omega_n^2}\right)\times$$

$$\times\int\limits_{-L}^{+L}\left(\frac{d^2T}{dz^2}+\frac{\lambda_V}{\lambda_T}\frac{d^2T_V}{dz^2}\right)\sin^2\left(\frac{\pi(2n+1)z}{2L}\right)dz,$$

где $\delta_1 = \delta\varepsilon\frac{d\ln\tau}{dT} + c_V$, μ – коэффициент сдвиговой вязкости. Первый член в фигурных скобках описывает усиление (ослабление) звуковых волн за счет неравновесности газа, которое возникает и в однородном безграничном газе. Однако в отличие от известного выражения для этого случая здесь происходит интегрирование по всей ширине слоя. Последний член в фигурных скобках соответствует поглощению за счет эффектов вязкости и теплопроводности. Второй член в фигурных скобках возникает за счет влияния градиентов термодинамических параметров. Третий член в фигурных скобках и второй интеграл появляются из-за градиентов параметров и эффектов теплопроводности. Если T, ε и τ слабо меняются в объеме газа, то члены, зависящие от градиентов, оказываются лишь малой поправкой и (21) сильно упрощается: $2\omega_{in}\tau = \frac{\gamma-1}{\gamma}\frac{M}{R}\delta_1 + \omega_n^2/C_{s0}^2\tau\frac{4\mu}{3\rho}$.

Если условие малости градиентов выполнено, то из (1) и (2) следует, что

$$\frac{L^2}{T}\frac{I\rho}{\lambda_T} \ll 1\ ;\ \delta\varepsilon \approx I\tau, \tag{22}$$

$$\omega_i \sim -I\frac{q}{3T}+\frac{c_V}{\tau}+\frac{\omega_n^2}{C_{so}^2}\frac{2}{3}\frac{\mu}{\rho}\frac{\gamma}{(\gamma-1)^2}\frac{R}{M}, \tag{23}$$

где

$$\frac{q}{3} = -\frac{d\ln\tau}{d\ln T}. \tag{24}$$

Из (22) следует, что первый член правой части (23), за счет которого возможно усиление, существенно меньше двух других слагаемых, соответствующих диссипативным эффектам, поэтому в слабонеоднородной среде усиления акустических колебаний не происходит. Чтобы компенсировать вязкостные эффекты, необходимо увеличивать накачку энергии, а это приводит к росту градиентов невозмущенных величин.

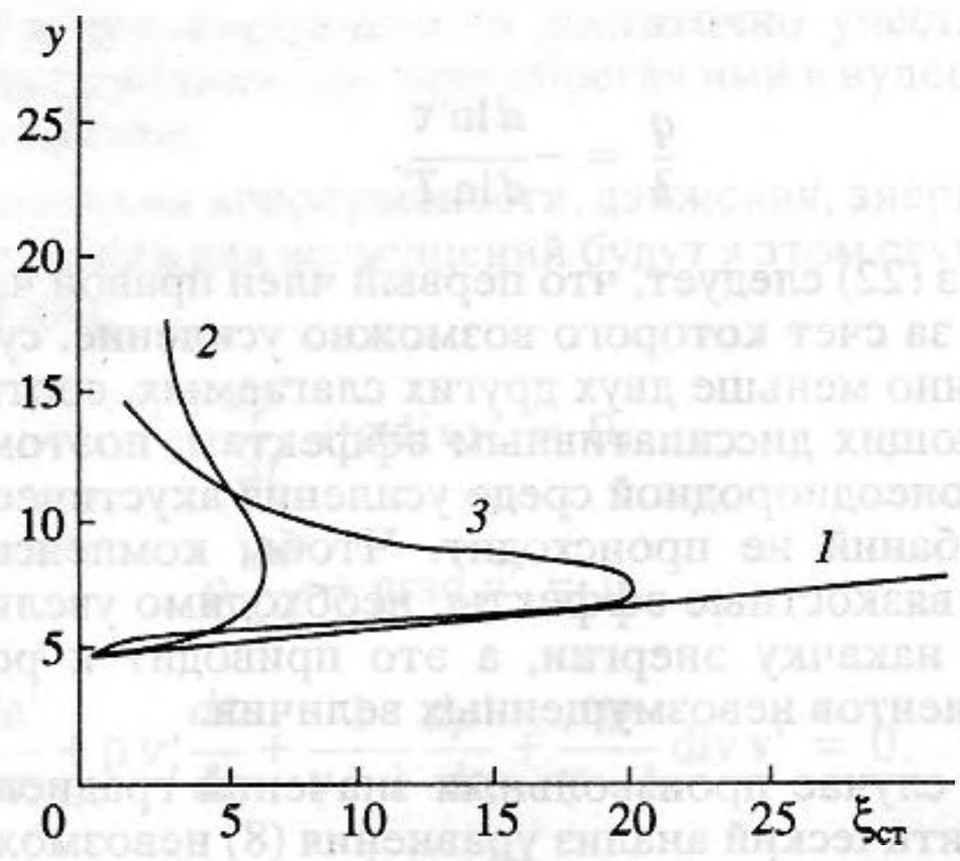
В случае произвольных значений градиентов аналитический анализ уравнения (8) невозможен, однако, если ограничиться приближением $\omega\tau \gg 1$, задача существенно упрощается. В нулевом приближении по $(\omega\tau)^{-1}$ с учетом (18) из (8) получим

$$\frac{d^2\tilde{v}_z^{(0)}}{dz^2}-\frac{1}{\rho}\frac{d\rho}{dz}\frac{k^2C_s^2/\omega_n^2}{1-k^2C_s^2/\omega_n^2}\frac{d\tilde{v}_z^{(0)}}{dz}+ \tag{25}$$

$$+\ (\omega_n^2/C_s^2-k^2)\,\tilde{v}_z^{(0)} = 0.$$

Расчет ω_i аналогичен выводу (21), только вместо косинусов и синусов в уравнение будут входить новые собственные функции, определяемые (25). Аналитическое решение (25) весьма сложно, численное же решение приводит к интересным выводам. Результаты расчета собственных функций $\tilde{v}_z^{(0)}$ (первой и второй гармоники) показывают, что даже при значительном изменении температуры, например для $(T_0 - T_c)/T_c = 9$, где T_0 – температура в центре (при $z = 0$), T_c – температура на стенке (при $z = \pm L$) отклонение собственных функций от $\cos(\pi z/2L)$ не превышает 30%. Этот результат понятен. Если время релаксации τ в плоском слое сильно меняется вдоль оси z, а изменение T и ρ невелико, то вторым слагаемым в (25) можно пренебречь. С увеличением перепада температур (и, соответственно, плотности) вторым членом также можно пренебречь из-за того, что вблизи стенок $C_s^2 \ll C_{s0}^2$ и $k^2C_s^2/\omega_n^2 \ll 1$, а в центре производная $d\rho/dz$ равна нулю. В случае большого изменения температуры величина C_s^2 в третьем члене (25) меняется, однако вблизи стенок третий член мал из-за малости $\tilde{v}_z^{(0)}$, поэтому в широком диапазоне изменения параметров в качестве нулевого приближения могут быть использованы (19), (20).

В первом приближении $\omega = \omega_n + \omega' + i\omega_i$. Поскольку второй член в (25) не содержит мнимой части, он несколько меняет в первом приближении только величину действительной части ω, что несущественно.



Нейтральные кривые ($\omega_i = 0$) в плоскости $y(\xi_{ст})$ ($y = (Iq \cdot \rho L^2/3T_{ст} \cdot 2\lambda_T)$; $\xi = R\rho L^2/M\lambda_T\tau$): *1* – приближение однородного газа, *2* – критическая кривая, при расчете которой не учитывались градиентные добавки, *3* – критическая кривая с учетом градиентных добавок.

Таким образом, для величины ω_i получим уравнение, полностью аналогичное (21), с той разницей, что подынтегральные выражения существенно меняются по ширине слоя. Интегрируя (21) по частям, получим

$$\frac{\gamma}{(\gamma-1)^2}2L\frac{R}{M}\omega_i = \int_0^{+L}\frac{\delta_1}{\tau}dz + \int_0^{+L}\frac{1}{\gamma-1}\frac{C_{so}^2}{\omega_n^2}\frac{d}{dz}\left(\frac{1}{T}\frac{d^3T}{dz^3}\frac{\lambda_T}{\rho}\right)\cos^2\left(\frac{\pi(2n+1)z}{2L}\right)dz + 1/2\left[\frac{4L^2}{\pi^2(2n+1)^2}\frac{1}{\tau}\left(\frac{d\varepsilon}{dz}\frac{d\ln\tau}{dT} + \frac{dT}{dz}\times\left(-2\delta_1\frac{d\ln\tau}{dT} + \frac{\delta\varepsilon}{\tau}\frac{d^2\tau}{dT^2}\right)\right)\right]_{z=L} + \frac{\gamma}{\gamma-1}2/3\frac{\omega_n^2}{C_s^2}\frac{\lambda_T}{\rho}L - \frac{Iz}{T}\frac{2}{\gamma-1}\left(1-\frac{k^2C_{so}^2}{\omega_n^2}\right)_{z=L}. \quad (26)$$

Как видно из (26), конечный результат существенно зависит от распределения стационарных величин, их значений, а также от значений их градиентов на стенке. Конечный результат зависит от граничных условий. Для поступательной температуры при достаточно хорошем теплоотводе

$$T(z = \pm L) = T_{ст}, \quad (27)$$

но для T_V, как правило, используются два приближения, которые зависят от процессов гетерогенной релаксации на поверхности:

$$\frac{dT_V}{dz}(z = \pm L) = 0 \quad (28)$$

– условие отсутствия потока колебательной энергии на границе, и

$$T_V(z = \pm L) = T_{ст} \quad (29)$$

– условие быстрой гетерогенной релаксации.

При $(dT_V/dz)_{ст} = 0$ уравнение (26) значительно упрощается. С учетом малости второго члена правой части (26) получим

$$\frac{\gamma}{(\gamma-1)^2}2L\frac{R}{M}\omega_i = \int_0^L\frac{\delta_1}{\tau}dz + \frac{2L^2}{\pi^2}\frac{1}{\tau_{ст}}\frac{dT}{dz}\times\left(-2\delta_1\frac{d\ln\tau}{dT} + \frac{\delta\varepsilon}{\tau}\frac{d^2\tau}{dT^2}\right)_{z=\pm L} + \frac{\gamma}{\gamma-1}\frac{2}{3}\frac{\omega_n^2}{C_s^2}\frac{\lambda_T}{\rho}L. \quad (30)$$

Оценим правую часть (30). Из (1), (2) следует

$$\lambda_V T_V + \lambda_T T = \lambda_V T_{V0} + \lambda_T T_0 - \rho I z^2/2 \quad (31)$$

или

$$\frac{dT}{dz}(z = \pm L) = -\frac{I\rho L}{\lambda_T}. \quad (32)$$

Легко вычисляется и первое слагаемое правой части (30)

$$\int_0^L -\frac{\delta\varepsilon}{\tau}\frac{q}{3T}dz = \int_0^L\frac{\lambda_T}{\rho}\frac{d^2T}{dz^2}\frac{q}{3T}dz = \left(\frac{\lambda_T}{\rho_{ст}T_{ст}}\frac{q}{3}\frac{dT}{dz}\right)(z = \pm L) = -\frac{IqL}{3T_{ст}}. \quad (33)$$

Сначала оценим первый и последний члены правой части (30). При $\omega_i = 0$ с учетом (33) получим

$$\int_0^L\frac{c_V}{\tau}dz - \frac{IqL}{3T_{ст}} + \frac{\gamma}{\gamma-1}\frac{4}{3}\frac{\omega_n^2}{C_s^2}\frac{\lambda_T L}{2\rho} = 0. \quad (34)$$

Как видно из (34), кривая нейтральной устойчивости, т.е. зависимость I от τ^{-1} в этом случае не столь проста, как в предыдущем случае. Перепишем (34) в переменных $\xi = (R\rho L^2/M\lambda_T\tau)$ и $y = \frac{Iq}{3T_{ст}}\frac{\rho L^2}{\lambda_T}$

$$\xi_{ст}\left(\frac{1}{L}\frac{M}{R}\int_0^L\tau_{ст}\frac{c_V}{\tau}dz\right) = y - \frac{\gamma}{(\gamma-1)}\frac{4}{3}\frac{\omega_n^2}{C_s^2}L^2. \quad (35)$$

При использовании ландау-теллеровской зависимости для $\tau(T)$

$$\tau = A\exp(BT^{-1/3}) \quad (36)$$

выражение (35) приводится к виду

$$\xi_{ст} = 2\frac{Rc_V}{M}\frac{y - K_1}{\exp\left(BT_{ст}^{-1/3} - B\left(T_{ст} + K_2 y\right)^{-1/3}\right)}, \quad (37)$$

где

$$K_1 = \frac{\gamma}{\gamma-1}\frac{\pi^2}{6}, K_2 \approx \frac{3T_{\text{ст}}}{2q}.$$

Легко показать, что для $q = BT^{-1/3} \gg 1$ функция $\xi_{\text{ст}}(y)$ имеет максимум при

$$y_m = 2 + K_1. \tag{38}$$

Численный расчет для $h\omega/k = 3400$ K, $T_{\text{ст}} = 500$ K, $M/R = 3.6 \times 10^{-3}$ кг К/Дж, преставленный на рисунке кривой *2*, полностью подтверждает эти оценки (прямая *1* – расчет для однородного случая, когда параметры газа полагаются постоянными).

Теперь оценим влияние остальных членов в (30). С учетом того, что $\frac{d\tau}{dT} = -\frac{q\tau}{3T}$ и $\frac{d^2\tau}{dT^2} = \frac{q^2}{9}\frac{\tau}{T^2}$, а также используя (33), можно переписать (30) в виде:

$$\frac{\gamma}{\gamma-1}2L\frac{R}{M}\omega_i = \int_0^L \frac{c_V}{\tau}dz - \frac{IqL}{3T_{\text{ст}}} + \frac{2L^3}{\pi^2}\frac{I\rho}{\lambda_T T_{\text{ст}}} \times$$
$$\times\left(\left(\frac{\delta\varepsilon}{\tau}\right)\frac{q^2}{9T} - \frac{2}{3}q\frac{c_V}{\tau}\right)_{\text{ст}} + \frac{\gamma}{\gamma-1}\frac{2}{3}\frac{\omega_n^2}{C_s^2}\frac{\lambda_T}{\rho}L. \tag{39}$$

В (39) третий член в правой части возникает лишь в неоднородном случае. Интересно отметить, что при большой степени неравновесности, когда $\left(\frac{\delta\varepsilon}{9T}q - \frac{2}{3}c_V\right)_{\text{ст}} > 0$, добавочный член описывает эффект, стабилизирующий систему, а в случае выполнения обратного соотношения приводит к дополнительной нестабильности.

Численный расчет нейтральной кривой ($\omega_i = 0$) из соотношения (39) при тех же условиях, что и кривой *2*, представлен на рисунке линией *3*.

Условие быстрой гетерогенной релаксации (граничное условие (29)) практически не дает принципиально нового результата. За исключением случая $(T_0 - T_{\text{ст}})/T_{\text{ст}} \gg 1$, который трудно реализовать, нейтральная кривая ($\omega_i = 0$), полученная из (26) при условии (29), будет совпадать при тех же параметрах расчета с кривой *2*, а не с кривой *3* на рисунке. В этом единственное отличие расчетов, связанное с различными граничными условиями. Анализ рисунка позволяет сделать следующие выводы.

1. Учет пространственной неоднородности значительно расширяет область устойчивого существования неравновесного газа.

2. Размеры и форма области неустойчивых режимов существенным образом зависят от величины градиентов температуры и граничных условий.

В заключение работы отметим, что полный анализ устойчивости должен включать еще решение задачи об устойчивости по отношению к тепловым возмущениям ($\omega = 0$).

Работа проведена при частичной поддержке Международного научного фонда по гранту № MIL000.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Виноградова М.Б., Руденко О.В., Сухоруков А.П.* Теория волн. М.: Наука, 1990. С. 432.
2. *Цендин Л.Д.* Влияние разогрева электронов на акустическую неустойчивость плазмы в электрическом поле // ЖТФ, 1965. Т. 35. С. 1972 - 1977.
3. *Ingard U.* Acoustic ware generation and amplification in a plasma // Phis. Rev. 1966. V. 145. № 1. P. 41 - 46.
4. *Осипов А.И., Уваров А.В.* Кинетические и газодинамические процессы в неравновесной молекулярной физике // Успехи физ. наук. 1992. Т. 162. № 11. С. 1 - 42.
5. *Александров Н.Л., Напартович А.П., Паль А.Ф. и др.* Усиление звуковых волн в плазме газового разряда // Физика плазмы. 1990. Т. 16. № 8. С. 862 - 871.
6. *Коган Е.Я., Молевич Н.Е.* Стационарные колебания ограниченной среды с отрицательной второй вязкостью // Акуст. журн. 1988. Т. 34. № 4. С. 690 - 693.
7. *Гордиец Б.Ф., Осипов А.И., Шелепин Л.А.* Кинетические процессы в газах и молекулярные лазеры. М.: Наука, 1980. С. 510.

Acoustical Disturbances in a Nonequilibrium Inhomogeneous Gas

E. V. Kol'tsova, A. I. Osipov, and A. V. Uvarov

The problem is solved on the amplification of acoustic waves in a plane layer of vibrationally nonequilibrium gas with the pumping of energy to the vibrational degrees of freedom of molecules and heat removal through walls. It is shown that the gradients of the thermodynamic parameters lead to the narrowing of the instability region on the power of pumping--inverse time of relaxation plane as compared with the homogeneous case.