АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том XXXIII 1987 Вып. 2

УДК 534.24

ОТРАЖЕНИЕ ЗВУКА ОТ ГРАНИЦЫ РАВНОВЕСНОГО И НЕРАВНОВЕСНОГО КОЛЕБАТЕЛЬНО-ВОЗБУЖДЕННОГО ГАЗА

Коган Е. Я., Молевич Н. Е.

Показано, что при падении звуковой волны на границу равновесного и неравновесного колебательно-возбужденного газа коэффициент отражения может превышать 1. Это явление связано с обращением второй вязкости в неравновесной среде.

Эволюция акустического возмущения в колебательно-возбужденном газе, неравновесность которого связана с отрывом колебательной температуры от поступательной $T_v/T_0>1$, связана с явлением обращения второй вязкости в такой среде [1]. Именно этот эффект определяет амплитудную динамику волн и их спектральный состав [2, 3]. Естественно, что эти особенности должны предопределить своеобразие явлений отражения и преломления звука на границе равновесного и неравновесного газа. Физически такая граница выделена различием акустической плотности этих состояний [2, 3].

В работе рассматриваются явления, связанные с падением акустических волн на подобную границу. Предполагается, что состав, плотность и поступательная температура обеих сред одинаковы. Неравновесность второй среды создается и поддерживается каким-либо стационарным источником (в качестве такового может быть электрический разряд, лазерное возбуждение и т. п.). Температура газа в этих условиях устанавливается механизмом теплопроводности либо введением системы протока газа.

Подобный неравновесный газ является средой с отрицательным поглощением, степень которого, как и акустическая плотность, определяются характером и уровнем неравновесности.

Здесь уместна аналогия с распространением электромагнитных волн в оптически активных средах. Известно, что при отражении электромагнитных волн от оптически менее плотных сред с отрицательным поглощением коэффициент отражения может быть больше единицы [4]. В настоящей работе показано, что подобное отражение с усилением возможно и в акустике. Вопрос о применимости приближения резкой границы обсудим ниже. Здесь мы будем полагать, что она делит пространство, занятое газом, на две части — первая — равновесная среда, вторая — неравновесная.

При отражении звуковой волны вида $\tilde{P}^{(0)}=P^{(0)}e^{i\mathbf{k}_0\mathbf{r}-i\omega t}$ от границы раздела двух сред ($z=0$) возникает отраженная $\tilde{P}^{(1)}=RP^{(0)}e^{i\mathbf{k}_1\mathbf{r}-i\omega t}$ и преломленная волны $\tilde{P}^{(2)}=T_sP^{(0)}e^{i\mathbf{k}_2\mathbf{r}-i\omega t}$, где R, T_s — коэффициенты отражения и преломления, связь которых следует из граничного условия для давления

$$e^{i\mathbf{k}_0\mathbf{r}}+R\ e^{i\mathbf{k}_1\mathbf{r}}=T_se^{i\mathbf{k}_2\mathbf{r}}. \tag{1}$$

Для x- и z-компоненты волнового вектора $k_2=k_2'+ik_2''$ имеем

$$k_{2x}=k_0\sin\theta_0,\quad k_{2z}=\eta_1+i\eta_2=\sqrt{A+iB},$$

где $A=k_2'^2-k_2''^2-k_0^2\sin^2\theta 0$, $B=2k_2''k_2'$,

$$\eta_1=\pm\frac{1}{\sqrt{2}}\sqrt{A+\sqrt{A^2+B^2}},\quad \eta_2=\pm\frac{1}{\sqrt{2}}\sqrt{-A+\sqrt{A^2+B^2}},$$

θ_0 — угол падения звуковой волны.

Для выбора знака η_1 и η_2 воспользуемся методом, приведенным в [4] применительно к отражению электромагнитных волн от усиливающей оптически менее плотной среды. Поскольку $\eta_1\eta_2=\frac{B}{2}$, то при отражении от активной среды ($B<0$) возможны два решения: $\eta_1>0$, $\eta_2<0$ (I) и $\eta_1<0$, $\eta_2>0$ (II). Решение (I) соответствует тому, что преломленная волна уходит от границы и усиливается по мере распространения вглубь второй среды. Решение (II) более экзотично — преломленные волны являются падающими на границу, а их амплитуда ослабляется с глубиной проникновения в неравновесную среду. Какое из решений является физически реальным, определяется знаком A. Решение (II) справедливо при выполнении условия $A<0$, т. е.

$$\sin^2\theta_0>\frac{k_2'^2-k_2''^2}{k_0^2}. \tag{2}$$

Это условие существования (II) вытекает из требования непрерывного перехода решений для поля звуковой волны во второй среде в соответствующие известные решения для него в среде без поглощения при непрерывном стремлении поглощения к нулю, как со стороны положительных, так и со стороны отрицательных k_2''.

Условие (1) совместно с граничным условием для нормальных компонент скоростей

$$k_0\cos\theta_0-k_1R\cos\theta_1=k_2T_s\cos\theta_2, \tag{3}$$

где θ_1, θ_2 — углы отражения и преломления, определяемые из (1) как $\theta_1=\theta_0$, $\sin\theta_2=k_0\sin\theta_0/k_2$, позволяет получить значения коэффициентов R и T_s:

$$R=\frac{k_0\cos\theta_0-\eta_1-i\eta_2}{k_0\cos\theta_0+\eta_1+i\eta_2},$$

$$T_s=\frac{2k_0\cos\theta_0}{k_0\cos\theta_0+\eta_1+i\eta_2}.$$

В случае $\eta_1<0$ энергетический коэффициент отражения $r=|R|^2>1$. Он максимален для угла падения, равного критическому $\theta_0^{\text{кр}}=\arcsin(\sqrt{k_2'^2-k_2''^2}/k_0)$ и стремится к 1 при $\theta_0\to\pi/2$. Вблизи критического угла ($\theta_0=\theta_0^{\text{кр}}+0$):

$$r=\frac{1-\varepsilon+\varepsilon\varphi+\sqrt{2(1-\varepsilon)\varepsilon\varphi}}{1-\varepsilon+\varepsilon\varphi-\sqrt{2(1-\varepsilon)\varepsilon\varphi}}, \tag{4}$$

где $\varepsilon=(k_2'^2-k_2''^2)/k_0^2$, $\varphi=2/k_2''|k_2'/(k_2'^2-k_2''^2)$.

Выражение (4) совпадает с точностью до обозначений с коэффициентом отражения электромагнитных волн поперечной поляризации от активной среды [4]. Максимальное значение $r^{\max}=5{,}83$ достигается при $\varepsilon\varphi=1-\varepsilon$. Согласно [4], при $k_2''\to-0$ или $k_2''\to-\infty$, $r\to1$.

При каких параметрах неравновесной среды возможно выполнение условия (2)? В [3] нами рассмотрен случай, когда поглощение энергии, поддерживающее неравновесность в газе, не зависит от возмущений параметров среды. Такая ситуация реализуется, например, в самостоятельном разряде при распространении звуковой волны под малыми углами относительно направления тока [5]. Согласно результатам [3],

$$k_2^2=\frac{mc_{V\infty}\omega^2\left(\frac{c_V^0}{c_{V\infty}}-i\omega\tau\right)}{Tc_{P\infty}\left(\frac{c_P^0}{c_{P\infty}}-i\omega\tau\right)},$$

где T — стационарная температура, τ — время колебательной релаксации; ω — частота звука;

$$c_V{}^0 = c_{V\infty} + c_K - \frac{\mathscr{E}_P - \mathscr{E}_K}{T} \frac{\partial \ln \tau}{\partial \ln T},$$

$$c_P{}^0 = c_{P\infty} + c_K - \frac{\mathscr{E}_P - \mathscr{E}_K}{T} \left(1 + \frac{\partial \ln \tau}{\partial \ln T}\right)$$

— релаксационные теплоемкости, c_K, $c_{V\infty}$, $c_{P\infty}$ — равновесные теплоемкости колебательных и поступательно-вращательных степеней свободы; $\mathscr{E}_K$, $\mathscr{E}_P$ — стационарное и равновесное значение колебательной энергии, приходящейся на одну молекулу во второй среде. Условию $k_2'' < 0$ соответствует степень неравновесности

$$\frac{\mathscr{E}_K - \mathscr{E}_P}{T} > \frac{c_K}{c_{V\infty} - \dfrac{\partial \ln \tau}{\partial \ln T}}.$$

Рассмотрим предельные значения k_2. При

$$\omega\tau \gg |c_P{}^0|/c_{P\infty}, \quad |c_V{}^0|/c_{V\infty},$$

$$k_2 = \omega \left(\frac{m}{T} \frac{c_{V\infty}}{c_{P\infty}}\right)^{1/2} \left[1 - \frac{i}{2\omega\tau}\left(\frac{c_P{}^0}{c_{P\infty}} - \frac{c_V{}^0}{c_{V\infty}}\right)\right].$$

Здесь скорость распространения звука $C_\infty = (c_{P\infty} T / c_{V\infty} m)^{1/2}$ не зависит от степени неравновесности среды. Поэтому акустическая плотность неравновесной и равновесной сред для высокочастотного звука совпадают и отражения на их границе не происходит.

В противоположном пределе

$$k_2 = \omega \left(\frac{m}{T} \frac{c_V{}^0}{c_P{}^0}\right)^{1/2} \left[1 - \frac{i\omega\tau}{2} \frac{c_{P\infty} c_{V\infty}}{c_P{}^0 c_V{}^0}\left(\frac{c_P{}^0}{c_{P\infty}} - \frac{c_V{}^0}{c_{V\infty}}\right)\right].$$

Скорость низкочастотного звука $C_0 = (c_P{}^0 T / c_V{}^0 m)^{1/2}$ в отличии от C_∞ зависит от $(\mathscr{E}_K - \mathscr{E}_P)/T$ и $\tau(T)$ [2, 3]. Значение $\theta_0{}^{кр}$ соответствует степени неравновесности

$$\frac{c_K}{c_{V\infty} - \dfrac{\partial \ln \tau}{\partial \ln T}} < \frac{\mathscr{E}_K - \mathscr{E}_P}{T} < -\frac{c_{P\infty} + c_K}{1 + \dfrac{\partial \ln \tau}{\partial \ln T}}.$$

В этом случае возможно полное внутреннее отражение низкочастотного ($\omega\tau < |c_P{}^0|/c_{P\infty}$, $|c_V{}^0|/c_{V\infty}$) звука с $r \geqslant 1$.

Например, при падении звуковой волны частоты $\omega = 10^5$ Гц на границу с неравновесно возбужденным газом H_2 ($P = 1$ атм, $T = 1000$ К, $(\mathscr{E}_K - \mathscr{E}_P)/T = 0{,}2$, $(\tau P / k_Б T)^{-1} = 2 \cdot 10^{-9} e^{-114{,}9 T^{-1/3}}$ см^3/с [6], $k_Б$ — постоянная Больцмана при угле падения $\theta_0{}^{кр} \approx 67°$) коэффициент отражения $r \approx 5{,}6$. Усиление такой среды на указанной частоте $k_2'' \approx 0{,}025$ см$^{-1}$. Мощность источника, необходимая для создания такого неравновесного колебательного возбуждения молекул H_2, соответствует $Q \approx 3$ кВт/см^3. Полученные значения коэффициентов R и T_s позволяют подобрать параметры газа с требуемыми отражательными свойствами. Более того, граница неравновесного газа является отражающей лишь для частот $\omega\tau \leqslant c_P{}^0/c_{P\infty}$, $c_V{}^0/c_{V\infty}$, отражение другой части спектра не происходит, что позволяет выделить определенную группу частот в широком спектре акустических волн. Отметим, что для звука низкой частоты в сильно неравновесной среде может нарушиться одно из условий применения геометрической акустики $k_2' L \ll 1$, где L — характерный размер неоднородности, связанной с установлением стационарного состояния. Это приведет к необходимости учета дифракционных эффектов при распространении звуковой волны в неравновесной среде, однако не исключает возможности отражения с $r \geqslant 1$ от ее границы.

Вопрос о возможности выполнить условие резкой границы газ — газ связан по существу с выполнением условия $k\Delta<1$, где Δ — характерный размер размытия границы. Он определяется масштабом диффузии возбуждения в газе $\Delta^2 \sim Dt$. Отсюда время размытия на длину волны составит $t \sim 1/k^2D$. Если за это время волна проходит путь, существенно превышающий ее длину, то условия резкой границы в этом масштабе времени можно считать выполненными, т. е. $C_\infty/kD \gg 1$.

По-видимому, реальная ситуация менее жесткая, чем это неравенство, поскольку на длине размытия границы газ быстро релаксирует к равновесию и область перехода от неравновесного состояния к равновесному меньше этого диффузионного размера. Более детальный анализ этого вопроса требует учета конкретного способа создания неравновесности и условий эксперимента и может быть проведен в каждом конкретном случае.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Коган Е. Я., Молевич Н. Е.* Коллапс акустических волн в неравновесном молекулярном газе // ЖТФ. 1986. Т. 56. № 5. С. 941–943.
2. *Bauer H. J., Bass H. E.* Sound Amplification from Controlled Exitation Reactions // Phys. Fluids. 1973. V. 16. N 7. P. 988–996.
3. *Коган Е. Я., Молевич Н. Е.* Звуковые волны в неравновесном молекулярном газе // Изв. вузов СССР. Физика. 1986. Т. 29. № 7. С. 53–58.
4. *Бойко Б. Б., Петров Н. С., Джилавдари И. З.* Усиление электромагнитных волн при отражении от сред с отрицательным поглощением // Квантовая электроника и лазерная спектроскопия. Минск: Наука и техника, 1974. С. 449.
5. *Ниган В. Л.* Стабильность молекулярных лазерных разрядов при высоких энергиях // Плазма в лазерах. М.: Энергоиздат. 1982. С. 261.
6. *Кирмусов И. П., Левин В. А., Старик А. М.* Теоретическое исследование характеристик газодинамического лазера на смеси H_2 – HCl // Квантовая электрон., 1981. Т. 8. С. 972–979.

Куйбышевский педагогический институт

Поступила в редакцию 11.VII.1985