N. E. Molevich, Amplification of vortex and temperature waves in the process of induced scattering of sound in thermodynamically nonequilibrium media,
TVT, 2001, Volume 39, Issue 6, 949–953

ТЕПЛОФИЗИКА ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУР, 2001, том 39, № 6, с. 949–953

УДК 534.222

УСИЛЕНИЕ ВИХРЕВЫХ И ТЕМПЕРАТУРНЫХ ВОЛН В ПРОЦЕССЕ ВЫНУЖДЕННОГО РАССЕЯНИЯ ЗВУКА В ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИ НЕРАВНОВЕСНЫХ СРЕДАХ

© 2001 г. Н. Е. Молевич

Самарский государственный аэрокосмический университет им. С.П. Королева

Поступила в редакцию 05.01.2000 г.

Рассмотрено нестационарное вынужденное рассеяние звука на вихревых и температурных волнах в газовых средах. Показано, что в термодинамически неравновесных средах, являющихся акустически активными, параметрический инкремент может быть существенно больше, чем в равновесных средах. Это сопровождается резким нарастанием амплитуд вихревых и температурных волн.

ВВЕДЕНИЕ

В линейном приближении уравнения газодинамики допускают существование трех независимых типов колебаний: обычные звуковые, температурные и вихревые волны [1, 2]. Если интенсивность какой-либо из этих волн перестает быть малой, то линейное приближение уже не выполняется и необходим дополнительный учет нелинейных членов. В результате эти типы колебаний перестают быть независимыми. Известно, что в термодинамически неравновесных средах возможно обращение коэффициента второй вязкости $\xi < 0$ [3–7]. Подобные среды являются акустически активными. В настоящей работе показано, что при $\xi < 0$ происходит нарастание также двух других типов колебаний за счет параметрической перекачки к ним энергии от неустойчивых акустических мод. В литературе подобный процесс, т.е. перенос большого инкремента неустойчивой волны на слабую сигнальную, иногда называют супергетеродинным усилием [8].

ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Рассмотрим процессы вынужденного рассеяния звука на вихревых (ВРВ) и температурных волнах (ВТРЗ) в колебательно-возбужденном газе с простой экспоненциальной моделью колебательной реакции молекул

$$\frac{dE}{dt} = \frac{E_e - E}{\tau_K(T, \rho)} + Q, \tag{1}$$

где E, E_e – колебательная энергия (в расчете на одну молекулу) и ее равновесное значение; τ_K – время колебательной релаксации; Q – мощность источника накачки, поддерживающего стационарную степень неравновесности $S = Q\tau_0/T_0$; $\tau_0 = \tau_K(T_0, \rho_0)$; T, T_0, ρ, ρ_0 – температура, плотность и их стационарные значения. Для этого звуковое поле представим суперпозицией волны накачки (Π_0) и рассеянной волны (Π_1)

$$\Pi = \frac{\Pi_0}{2}\exp[i(\mathbf{k}_0\mathbf{r} - \omega_0 t)] + \\ + \frac{\Pi_1}{2}\exp[i(\mathbf{k}_1\mathbf{r} - \omega_1 t)] + \text{k.c}, \tag{2}$$

где $\Pi = P'/\rho_0 u_\infty^2$, P' – возмущение давления в акустической волне, u_∞ – замороженная скорость звука. Для определенности звуковое поле полагается высокочастотным ($\omega_0\tau_0 > 1$), а его рассеянная компонента – стоксовой. Представление звукового поля в виде простых волн (2) возможно только на таких расстояниях L, когда $L < L_B$, где L_B – длина образования ударного разрыва.

Вихревую моду ($\mathbf{W} = \operatorname{rot}\mathbf{v}$, $\mathbf{v}$ – возмущение скорости) и температурную моду $\bar{T}$ также представим в виде бегущих волн с частотой $\Omega = \omega_0 - \omega_1 \ll \omega_0, \omega_1$ и волновым вектором $\mathbf{q} = \mathbf{k}_0 - \mathbf{k}_1$

$$\mathbf{W} = \frac{1}{2}\mathbf{W}_1\exp[i(\mathbf{qr} - \Omega t)] + \text{k.c.}, \\ \bar{T} = \frac{1}{2}T_1\exp[i(\mathbf{qr} - \Omega t)] + \text{k.c.} \tag{3}$$

После подстановки возмущений (2), (3) в систему уравнений релаксационной газодинамики [3] (включающию, кроме (1), уравнения непрерывности, Навье–Стокса, теплопереноса и состояния) и проведения стандартной процедуры "укорочения" [2, 9, 10], получаем

$$\frac{\partial \Pi_1}{\partial t} + u_\infty\cos\theta\frac{\partial \Pi_1}{\partial x} + \alpha_1 u_\infty \Pi_1 = \\ = \mathbf{A}_W\mathbf{W}_1^*\Pi_0\cos\theta + A_T T_1^*\Pi_0\cos\theta, \tag{4}$$

$$\frac{\partial T_1^*}{\partial t} + \alpha_T T_1^* = B_T \Pi_1 \Pi_0^*, \tag{5}$$

$$\frac{\partial \mathbf{W}_1^*}{\partial t} + \alpha_W \mathbf{W}_1^* = \mathbf{B}_W \Pi_1 \Pi_0^*, \tag{6}$$

$$\Pi_0 = \Pi_P \exp(-\alpha_0 x). \tag{7}$$

Эта система уравнений получена в приближении медленно меняющихся во времени и пространстве амплитуд взаимодействующих волн Π_1, T_1, $\mathbf{W}$ и заданной диссипирующей волны накачки распространяющейся вдоль оси $\mathbf{X}$. Здесь $\alpha_1 = [\alpha_\infty + \delta(\omega_1)]$; $\alpha_0 = [\alpha_\infty + \delta(\omega_0)]$; $\alpha_T = i\Omega + \chi q^2$; $\alpha_W = i\Omega + \nu q^2$; $A_T = -i\omega_0/4T_0$; $\mathbf{A}_W = [\mathbf{k}_0 \times \mathbf{k}_1]/2q^2$; $B_T = i\Omega T_0/2C_{V\infty} + 2\alpha_1 u_\infty T_0/C_{V\infty}$; $\mathbf{B}_W = -2i[\mathbf{k}_0 \times \mathbf{k}_1]\alpha_1 u_\infty^2/k_1$; θ – угол рассеяния; ν, χ – коэффициенты кинематической вязкости и температуропроводности; $\delta(\omega) = \omega^2(2\nu/3 + \chi/2C_{V\infty})/u_\infty^3$ – вязкостно-теплопроводностный коэффициент поглощения звука; $\alpha_\infty = C_{V0}^2\xi_0/2\rho_0 C_{V\infty}^2\tau_0^2 u_\infty^3$ – коэффициент поглощения звука, обусловленный наличием в среде релаксационного процесса (1), формирующего вторую вязкость; $\xi_0 = \tau_0(u_\infty^2 - u_\infty^2)\rho_0 C_{V\infty}/C_{V0}$ – низкочастотный коэффициент второй вязкости; $u_0 = (C_{P0}T_0/C_{V0}m)^{1/2}$ – равновесная скорость звука; $C_{P0} = C_{P\infty} + C_K + S(\tau_T - \tau_\rho)$, $C_{V0} = C_{V\infty} + C_K + S\tau_T$ – равновесные (низкочастотные) теплоемкости при постоянном давлении и объеме в колебательно-возбужденном газе с процессом релаксации в форме (1) [3]; $C_K = dE_e/dT$; $\tau_T = \partial\ln\tau_0/\partial\ln T_0$; $\tau_\rho = \partial\ln\tau_0/\partial\ln\rho_0$; m – молекулярная масса. Зависимостями $\nu(T)$, $\chi(T)$ пренебрегалось.

Коэффициент δ всегда положителен. В отличие от него величина α_∞ может быть как положительной (при $\xi_0 > 0$), так и отрицательной (при $\xi_0 < 0$). В рамках рассматриваемой релаксационной модели (1) условие инверсии коэффициента второй вязкости имеет простой вид [3]

$$S(C_{V\infty}\tau_\rho + \tau_T) + C_K < 0. \tag{8}$$

Все коэффициенты системы (4)–(7) получены без учета неоднородности стационарной неравновесной среды. В [11, 12] показано, что при распространении высокочастотного звука в продольно слабонеоднородной среде появляются аддитивные поправки к коэффициенту α_∞. Качественный вид системы (4)–(7) при этом не изменяется.

Дополним систему уравнений (4)–(7) краевыми условиями вида

$$\Pi_1(0,t) = \Pi_{10}(t), \quad \Pi_1(x,0) = 0, \quad T_1(0,t) = W_1(0,t) = 0. \tag{9}$$

Эта форма краевых условий удобна при рассмотрении рассеяния в прямом направлении ($0 < \theta < \pi/2$).

Первое слагаемое в правой части (4) соответствует процессу нелинейного взаимодействия звука с волнами завихренности. Второе слагаемое в правой части (4) – нелинейному взаимодействию звука с температурными волнами. Ниже исследуются свойства этих процессов по отдельности, а затем проведено сравнение их эффективностей.

НЕСТАЦИОНАРНАЯ ТЕОРИЯ ВЫНУЖДЕННОГО РАССЕЯНИЯ ЗВУКА В АКУСТИЧЕСКИ АКТИВНОЙ СРЕДЕ

Исходя из вида (4)–(7), оба вида рассеяния можно описать обобщенными уравнениями

$$\frac{\partial \Pi_1}{\partial t} + u_\infty\cos\theta\frac{\partial \Pi_1}{\partial x} + \alpha_1 u_\infty \Pi_1 = \cos\theta A_F F^* \Pi_P \exp(-\alpha_0 x), \tag{10}$$

$$\frac{\partial F^*}{\partial t} + \alpha_F F^* = B_F \Pi_1 \Pi_P^* \exp(-\alpha_0 x),$$

где $F^* = \mathbf{W}_1^*$ для процесса ВРВ или $F^* = T_1^*$ для процесса ВТРЗ.

Введем новые функции

$$\bar{\Pi} = \Pi_1 \exp(\alpha_1 x/\cos\theta), \quad \bar{F} = F^* \exp(\alpha_0 x + \alpha_1 x/\cos\theta) \tag{11}$$

и новые переменные

$$y = t - \frac{x}{u_\infty\cos\theta}, \quad \zeta = \frac{1 - \exp(-2\alpha_0 x)}{2\alpha_0}. \tag{12}$$

С помощью (11), (12) система (10) с краевыми условиями (9) преобразуется к более простому виду

$$u_\infty \frac{\partial \bar{\Pi}}{\partial \zeta} = A_F \bar{F} \Pi_P, \quad \frac{\partial \bar{F}}{\partial y} + \alpha_F \bar{F} = B_F \bar{\Pi} \Pi_P^*, \tag{13}$$

$$\bar{\Pi}(0, y) = \Pi_{10}(y), \quad \bar{F}(\zeta, 0) = 0.$$

Затем с помощью двойного преобразования Лапласа новой системы (13) получаем

$$\overline{\Pi}(\zeta, y) = \int_0^y \Pi_{10}(y-y')\left[\frac{\partial G(\zeta, y')}{\partial y'} + \alpha_F G(\zeta, y')\right]dy',$$

$$G(\zeta, y) = \exp(-\alpha_F y)J_0[Z(\zeta, y)]\eta(y), \tag{14}$$

$$Z(\zeta, y) = 2\left(-\frac{A_F B_F}{u_\infty}|\Pi_P|^2 y\zeta\right)^{1/2}.$$

Здесь J_0 – функция Бесселя первого рода нулевого порядка, η – единичная функция Хевисайда.

Возвращаясь в (14) вновь к переменным x, t, получаем искомые выражения, описывающие нестационарные процессы ВРВ и ВТРЗ

$$\Pi_1(x, t) = \Pi_{10}(y)\exp(-\alpha_1 x/\cos\theta)\eta(y) -$$

$$-\frac{1}{2}\int_0^t \Pi_{10}(t-t')\frac{Z_F(x, t')}{y'} \times \tag{15}$$

$$\times \exp(-\alpha_F y' - \alpha_1 x/\cos\theta)J_1[Z_F(x, t')]\eta(y')dt',$$

$$F^*(x, t) = B_F \Pi_P^* \int_0^t \Pi_{10}(t-t') \times \tag{16}$$

$$\times \exp(-\alpha_F y' - \alpha_0 x - \alpha_1 x/\cos\theta)J_0[Z_F(x, t')]\eta(y')dt',$$

$$Z_F(x, t) =$$

$$= \{-2A_F B_F|\Pi_P|^2 y[1-\exp(-2\alpha_0 x)]/\alpha_0 u_\infty\}^{1/2},$$

где J_1 – функция Бесселя первого рода первого порядка.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ ДЛЯ ВИХРЕВЫХ ВОЛН

Ранее процесс рассеяния ВРВ на флуктуационных вихрях рассматривался в [2, 9], причем режим рассеяния предполагался стационарным. Кроме того, в исходных уравнениях не учитывалась вторая вязкость. Ниже показано, что в термодинамически неравновесном газе величина второй вязкости существенно влияет на процесс рассеяния.

Согласно полученным выражениям (15), (16) изменения интенсивностей рассеянной акустической и возбуждаемой вихревой волн определяются в нестационарном режиме в основном выражениями $|\Pi_1|^2 \sim \exp g_1^W(x, t)$, $|\mathbf{W}_1|^2 = \exp g_W(x, t)$ где при рассеянии вперед ($0 < \theta < \pi/2$) и $Z_W \gg 1$ нестационарные инкременты равны

$$g_1^W = -2\nu q^2\tau - \frac{2\alpha_1 x}{\cos\theta} +$$

$$+\left\{\frac{4|\mathbf{A}_W\mathbf{B}_W||\Pi_P|^2\tau[1-\exp(-2\alpha_0 x)]}{\alpha_0 u_\infty}\right\}^{1/2}, \tag{17}$$

$$g_W = g_1^W - 2\alpha_0 x.$$

Стационарный режим ВРВ устанавливается при $t \geq |t_S^W|$ где

$$t_S^W = \frac{x}{u_\infty\cos\theta} + \frac{\mathbf{A}_W\mathbf{B}_W|\Pi_P|^2[1-\exp(-2\alpha_0 x)]}{2\alpha_W^2\alpha_0 u_\infty} \tag{18}$$

– комплексное время, при котором подынтегральное выражение в (15) достигает максимума.

Подстановка (18) в выражение (17) и использование метода перевала позволяет записать стационарные инкременты при $Z_W \gg 1$ в виде

$$g_{S1}^W = -\frac{2\alpha_1 x}{\cos\theta} - \frac{|\mathbf{A}_W\mathbf{B}_W||\Pi_P|^2[1-\exp(-2\alpha_0 x)]\Omega}{\alpha_0(\Omega^2+\nu^2 q^4)u_\infty}\operatorname{sign}\alpha_1, \tag{19}$$

$$g_{SW} = g_{S1}^W - 2\alpha_0 x. \tag{20}$$

Рассмотрим теперь отдельно случаи диссипативной среды (α_1, $\alpha_0 > 0$) и акустически активной среды (α_1, $\alpha_2 < 0$).

Диссипативная среда. Согласно (19), (20) при $\alpha_1 > 0$ усиление при рассеянии вперед возможно только в антистоксовой области ($\Omega < 0$). Параметрические инкременты (19), (20) при $\alpha_0 x \ll 1$ являются линейными. Наличие диссипации с декрементом α_0 ограничивает длину нелинейного взаимодействия величиной $x \sim 1/\alpha_0$.

Пороговое условие наблюдения вынужденного рассеяния в стационарном режиме имеет вид

$$|\Pi_P|^2 \geq \frac{2\alpha_0 q^2 k_1(\Omega^2+\nu^2 q^4)x}{[1-\exp(-2\alpha_0 x)]|\Omega|[\mathbf{k}_0\times\mathbf{k}_1]^2 u_0\cos\theta}.$$

Это условие при $\alpha_0 x \ll 1$ совпадает с полученным в [9].

Процесс ВРВ является резонансным. Максимум усиления в стационарном режиме приходится на частоту $\Omega_W = -\nu q^2$. В нестационарном режиме коэффициенты (17) не зависят от частоты Ω. Заключение о спектре рассеянного звука можно сделать из рассмотрения подынтегрального выражения в (15), как это было сделано при рассмотрении вынужденного температурного рассеяния света в [13]. Учитывая лишь слагаемое, нарастающее в пространстве и во времени, получим, что уширение спектра рассеянного звука определяется выражением

$$\Omega' = -\frac{1}{2}\left\{\frac{|\mathbf{A}_W\mathbf{B}_W||\Pi_P|^2[1-\exp(-2\alpha_0 x)]}{\tau\alpha_0 u_\infty}\right\}^{1/2}\operatorname{sign}\alpha_1,$$

т.е. и нестационарное усиление будет при $\alpha_1 > 0$ антистоксовым.

Акустически активная среда. В акустически активной среде при слабой параметрической связи (малости второго слагаемого в (19) по сравнению с первым) нарастание вихревой компоненты будет беспороговым и возможно в результате как стоксового, так и антистоксового рассеяния звука. Для $t > |t_S^W|$ и $\Pi_{10} = \text{const}$ имеем

$$\mathbf{W}_1^* = \frac{\mathbf{B}_W\Pi_P^*\Pi_{10}\exp(-\alpha_0 x - \alpha_1 x/\cos\theta)}{\alpha_W}.$$

При больших $|\Pi_P|^2$ или больших x второе слагаемое в (19) доминирует. В этом случае, в отличие от диссипативной среды, усиление вихревой компоненты происходит только при стоксовом рассеянии. Легко показать, что для углов рассеяния $\pi/2 < \theta < \pi$ усиление вихревой компоненты будет происходить, напротив, при антистоксовом рассеянии. Учет усиления волны накачки ($\alpha_0 < 0$) приводит к экспоненциальному нарастанию инкремента с ростом x.

Оценим g_{SW} при интенсивности волны накачки $I_P = 10$ Вт/м^2, $\theta = 10°$ $\omega_0 = 2 \times 10^5$ Гц для типичной лазерной смеси $CO_2 : N_2 : He = 1 : 2 : 3$. В этой смеси при удельном энерговкладе в колебательные степени свободы ~ 10 кДж/м^3 и нормальных условиях газовой среды имеем $\nu = 2 \times 10^{-5}$ м^2/с, $u_\infty = 440$ м/с, $\alpha_0 = \alpha_1 = -10$ м$^{-1}$ [14]. В результате после подстановки указанных параметров в (20) получаем $g_{SW} \simeq 30$ при $\alpha_0 x \simeq -2.2$. При таком параметрическом инкременте интенсивность вихревой компоненты, развиваемая из теплового шума, становится сравнимой с I_P. Причем это усиление при достаточно малых углах рассеяния происходит при $x < L_B$. Величина L_B может быть оценена по формуле $L_B = -\ln(1 - \alpha_0 L_B^E)/\alpha_0$, где $L_B^E = 2C_{V\infty}/\Pi_P k_0(C_{P\infty} - C_{V\infty})$ – длина образования разрыва в бездиссипативной среде [2]. Для указанных выше параметров $L_B^E \simeq 3.2$ м, $L_B \simeq 0.35$ м, $x = -2.2/\alpha_0 = 0.22$ м.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ ДЛЯ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ВОЛН

Теория ВТРЗ рассматривалась в [15] при распространении звука в твердом теле, в [10, 16] – в жидкости. Система уравнений (4), (5), (7) отличается от используемой в [10] наличием коэффициента α_∞, связанного с релаксационным процессом в неравновесном колебательно-возбужденном газе, а также видом второго слагаемого в правой части (4), описывающего нелинейное взаимодействие звука с температурными волнами. Согласно виду этого слагаемого ВТРЗ не происходит, как и ВРВ, под углом $\theta = \pi/2$, но в отличие от ВРВ может происходить в обратном направлении $\theta = \pi$. Это совпадает с выводами работы [17], где рассмотрено рассеяние звука на температурных флуктуациях турбулентной атмосферы.

Коэффициент B_T в правой части (5) определяет обратное воздействие рассеянного звука на температурную волну. Первое слагаемое в этом коэффициенте связано с адиабатическим нагревом, второе слагаемое – с изменением температуры среды в результате поглощения (усиления) звука. В средах с большими коэффициентами $\alpha_1 \gg \Omega/u_\infty \sim \chi q^2/u_\infty$ адиабатический нагрев не существен и ниже не учитывается.

Для описания процесса ВТРЗ воспользуемся формулами (17)–(20), в которых надо заменить индекс W на индекс T, величину ν на χ и использовать соответствующие коэффициенты A_T, B_T, α_T. Поэтому и все выводы относительно свойств ВРВ справедливы и для ВТРЗ (как в диссипативных, так и усиливающих средах).

ВТРЗ, как и ВРВ, является резонансным процессом. Частота, соответствующая максимуму коэффициента g_{S1}^T, определяется как $\Omega_T = \chi q^2$.

Оценку относительной эффективности ВРВ и ВТРЗ можно провести, найдя отношение следующих величин (определяющих эффективность параметрической связи в двух процессах на резонансных частотах):

$$K = \frac{g_{S1}^W - \alpha_1 x/\cos\theta}{g_{S1}^T - \alpha_1 x/\cos\theta} = \frac{\mathbf{A}_W\mathbf{B}_W\chi}{A_T B_T \nu} \simeq \frac{2C_\infty\chi\cos^2\theta/2}{\nu}.$$

Поскольку в газовых средах обычно $\chi \gtrsim \nu$, то при рассеянии под малыми углами процесс ВРВ более эффективен, чем ВТРЗ. С ростом угла рассеяния роль ВТРЗ возрастает и в обратном направлении более эффективен процесс ВТРЗ.

В тех случаях, когда $K \sim 1$, систему (4)–(7) следует решать полностью, без отдельного рассмотрения процессов ВРВ и ВТРЗ. В настоящей работе такой расчет не проводился. Как показано в [10], основной качественно новый результат связан с биениями двух мод, имеющих близкие по величине добротности и частоты. Коэффициент нестационарного усиления будет пропорционален $g \sim \cos[q^2(\nu - \chi)t/2]$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрены особенности нестационарного и стационарного вынужденного рассеяния звука на вихревых и температурных волнах в колебательно-возбужденном газе. Показано, что при степенях неравновесности среды, удовлетворяющих неравенству (8), и соответствующих инверсии второй вязкости, свойства этих процессов существенно меняются: изменяется спектральная область рассеяния, рассеяние становится беспороговым. Кроме того, параметрический инкремент вместо линейного становится экспоненциальным. Это может привести к интенсивному вихреобразованию в среде, а также к ее температурному расслоению.

Инверсия второй вязкости может происходить не только в средах с неравновесными внутренними состояниями молекул, но и в средах с необратимыми химическими реакциями, в слабоионизованном газе и в других, где возможно установление положительной обратной связи между неравновесным тепловыделением и акустическим возмущением [5, 6]. Во всех этих средах, по-видимому, возможно рассмотренное выше изменение свойств ВТРЗ и ВРВ. Причем в средах с несколькими релаксационными процессами знак коэффициента второй вязкости в общем случае зависит как от их степени неравновесности, так и от частоты звука. Например, в рассмотренном выше примере неравновесной CO_2-содержащей среды учет релаксации различных колебательных мод ограничивает сверху частотную область существования отрицательной вязкости $\omega < 10^6$ Гц [14].

Следует заметить, что в акустически активной среде время установления стационарного процесса, согласно (18), также растет экспоненциально. Поэтому ВТРЗ и ВРВ могут происходить на фоне развивающихся конвективных течений, здесь не учитывающихся. Рассмотрение процессов вынужденного рассеяния звука в потоках неравновесного газа представляет несомненный интерес для последующих исследований. Некоторые аспекты этой проблемы исследовались в [18], где рассматривалось вынужденное рассеяние звука на вихревых возмущениях пуазейлевого потока при наличии слабой параметрической связи.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Зарембо Л.К., Красильников В.А.* Введение в нелинейную акустику. М.: Наука, 1966. 520 с.
2. *Руденко О.В., Солуян С.И.* Теоретические основы нелинейной акустики. М.: Наука, 1975. 288 с.
3. *Коган Е.Я., Молевич Н.Е.* Коллапс акустических волн в неравновесном молекулярном газе // ЖТФ. 1986. Т. 56. № 5. С. 941.
4. *Осипов А.И., Уваров А.В.* Вторая вязкость в колебательно-неравновесном газе // Вестн. МГУ. Сер. 3. 1987. Т. 28. № 6. С. 52.
5. *Молевич Н.Е., Ораевский А.Н.* Вторая вязкость в термодинамически неравновесных средах // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. № 3. С. 128.
6. *Завершинский И.П., Коган Е.Я., Молевич Н.Е.* О механизме усиления звука в слабоионизованном газе // ЖЭТФ. 1991. Т. 100. № 8. С. 422.
7. *Malnev V.N., Nedospasov A.V.* About some Peculiarities of Streamline of Bodies by Flows of Vibration Noneqilibrium Gases. In: Perspectives of MHD and Plasma Technologies in Aerospace Applications. M.: IVTAN, 1999. P. 128.
8. *Рабинович М.И., Фабрикат А.Л.* Нелинейные волны в неравновесных средах // Изв. вузов. Радиофизика. 1976. Т. 19. № 5–6. С. 722.
9. *Пушкина Н.И., Хохлов Р.В.* О вынужденном звуковом рассеянии на вихревых волнах // Акуст. журн. 1971. Т.17. № 1. С. 167.
10. *Бункин Ф.В., Воляк К.И., Ляхов Г.А., Романовский М.Ю.* Вынужденное рассеяние звука в вязких жидкостях // ЖЭТФ. 1984. Т. 86. № 1. С. 140.
11. *Molevich N.E.* Sound Propagation in Noneqilibrium Media with Slowly Varying Parameters. In: The 2nd Workshop on Magneto-Plasma-Aerodynamics in Aerospace Applications. M.: IVTAN, 2000. P. 286.
12. *Молевич Н.Е.* Усиление звука в неоднородных потоках неравновесного газа // Акуст. журн. 2001. Т. 47. № 1. С. 119.
13. *Старунов В.С.* Некоторые вопросы теории вынужденного молекулярного рассеяния света // ЖЭТФ. 1969. Т. 57. № 3. С. 1012.
14. *Молевич Н.Е., Ораевский А.Н.* Волны в среде с отрицательной второй вязкостью// Тр. ФИАН. 1992. Т. 222. С. 45.
15. *Пушкина Н.И., Хохлов Р.В.* Температурное рассеяние звука в твердом теле // ЖЭТФ. 1969. Т. 57. № 4. С. 1263.
16. *Бункин Ф.В., Воляк К.И., Ляхов Г.А.* О возможности наблюдения вынужденного температурного рассеяния звука // Акуст. журн. 1982. Т. 28. № 5. С. 607.
17. *Монин А.С.* Некоторые особенности рассеяния звука в турбулентной атмосфере // Акуст. журн. 1961. Т. 7. № 4. С. 457.
18. *Завершинский И.П., Коган Е.Я., Молевич Н.Е.* Параметрическое взаимодействие акустических волн с возмущениями плоскопараллельных течений неравновесных газов // Акуст. журн. 1999. Т. 45. № 1. С. 69.