

ИЗ ТЕКУЩЕЙ ЛИТЕРАТУРЫ

534,28

**ЭФФЕКТ КОНСТАНТИНОВА И ПОГЛОЩЕНИЕ ЗВУКА  
В НЕОДНОРОДНЫХ СРЕДАХ***Ф. Ф. Легуша*

## СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение . . . . .	509
2. Расчет поглощения Константинова . . . . .	512
3. Проявление эффекта Константинова в акустике . . . . .	515
4. Применение эффекта Константинова в технике . . . . .	517
а) Интенсификация звукопоглощения . . . . .	517
б) Визуализаторы ультразвука в газах . . . . .	518
Цитированная литература . . . . .	521

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Впервые задача о распространении звука в ограниченной среде была рассмотрена Кирхгофом<sup>1</sup>, который изучил вопрос о распространении звуковых волн с плоским фронтом в заполненных воздухом круглых трубах, имеющих твердые стенки. Кирхгоф также первый обратил внимание на то, что при поглощении звука теплопроводность среды играет такую же важную роль, как и вязкость.

Дальнейшим развитием метода Кирхгофа явилась опубликованная в 1939 году работа Б. П. Константинова<sup>2</sup>, в которой он рассмотрел задачу о взаимодействии плоской гармонической волны с границей раздела газ — твердое абсолютно теплопроводное тело. Решение задачи для плоской волны существенно расширило возможности метода Кирхгофа хотя бы по той причине, что результаты работы<sup>2</sup> могут быть применены для анализа взаимодействия волн, имеющих произвольную форму волнового фронта, с границей раздела газ — твердое тело.

В работе<sup>2</sup> Константиновым впервые был определен круг задач, для которых решение вопроса о поглощении звука при распространении волн вблизи твердых границ представляет значительный интерес. В числе важнейших задач такого типа он выделил: поглощение ультразвука на стенках и отражателях газовых акустических интерферометров; поглощение на поверхности твердого тела при излучении им ультразвука в газ; поглощение звука при распространении волн по трубам; поглощение звука в газе, содержащем взвешенные твердые частицы; поглощение звука пористыми и волокнистыми материалами; поглощение звука в малых помещениях. Ясно, что аналогичное явление будет иметь место во всех случаях, когда имеется контакт сред с отличающимися физическими параметрами.

Вслед за работой<sup>2</sup> появилась статья<sup>3</sup>, посвященная расчету поглощения звука в гулких помещениях. В этой работе, опираясь на применяемое в архитектурной акустике понятие о диффузном акустическом поле, Кон-

стантинов получил для замкнутых объемов выражение усредненного по углу падения (диффузного) коэффициента звукопоглощения. Полученные при этом результаты довольно хорошо соответствуют результатам измерений, проведенных на высоких звуковых частотах (10–20 кГц) в помещениях, заполненных воздухом.

Развитие прикладных аспектов теории распространения звука в ограниченных средах нашло также отражение в докторской диссертации Б. П. Константинова, защищенной им в 1943 г. и опубликованной в виде монографии <sup>4</sup> в 1974 г. В этой работе, помимо ранее рассмотренных вопросов <sup>2, 3</sup>, была решена задача о поглощении звука при распространении волн с любым характеристическим распределением амплитуд по сечению в цилиндрических трубах с твердыми стенками. Основным результатом <sup>4</sup> являются формулы для затухания и фазового сдвига любой нормальной волны, которые при определенных условиях переходят в формулу Кирхгофа для волн с плоским фронтом (нулевая мода).

Константинов показал, что работа по созданию теории распространения и поглощения звука в ограниченных средах еще далека от завершения. В заключении к статье <sup>2</sup> он писал о своем желании решить и опубликовать задачу о поглощении звука в пограничных слоях на границах раздела сред, характеризующихся произвольным набором физических параметров. Решение этой задачи позволило бы распространить теорию Константинова на все виды реальных границ раздела, встречающихся в акустике.

Однако произошел редчайший в истории физики случай, когда после тщательной подготовки была оставлена без дальнейшего развития работа, обещавшая богатейший теоретический и практический выход. Б. П. Константинов уже больше никогда не вернулся к вопросам распространения звука в ограниченных средах. Вскоре после защиты докторской диссертации Константинов переключился на решение одной из важнейших задач того времени — задачи создания промышленных методов разделения изотопов <sup>5</sup>.

После выхода в свет работ <sup>2–4</sup> теория распространения звука в ограниченных средах получила дальнейшее развитие.

Обзор работ и библиографию по распространению звука в ограниченных объемах без учета поглощения на ограничивающих поверхностях можно найти в монографиях Л. М. Бреховских и Е. Скучика <sup>6, 7</sup>.

Поглощение звука на границе двух сред (эффект Константинова) изучалось в работах <sup>8–17</sup>.

В настоящее время стало ясно, что во многих экспериментальных ситуациях поглощения звука в неоднородных средах определяется именно эффектом Константинова. Появление сред, обладающих термооптическим эффектом (т. е. способных изменять свои оптические характеристики при воздействии на них тепла), позволило начать количественное измерение вклада эффекта Константинова в общее звукопоглощение и, кроме того, создать ряд технических устройств, в основу работы которых положен эффект поглощения звука в пограничном слое.

Основная цель данной статьи — дать обзор экспериментов по эффекту Константинова, обсудить возможность использования этого явления для интенсификации звукопоглощения в технической акустике и показать на примере визуализаторов ультразвуковых полей в газах принципы построения различных технических устройств.

Качественно эффект Константинова можно пояснить следующим образом <sup>18</sup>.

Рассмотрим наклонное падение звуковой волны на границу жидкость — твердое тело и будем считать, что теплопроводность твердого тела велика.

В звуковой волне, распространяющейся в жидкости, наряду с плотностью и давлением, испытывает периодические колебания около своего среднего значения также и температура. Поэтому вблизи границы жидкости с твердым телом имеется периодически меняющаяся по величине разность

температур между жидкостью и границей, даже если средняя температура жидкости равна температуре твердого тела. Между тем на самой поверхности температуры соприкасающихся жидкости и стенки должны быть одинаковыми. В результате в тонком пристеночном слое жидкости возникает большой градиент температуры; температура быстро меняется от своего значения в звуковой волне до температуры стенки. Наличие же больших градиентов температуры приводит к большой диссипации энергии путем теплопроводности. По аналогичной причине к большому поглощению звука приводит при наклонном падении волны также и вязкость жидкости. При таком падении скорость жидкости в волне (направленная по направлению распространения волны) имеет отличную от нуля касательную к поверхности стенки компоненту. Между тем на самой поверхности жидкости должна полностью «прилипать» к стенке. Поэтому в пристеночном слое жидкости возникает большой градиент касательной составляющей скорости, что и приводит к большой вязкой диссипации энергии.

Изложенная выше картина поглощения звука на границе двух сред справедлива при достаточно высоких температурах, когда, с одной стороны, можно пренебречь температурным скачком Капицы на границе двух сред, а с другой — релаксационные длины в жидкости и твердом теле малы, так что квазиравновесные состояния устанавливаются быстро и для описания распространения звука можно пользоваться уравнениями гидродинамики.

При низких температурах, во-первых, основное теплосоппротивление границы раздела двух сред связано с так называемым сопротивлением Капицы. При этом граничные условия уравнений гидродинамики должны измениться по сравнению с использованными выше. Вывод этих граничных условий и исследование их влияния на поглощение Константинова — пока не решенная теоретическая задача.

Во-вторых, рост релаксационных времен возбуждений при низких температурах может привести к тому, что в актуальной пространственной области равновесие вообще не успевает установиться и по этой причине уравнения гидродинамики в приповерхностной области неприменимы.

Поглощение звука в этом случае начинает сильно зависеть от конкретного вида неравновесных релаксационных процессов, протекающих вблизи границы. Это явление уже исследовалось<sup>19</sup> на примере отражения второго звука от границы сверхпроводник — HeII. Мы, однако, в данной работе ограничимся обсуждением случая высоких температур. Используя метод Кирхгофа — Константинова<sup>2, 4</sup>, Савельев<sup>14</sup> изучил влияние эффекта Константинова на отражение звуковых волн от плоской границы раздела жидких сред, характеризующихся произвольным набором физических параметров.

В работе<sup>14</sup>, в частности, показано, что явление Константинова в случае рассеяния плоской волны на пологой синусоидальной границе может подавлять эффект Вуда. Явление Вуда заключается в том, что если плоская волна падает на твердую поверхность, неровность которой изменяется по закону синуса (синусоидальная твердая поверхность) под малыми углами к средней линии поверхности, то при определенных условиях амплитуды возникающих при этом скользящих спектров рассеянного поля велики и даже могут значительно превышать амплитуду падающей волны<sup>20</sup>. Кроме того, Савельев также показал, что эффект Константинова может являться причиной образования провалов на характеристике направленности отраженного поля при отражении сферической волны от твердой стенки.

Однако полученные в<sup>14</sup> результаты справедливы только при малых углах скольжения и неприменимы в тех случаях, когда существенные в задаче углы скольжения достаточно велики (например, в архитектурной акустике при расчете диффузного коэффициента поглощения; при оценке коэффициентов затухания нормальных волн высоких порядков, распространяющихся в трубах; при расчетах поглощения звука в волокнистых материалах и т. д.).

Выражения для коэффициентов отражения и прохождения плоской звуковой волны, падающей под произвольным углом падения  $\theta$  на границу раздела жидких полупространств, методом Кирхгофа — Константинова получены Легушой<sup>16, 17</sup>.

## 2. РАСЧЕТ ПОГЛОЩЕНИЯ КОНСТАНТИНОВА

Будем исходить из линеаризованных уравнений гидродинамики для гармонической звуковой волны<sup>2, 18</sup>

$$\Delta Q_1 - \varepsilon^2 Q_1 = 0, \quad (4)$$

$$\Delta Q_2 - \varepsilon_T^2 Q_2 = 0, \quad (2)$$

$$\Delta \bar{v} - \varepsilon_B^2 \bar{v} = 0, \quad (3)$$

$$\operatorname{div} \bar{v} = 0, \quad (4)$$

где

$$Q_1 = \exp(-\varepsilon x), \quad \varepsilon^2 = h^2 c^{-2} \left\{ 1 - h \left[ \frac{4}{3} \nu + (\gamma - 1) a \right] c^{-2} \right\},$$

$$Q_2 = \exp(-\varepsilon_T x), \quad \varepsilon_T^2 = \frac{h}{a}, \quad \varepsilon_B^2 = \frac{h}{\nu}, \quad h = i\omega;$$

$\omega$  — частота звуковой волны;  $a = \kappa / C_p \rho$  — коэффициент температуропроводности;  $\kappa$  — коэффициент теплопроводности;  $\rho$  — плотность жидкости;  $\bar{v}$  — компонента вектора колебательной скорости, обусловленная вязкими волнами;  $c$  — скорость звука;  $\nu = \eta / \rho$  — кинематическая вязкость;  $\eta$  — динамическая вязкость;  $\gamma$  — постоянная адиабаты;  $C_p$ ,  $C_v$  — теплоемкости при постоянном давлении и объеме. Используем граничные условия на плоской границе с нормалью направленной по оси  $x$ :

$$u_x = u_{x2}, \quad u_y = u_{y2}, \quad T = T_2, \quad (5)$$

$$\kappa \frac{\partial T}{\partial x} = \kappa_2 \frac{\partial T_2}{\partial x}, \quad (6)$$

$$\eta \left( \frac{\partial u_y}{\partial x} + \frac{\partial u_x}{\partial y} \right) = \eta_2 \left( \frac{\partial u_{y2}}{\partial x} + \frac{\partial u_{x2}}{\partial y} \right), \quad (7)$$

$$p - 2\eta \frac{\partial u_x}{\partial y} = p_2 - 2\eta_2 \frac{\partial u_{x2}}{\partial y}, \quad (8)$$

где  $p$  и  $T$  — акустические добавки соответственно к давлению и температуре среды;  $u_x$  и  $u_y$  — нормальная и тангенциальная составляющие колебательной скорости.

Волна падает из первой среды, параметры которой не имеют индексов, во вторую, параметры которой имеют индекс 2. Поглощение Константинова наиболее существенно в случае  $\rho c / \rho_2 c_2 \ll 1$ . Такая ситуация, например, легко реализуется на границах раздела газов с жидкостями или твердыми телами. Решая уравнения (1) — (8), для этого случая получаем выражение для коэффициента поглощения Константинова, который численно равен отношению энергии, поглощенной в пограничном слое, к полной энергии падающей волны, в следующем виде:

$$D = \begin{cases} \frac{4m}{1 + 2m + 2m^2}, & \theta \leq \theta_K = \arcsin \frac{c}{c_2}, \\ \frac{4m}{(1 + m)^2 + (X_B - m)^2}, & \theta \geq \theta_K, \end{cases} \quad (9)$$

где  $m = \cos^{-1} \theta (b_{21} \sin^2 \theta + b_{11})$ ,  $b_{21} = \sqrt{\frac{\omega \nu}{2c^2}}$ ,  $b_{11} = (\gamma - 1) \sqrt{\frac{\omega a}{2c^2}}$ ,

$$X_B = \frac{\rho c}{\rho_2 c_2} \frac{\sqrt{\left(\frac{c_2}{c}\right)^2 \sin^2 \theta - 1}}{\cos \theta}, \quad \theta — \text{угол падения волны.}$$

При контакте сред, характеризующихся произвольным набором физических параметров, коэффициент поглощения Константинова был рассчитан в работе <sup>16</sup>. Его также нетрудно получить из результатов статьи <sup>17</sup>. Отметим, что вязкость сред не вносит вклад в поглощение звуковой энергии на границе раздела, если плотности сред одинаковы ( $\rho = \rho_2$ ). Теплопроводность сред не влияет на поглощение звука на границе, если  $C_{P2}\rho\beta_2 = C_{P2}\rho_2\beta$ , где  $\beta$  — коэффициент теплового объемного расширения. В выражение коэффициента поглощения Константинова не входит вторая вязкость, так как согласно уравнению (4)  $\text{div } \vec{v} = 0$ .

Коэффициент поглощения (9) имеет максимум при угле падения  $\theta_m > \theta_k$ , величину  $\theta_m$  можно найти из выражения

$$\theta_m = \frac{\pi}{2} - B_m \sqrt{1 - 2Q + 2Q^2}, \quad (10)$$

где  $Q = m_0/B_m$ ,  $m_0 = b_{21} + b_{11}$ ,  $B_m = \rho c(\sqrt{c_2^2/c^2 - 1}/\rho_2 c_2$ .

На низких частотах ( $Q \ll 1$ ) формула (10) принимает вид  $\theta_m = \pi/2 - B_m$ , т. е. величина угла падения  $\theta_m$  зависит только от соотношения акустических параметров контактирующих сред. На высоких частотах ( $Q \gg 1$ ) получаем выражение  $\theta_m = \pi/2 - \sqrt{2}m_0$ , которое совпадает с аналогичной формулой, полученной Константиновым <sup>2, 4</sup>.

Подставляя значения угла падения (10) в формулу (9), легко найти выражение для максимума коэффициента поглощения Константинова:

$$D_m = \frac{2Q}{\sqrt{1 - 2Q + 2Q^2} + Q}. \quad (11)$$

На низких частотах формула (11) переходит в выражение  $D_m \approx 2Q$ . При  $Q = 1$  падающая волна полностью поглощается ( $D_m = 1$ ). Из условия  $Q = 1$  нетрудно найти значение критической частоты  $f_{кр}$ , на которой  $D_m = 1$ .

На высоких частотах ( $f \gg f_{кр}$ ,  $X_v \ll m$ ) выражение (9) совпадает с формулой для коэффициента поглощения, полученной Константиновым для границы раздела газ — твердое абсолютно теплопроводное тело <sup>2, 4</sup> и имеющей максимум  $D_{mk} = 0,8284$  при  $m = \sqrt{2}$ . Из уравнения (11) также видно, что при  $f \rightarrow \infty$  величина коэффициента поглощения  $D_{mk} = 0,8284$ , т. е. на высоких частотах все границы раздела ведут себя подобно границе газ — твердое абсолютно теплопроводное тело.

Основной особенностью приведенных выше выражений является то, что в них отсутствуют тепловые и вязкие характеристики вторых сред. Величина всех рассчитываемых параметров зависит только от соотношения акустических постоянных сред, образующих границу, и от вязкости и теплопроводности первой среды. \*)

Рассмотрим некоторые примеры расчетов при помощи выражений (9) — (11). На рис. 1 показана зависимость полного коэффициента поглощения от угла падения на границе раздела воздух — вода. Нетрудно видеть, что на низких частотах полное поглощение звука (сплошная кривая) при  $\theta \leq \theta_k$  определяется только соотношением  $\rho c/\rho_2 c_2$  контактирующих сред, а вклад поглощения Константинова (9) мал. С повышением частоты ( $\theta \leq \theta_k$ ) величина поглощения звука в пограничном слое возрастает, и на частотах выше 1 кГц полное поглощение обеспечивается целиком эффектом Константинова.

\*) Все изложенные выше результаты получены без учета поверхностных рэлеевских волн на поверхности двух сред с различающимися акустическими импедансами. В узком интервале углов вблизи критического угла, при котором возможна трансформация объемной волны в поверхностную, поверхностное поглощение объемной волны целиком определяется такой трансформацией. Однако интегральный эффект поглощения звука, связанный с этим механизмом, мал по сравнению с поглощением Константинова. Влияние указанной выше трансформации на величину теплового скачка Каницы на границе двух сред исследовалось Андреевым <sup>21</sup>.

При  $\theta > \theta_K$  величина коэффициента поглощения Константинова (9) оказывается значительно больше нуля. Этот результат существенно отличается от обычно принимаемого в акустике <sup>6, 7, 32</sup> условия  $D = 0$  при  $\theta \geq \theta_K$ .

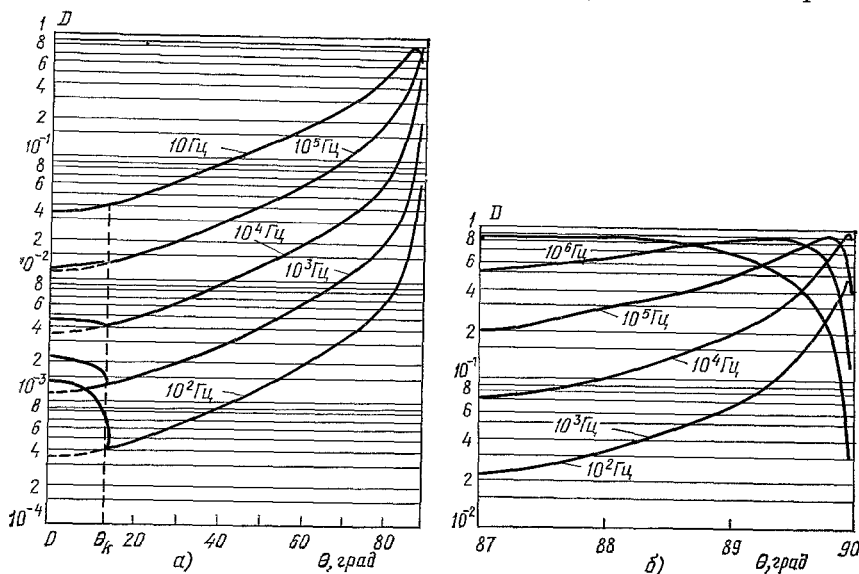


Рис. 1. Зависимость коэффициента поглощения  $D$  от угла падения для границы раздела воздух—вода при температуре  $20^\circ\text{C}$  и статическом давлении сред 1 атм.

Сплошные кривые — полное поглощение, штриховые — поглощение за счет эффекта Константинова при  $\theta \leq \theta_K$ .

На рис. 2 приведены зависимости  $D(\theta)$  для границ раздела воздуха, аргона и неона с твердой резиной. Видно, что при прочих равных условиях поглощение звука в пограничном слое больше у инертных газов.

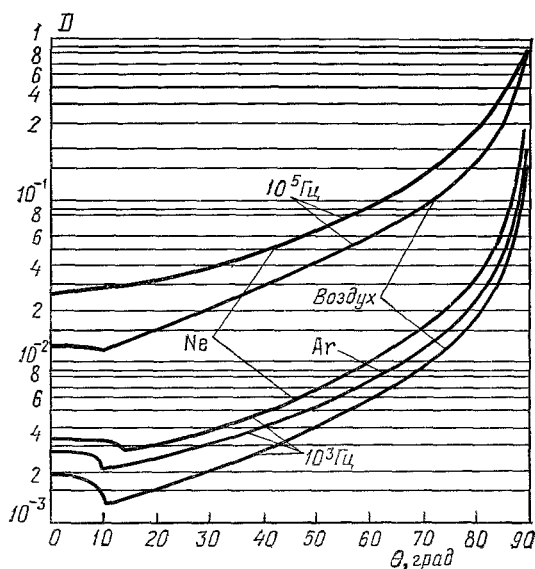


Рис. 2. Зависимость коэффициента  $D$  поглощения от угла падения на границах воздуха, аргона и неона с твердой резиной при температуре  $20^\circ\text{C}$  и статическом давлении сред 1 атм.

Из рис. 1 и 2 легко обнаружить, что углы падения (10), при которых наблюдается максимум поглощения Константинова (11), очень близки к  $90^\circ$  и величины  $\theta_m$  и  $D_m$  зависят от частоты. Зависимости  $D_m(\omega)$  и  $\theta_m(\omega)$  качественно показаны на рис. 3 и 4.

Если на границе раздела сред не наблюдается явление полного внутреннего отражения волны ( $c > c_2$ ), то учет реальных физических свойств контактирующих сред приводит к тому, что при любых значениях частоты и угла падения величина  $D_m$  не может превышать значение  $D_{mk} = 0,8284$ . В случае полного внутреннего отражения ( $c < c_2$ ) можно выделить три диапазона частот: при  $f \ll f_{кр}$  величина  $D_m < D_{mk}$ ; в окрестностях критической частоты  $f_{кр}$  величина  $D_m \geq D_{mk}$ ; на высоких частотах  $f \gg f_{кр}$  при  $f \rightarrow \infty$  значение  $D_m \rightarrow D_{mk} = 0,8284$ .

Ход кривой  $\theta_m(\omega)$  также зависит от соотношения скоростей звука контактирующих сред, но независимо от их физических свойств на высоких частотах изменяется сходным образом по закону  $\theta_m = (\pi/2) - \sqrt{2}m_0$ , характерному для границы раздела газ — твердое абсолютно теплопроводное тело <sup>2,4</sup> (см. рис. 4).

Величина поглощения звуковой энергии в пограничном слое границы газ — жидкость, угла падения  $\theta_m$  и максимума коэффициента поглощения

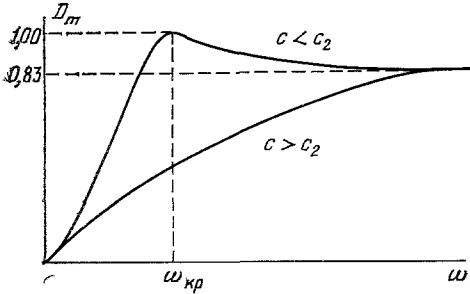


Рис. 3. Качественный вид зависимости  $D_m(\omega)$ .

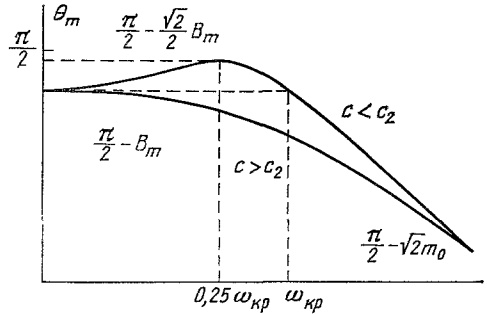


Рис. 4. Качественный вид зависимости  $\theta_m(\omega)$ .

Константинова  $D_m$  (см. формулы (9) — (11)) в первую очередь зависят от параметров  $b_{11}$  и  $b_{21}$ , которые с учетом соотношения  $c^2 = \gamma p_0/\rho$ , где  $p_0$  — статическое давление в среде, могут быть представлены в следующем виде:

$$b_{11} = K_1 \sqrt{\frac{f}{p_0}}, \quad b_{21} = K_2 \sqrt{\frac{f}{p_0}}; \quad (12)$$

здесь  $K_1 = (\gamma - 1) \sqrt{\frac{\pi\eta}{\gamma c_P}}$ ,  $K_2 = \sqrt{\frac{\pi\eta}{\gamma}}$ . Из выражений (12) легко проследить зависимость параметров  $b_{11}$  и  $b_{21}$  от частоты и статического давления газа. О величине коэффициентов  $K_1$  и  $K_2$ , входящих в формулы (12), можно судить по данным таблицы.

Таблица

Значения коэффициентов  $K_1$  и  $K_2$  и их температурных градиентов для некоторых газов при температуре 20° С

Газ	$10^3 K_1$	$10^3 K_2$	$10^6 \Delta K_1 / \Delta T, K^{-1}$	$10^6 \Delta K_2 / \Delta T, K^{-1}$
Воздух	2,99	6,37	2,5	3,0
Углекислый газ	1,92	5,96	1,5	9,5
Аргон	5,24	6,48	4,5	4,5
Неон	6,67	7,65	6,0	8,0

### 3. ПРОЯВЛЕНИЕ ЭФФЕКТА КОНСТАНТИНОВА В АКУСТИКЕ

а) Относительная важность учета эффекта Константинова при исследовании поглощения звука, кроме всего прочего, зависит от условий эксперимента. Например, в задачах архитектурной акустики чаще всего интересуются полной поглощенной в заданном объеме звуковой мощностью. Если объемным поглощением можно пренебречь, то полная поглощенная звуковая мощность целиком определяется эффектом Константинова.

б) Другой пример — распространение звука в трубах. Согласно Кирхгофу <sup>1</sup> и Константинову <sup>2,4</sup>, коэффициент затухания для волны с плоским фронтом (нулевая мода), распространяющейся вдоль трубы,

определяется из выражения, которое в наших обозначениях имеет вид

$$\alpha = (b_{11} + b_{21}) R^{-1}, \quad (13)$$

где  $R$  — радиус трубы в метрах.

Как показывают акустические измерения<sup>22</sup>, выражение (13) на низких частотах в гладких металлических трубах дает значение коэффициента затухания, заниженное примерно на 15%, а на высоких частотах результаты расчетов и измерений довольно хорошо согласуются.

Известно, что выражение для коэффициента затухания (13) найдено для трубы с твердыми абсолютно теплопроводными стенками. В то же время выше было показано, что на высоких частотах границы раздела любых сред ведут себя подобно твердой абсолютно теплопроводной стенке. На этом основании можно предположить, что формула (13) является высокочастотным приближением для коэффициента затухания трубы со стенками из реальных

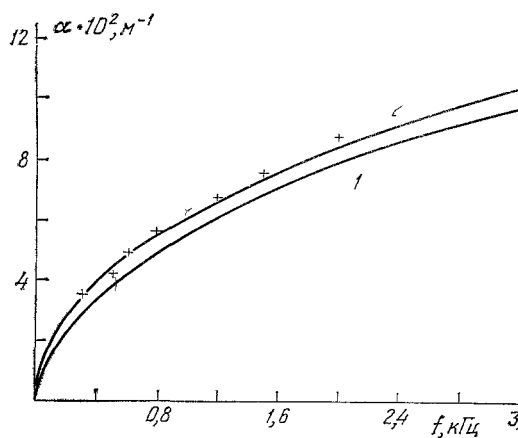


Рис. 5. Результаты расчета коэффициента затухания плоской волны, распространяющейся вдоль цилиндрической трубы диаметром 31,8 мм при температуре 17 °С и давлении 1 атм.

1 — расчет по формуле Кирхгофа (13), 2 — расчет с использованием формулы (11)

материалов. Тогда зависимость максимума коэффициента звукопоглощения (11) от частоты (см. рис. 3,  $c < c_a$ ) может быть использована для нормировки звукопоглощения в реальной трубе на низких частотах и, следовательно, получена действительная частотная зависимость коэффициента затухания плоской волны, распространяющейся по гладкой трубе. Естественно, при этом зависимость  $D_m(\omega)$  должна быть построена для пары сред, одна из которых имеет физические свойства газа, заполняющего трубу, а вторая — материала ее стенок.

Например, на рис. 5 показана частотная зависимость коэффициента затухания волны в гладкой цилиндрической стальной трубе, заполненной воздухом. При расчете кривой 1 использовалась формула Кирхгофа (13). Используя для нормировки поглощения звука на стенках трубы зависимость максимума звукопоглощения (11) от частоты, рассчитанную для границы раздела воздух — сталь ( $f_{кр} = 32$  Гц), получили кривую 2. Сопоставляя обе кривые, видим, что кривая 2 лучше соответствует результатам измерений<sup>23</sup>.

в) Остановимся на проявлении эффекта Константина при поглощении звука в эмульсиях и взвешах твердых частиц в жидкостях. В этом случае обычно интересуются затуханием плоской звуковой волны, в которое, в принципе, дают вклад несколько механизмов: затухание звука в жидкостях, релеевское рассеяние звуковых волн на частицах в жидкости и капельках эмульсии, тепловой и вязкостный эффект Константина вблизи частиц жидкости и капелек эмульсии. Если концентрация взвесей или эмульсий достаточно велика, собственным поглощением звука в жидкости можно пренебречь.



На рис. 6, 7 представлены результаты эксперимента и теоретические расчеты по избыточному ослаблению звуковых волн в эмульсиях<sup>10</sup>. Теоретический расчет проводился с учетом рэлеевского рассеяния звука на капельках эмульсии, теплового и вязкостного эффекта Константина. Видно, что

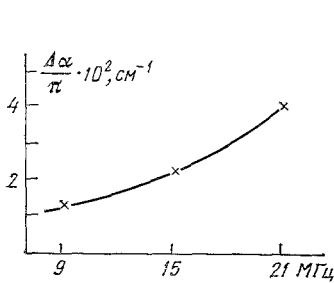


Рис. 6. Частотная зависимость избыточного затухания на единицу концентрации при температуре 20 °C для эмульсии трансформаторного масла в воде.

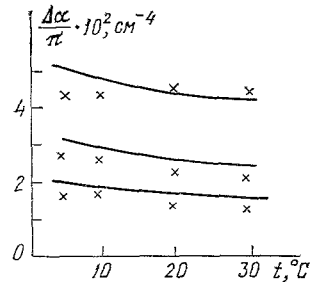


Рис. 7. Температурная зависимость коэффициента затухания ультразвука в эмульсиях на частотах 9, 15, 21 МГц.

согласие эксперимента и теории достаточно хорошее. Интересно, что по оценкам авторов работы<sup>10</sup> избыточное поглощение звука в условиях их эксперимента целиком определялось эффектом Константина при частотах меньших 15 МГц.

г) Наконец, отметим, что учет поглощения Константина при расчете слоистых систем не приводит к каким-либо изменениям методики их расчета<sup>6</sup>, так как этот тип поглощения может быть автоматически учтен при соответствующей записи выражения акустического импеданса полупространства<sup>15</sup>.

#### 4. ПРИМЕНЕНИЕ ЭФФЕКТА КОНСТАНТИНОВА В ТЕХНИКЕ

##### а) Интенсификация звукопоглощения

В технической акустике находят широкое применение звукопоглощающие конструкции, содержащие перфорированные панели<sup>24, 25</sup>. Для увеличения поглощения звука в таких конструкциях между перфорированной панелью и стенкой вводят слой (или слой) волокнистых поглотителей, высокое звукопоглощение которых в основном определяется поглощением в пограничных слоях на границе раздела воздух — минеральное волокно. Для предотвращения высыпания волокнистого поглотителя из звукопоглощающей конструкции используются полимерные тонкие пленки<sup>25</sup>. Звук через такие пленки проходит без заметного ослабления (акустически прозрачные пленки), но они остаются непроницаемыми для газов.

Все это позволяет предложить метод интенсификации поглощения звука в звукопоглощающих конструкциях. Суть метода состоит в том, что воздух в поглощающей конструкции должен быть заменен газом, обеспечивающим большое поглощение Константина. В качестве таких газов могут быть предложены, например, инертные газы: аргон, неон (см. рис. 2). При давлениях, близких к атмосферному, удерживать газы в объеме звукопоглощающей конструкции при помощи тонких пленок не составляет больших трудностей. Если же принять дополнительные меры, то некоторого увеличения звукопоглощения можно достичь путем уменьшения статического давления внутри звукопоглощающих конструкций, так как согласно выражениям (9) и (12) уменьшение давления приводит к увеличению поглощения Константина.

## б) Визуализаторы ультразвука в газах

Впервые возможность использовать среды, обладающие термооптическим эффектом, для визуализации высокочастотных (выше 900 кГц) акустических полей в газах была показана в работе <sup>26</sup>. Несколько позже была доказана возможность применения таких сред и для визуализации низкочастотных (около 50 кГц) ультразвуковых полей в воздухе <sup>27</sup>. В качестве сред, обладающих термооптическим эффектом, в обоих случаях использовались

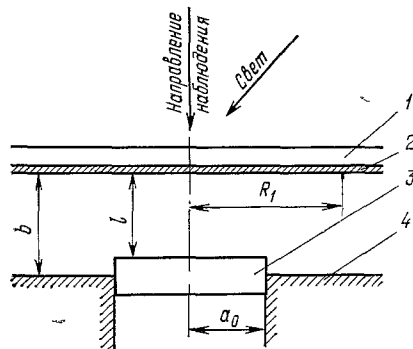


Рис. 8. Схема визуализации ультразвуковых полей в газах.

1 — светопрозрачная пластина, 2 — среда, обладающая термооптическим эффектом, 3 — излучатель ультразвука, 4 — экран.

Согласно рис. 8 в данном случае имеет место типичная для теории распространения звука в ограниченных средах задача. Акустическое поле возбуждается в тонком газовом слое между двумя жесткими стенками. Расчет дальнего акустического поля без учета потерь в газе и на бесконечных жестких стенках, в одну из которых заделан излучающий поршень ( $l = b$ ), был, например, произведен Шендеровым <sup>32</sup>. Результаты работы <sup>32</sup> на случай визуализации ультразвука в газах обобщил Легуша <sup>33</sup>. Расчет параметров акустического поля непосредственно над излучающей поверхностью источника ультразвука сделан в работе <sup>34</sup>, в которой также показано, что температурные скачки, возникающие в среде с термооптическими свойствами за счет поглощения Константинова, пропорциональны  $|\Phi|^2$ , где  $|\Phi|$  — модуль потенциала скоростей на границе раздела газ — термочувствительный слой.

Остановимся более подробно на термооптическом эффекте холестерических жидких кристаллов. В пределах узкой спектральной полосы, соответствующей видимой части спектра, наблюдается селективное отражение света, падающего на слой жидких кристаллов, причем длина волны отраженного света зависит только от температуры и угла наблюдения. При наблюдении под постоянным углом зрения, но при изменяющейся температуре окраска холестерического кристалла изменяется от красного, пробегая все цвета спектра, до фиолетового. Температура  $T_n$ , при которой жидкий кристалл становится красным, называется нижним порогом существования холестерической мезофазы, а температура  $T_v$  — верхним порогом мезофазы. Разность температур  $\Delta T = T_v - T_n$  носит название диапазона существования холестерической мезофазы, в пределах которого малые изменения температуры холестерического жидкого кристалла приводят к весьма значительным изменениям длины волны рассеянного света (до 1000 Å на градус), которые легко обнаруживаются при визуальном наблюдении картины <sup>35, 36</sup>.

Выпускаемые в настоящее время пленки на основе холестерических жидких кристаллов имеют достаточную механическую прочность и эластичность, большую площадь (более  $10^4$  см<sup>2</sup>) и малую толщину (50—150 мкм), допускают многократное использование и длительное хранение (свыше

пленки из холестерических жидких кристаллов. Надо полагать, что это не единственная среда, пригодная для этой цели.

Визуализация ультразвуковых полей в газах (воздухе) производится по схеме, показанной на рис. 8. Основным элементом схемы рис. 8 является детектор ультразвука, состоящий из светопрозрачной жесткой пластины 1 (стекло) и нанесенного на нее посредством какой-либо нейтральной жидкости слоя 2, обладающего термооптическим эффектом. Источник ультразвука 3 создает акустическое поле в газовой промежутке между экраном 4 и нижней поверхностью слоя 2. Некоторые конструктивные особенности и характеристики визуализаторов ультразвука такого типа можно найти в работах <sup>27-31</sup>.

0,5 года). Эти и другие свойства позволяют без особых технических трудностей изготавливать детекторы ультразвука произвольной конфигурации. причем легко могут быть изготовлены не только плоские детекторы, но и детекторы, повторяющие форму практически любой криволинейной поверхности.

Приведем некоторые технические характеристики детекторов ультразвука, использующих термооптический эффект холестерических жидких кристаллов. Рабочий диапазон частот от 30 кГц до 2,5 МГц. Разрешающая способность более 10 линий/мм. Диапазон изменения нижнего порога мезофазы  $T_n$  от 5 до 80° С. Пределы изменения диапазона существования мезофазы от 0,1° С до 20° С. Чувствительность детектора на частоте 50 кГц порядка  $10^{-4}$  К·м<sup>2</sup>/Вт, а время формирования изображения 1—2 с. В соответствии

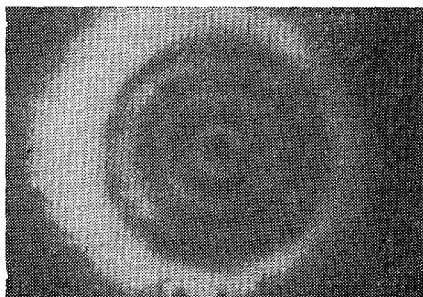


Рис. 9. Результат визуализации акустического поля пьезокерамического элемента в воздухе на частоте 49,4 кГц ( $l = \lambda/4 = 1,74$  мм).

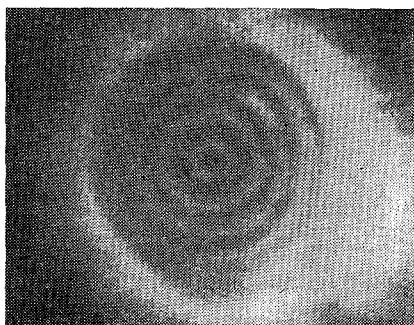


Рис. 10. Поле пьезокерамического элемента в углекислом газе на частоте 49,4 кГц ( $l = \lambda/4 = 1,34$  мм).

с выражением (9) поглощение Константинова на границе газ — жидkokристаллическая пленка с ростом частоты возрастает, и это приводит к соответствующему увеличению чувствительности и уменьшению времени срабатывания детектора. Время стабильности изображения определяется временем работы термостабилизирующего устройства, которое обычно также используется для обеспечения предварительного разогрева пленки до температуры, несколько превышающей или равной температуре нижнего порога мезофазы. Светопрозрачная пластина 1 (см. рис. 8), как правило, является элементом термостабилизирующего устройства<sup>28, 30, 31</sup>.

Рассмотрим примеры визуализации ультразвуковых полей. На рис. 9 показано поле, созданное пьезокерамическим элементом диаметром 25 мм и толщиной 4 мм. Верхняя поверхность пьезоэлемента была расположена вровень с поверхностью экрана из оргстекла, а зазор между боковой поверхностью пьезокерамического элемента и экраном не превышал  $0,05\lambda$ , где  $\lambda$  — длина волны ультразвука в воздухе. Частота возбуждения 49,4 кГц. Темные области соответствуют областям с более высокой температурой. В цветном изображении картина поля (рис. 9) имела следующий вид. На красном фоне четко видны изображения максимумов, имеющих другой цвет. Центральный максимум имеет голубой цвет, а при удалении от центра к периферии кольца окрашены соответственно в зеленый, желтый и оранжевый цвета.

Если в предыдущем случае вместо воздуха пространство между экраном и пленкой заполнить углекислым газом, то картина поля изменяется (рис. 10). В углекислом газе наблюдаются четыре кольцевых минимума температуры, вместо трех в воздухе (рис. 10). Последнее обстоятельство связано с тем, что длины волны ультразвука в углекислом газе в 1,3 раза меньше, чем в воздухе. Этот эксперимент показывает, что детектор, активной частью которого

является жидкокристаллическая пленка, может быть использован в системах измерения скорости звука в газах.

В опытах на высоких частотах была использована кварцевая пластинка Z-среза толщиной 2 мм и диаметром 18 мм. Резонансная частота пластины 778686 Гц. Распределение колебаний поверхности пластины было получено

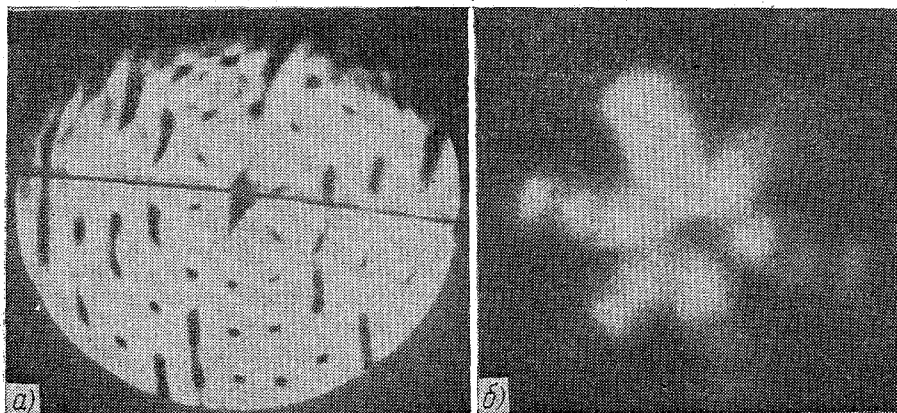


Рис. 11. Визуализация формы колебаний кварцевой пластинки в воздухе на частоте 778686 Гц.

а) Метод двухлучевой интерферометрии; б) детектор с пленкой из холестерических жидких кристаллов.

методом двухлучевой интерферометрии (рис. 11, а). В этом распределении зоны с максимальной амплитудой колебаний (порядка 0,25 мкм) расположены ближе к центру. Результаты визуализации поля кварцевой пластинки с помощью детектора с жидкокристаллической пленкой при  $l = 3$  мм представлены на рис. 11, б. Сопоставляя обе картинки (рис. 11), нетрудно заметить, что оба распределения имеют сходную структуру. По этой причине при высоких частотах можно говорить не о визуализации ближнего поля, а о визуализации формы колебаний поверхности пластины.



Рис. 12. Акустическое поле, возбужденное в замкнутом цилиндрическом объеме, ограниченном твердыми стенками.

Частота 50 кГц,  $a_0 = 12,5$  мм,  $l = 8$  мм,  
 $b = 12$  мм,  $R_1 = 20$  мм.

кнутого объема в соответствии с рис. 8 имеют величину:  $R_1 = 20$  мм,  $l = 8$  мм,  $b = 12$  мм,  $a_0 = 12,5$  мм.

Перечень практических задач, в которых могут найти применение детекторы ультразвука, использующие эффект Константинова для получения двумерных изображений акустических полей, может быть значительно расширен. В первую очередь необходимо отметить разработку метода неразрушающего контроля пьезокерамических элементов<sup>31, 32</sup>. В основу этого метода положена корреляционная обработка изображений акустических полей, создаваемых пьезоэлементами в воздухе. Визуализаторы ультразвука

в воздухе могут быть также использованы для неразрушающего контроля слоистых материалов, при котором детектором фиксируется ультразвуковое поле, вызванное вынужденными колебаниями области расслоения<sup>39</sup>. Детекторы ультразвука, активной частью которых является среда, обладающая термооптическим эффектом, нашли также применение в анализаторах газов<sup>40</sup>.

В заключение отметим, что дальнейшее усовершенствование разработанных устройств, в основе работы которых лежит эффект Константинова, и создание новых приборов связано с разработкой сред, обладающих термооптическим эффектом. В качестве перспективных сред можно указать на фазово-трансформационный интерференционный реверсивный отражатель света (ФТИРОС) на основе окислов ванадия<sup>41</sup> и пространственные модуляторы света на основе деформации жидкого слоя под действием сил поверхностного натяжения, вызванного нагревом жидкости под действием излучения<sup>42</sup>.

Ленинградский кораблестроительный  
институт

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Kirchhoff G. — Ann. d. Phys., 1868, Bd. 134, S. 177.
2. Константинов Б. П. — ЖЭТФ, 1939, т. 9, с. 226.
3. Константинов Б. П. — Ibid., с. 424.
4. Константинов Б. П. Гидродинамическое звукообразование и распространение звука в ограниченной среде. — Л.: Наука, 1974.
5. Френкель В. Я. — В кн.: Борис Павлович Константинов. — М.: Наука, 1976.
6. Бреховских Л. М. Волны в слоистых средах. — М.: Наука, 1973.
7. Скучик Е. Основы акустики. — М.: Мир, 1976.
8. Рытов С. М., Владимирский В. В., Галандин М. Д. — ЖЭТФ, 1938, т. 8, с. 614.
9. Исакович М. А. — ЖТФ, 1948, т. 18, с. 907.
10. Кольцова И. С., Михайлов И. Г., Сабуров Б. — Акуст. ж., 1973, т. 19, с. 713.
11. Ратинская И. А. — Ibid., 1962, т. 8, с. 210.
12. Манучаров Ю. С., Михайлов И. Г. — Ibid., 1974, т. 20, с. 288.
13. Михайлов И. Г., Соловьев В. А., Сырников Ю. П. Основы молекулярной акустики. — М.: Наука, 1964.
14. Савельев А. Я. — Акуст. ж., 1973, т. 19, с. 231.
15. Легуша Ф. Ф. — ЖТФ, 1984, т. 54, с. 181.
16. Легуша Ф. Ф. — В кн.: Труды 4-го Симпозиума на морской электронике. — Ростов, 1983. — С. 261.
17. Легуша Ф. Ф. — Письма ЖТФ, 1982, т. 8, с. 1390.
18. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Механика сплошных сред. — М.: Гостехиздат, 1953.
19. Legusha F. F., Spivak B. Z. — J. Low Temp. Phys., 1984.
20. Урусовский И. А. — Акуст. ж., 1965, т. 11, с. 93.
21. Андреев А. Ф. — ЖЭТФ, 1962, т. 43, с. 1535.
22. Беранек Л. Акустические измерения. — М.: ИЛ, 1952.
23. Вегапес L. L. — JASA, 1940, v. 12, p. 837.
24. Клюкин И. И. Борьба с шумом и звуковой вибрацией на судах. — Л.: Судостроение, 1971.
25. Справочник по судовой акустике/Под общ. ред. И. И. Клюкина, И. И. Боголепова. — Л.: Судостроение, 1978.
26. Легуша Ф. Ф., Прохорова Е. В., Тищенко В. Г., Фирсов К. И. — Тр. ЛКИ, 1976, вып. 109, с. 74.
27. Ганичев Г. М., Легуша Ф. Ф., Славин А. Н., Финагин Б. А. — Акуст. ж., 1979, т. 25, с. 619.
28. Легуша Ф. Ф., Славин А. Н., Хаустов В. Г. — ПТЭ, 1981, № 6, с. 195.
29. Легуша Ф. Ф., Славин А. Н. — Тр. ЛКИ. Сер. «Судовая акустика», 1980, с. 106.
30. Легуша Ф. Ф., Славин А. Н., Финагин Б. А. — Авторское свидетельство СССР № 1075143 (опубл. 23.02.84 г.), Бюлл. изобретений, 1984, № 7, с. 139.
31. Гонопольский В. В., Легуша Ф. Ф., Касаткин Б. А., Прудько Н. И., Пугачев С. И. Пьезокерамические преобразователи: Справочник. — Л.: Судостроение, 1984.
32. Шендеров Е. Л. Волновые задачи гидроакустики. — Л.: Судостроение, 1972.

33. Легуша Ф. Ф. — ЖТФ, 1982, т. 52, с. 723.
34. Легуша Ф. Ф., Мурга В. А., Славин А. Н. — Акуст. ж., 1983, т. 29, с. 84.
35. Капустина О. А. — Ibid., 1974, т. 20, с. 1.
36. Капустин А. П. Экспериментальное исследование жидких кристаллов. — М.: Наука, 1978.
37. Гамидов М. С., Легуша Ф. Ф., Славин А. Н. — В кн.: Сборник докладов X Всесоюзной акустической конференции. — М., 1983, С. 21.
38. Легуша Ф. Ф., Славин А. Н. Неразрушающие методы и средства контроля качества изделий и конструкций из неметаллов. — Л.: ЛДНТП, 1982. — С. 50.
39. Гамидов М. С., Игнатьева Л. А., Легуша Ф. Ф. — Тр. ЛКИ. Сер. «Акустика судов и океана», 1982, с. 113.
40. Ганичев Г. М., Квятковская Т. С., Легуша Ф. Ф., Финагин Б. А. Авторское свидетельство № 697914 (опубл. 15.11.79 г.). — Бюлл. изобретений, 1979, № 42, с. 179.
41. Бугаев А. А., Захарченя Б. П., Чудновский Ф. А. ФТИРОС — новый материал для импульсной голографии. — Л.: ЛДНТП, 1976.
42. Глушков А. С., Константинов В. Б., Черных Д. Ф. — В кн.: Применение методов оптической обработки информации и голографии. — Л.: ЛИЯФ АН СССР, 1980. — С. 423.