

Оценочные расчеты показывают, что для дальности $L=0,3$ км при следующих параметрах установки и характеристиках атмосферы [12]: $\eta_{\text{яв}}=1$, $P_0=2$ Вт, $\Delta\nu_{\text{ф}}=200$ кГц, $\beta(\pi)=10^{-8}$ м $^{-1}$ ·ср $^{-1}$, $\lambda=10$ мкм, $R=5$ см отношение с/ш равно ~ 50 .

3. Заключение. На лабораторном макете доплеровского лидара отлажена методика дистанционного определения скорости потока аэрозоля в воздухе. Получен набор спектров доплеровского сигнала при различных проекциях вектора скорости потока на направление зондирования. Разработана автоматизированная система обработки информации. Данная система при использовании вместо фокусирующей линзы отражательного телескопа с диаметром апертуры $2R=10$ см, согласно оценкам, может быть использована для дистанционного определения скорости ветра в атмосфере на расстояниях нескольких сотен метров.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Портнягин Ю. И. и др. Измерение ветра на высотах 90—100 км наземными методами. Л., 1976. [2] Radio Science. Special Issue: Radar Investigations of the Clear Air. 1980. 15, N 2. [3] Применение корреляционных методов в атмосферной оптике/Ред. В. Е. Зуев. Новосибирск, 1983. [4] Устинов Н. Д., Матвеев И. Н., Протопопов В. В. Методы обработки оптических полей в лазерной локации. М., 1983. [5] Дубнищев Ю. Н., Ринкевичус Б. С. Методы лазерной доплеровской анемометрии. М., 1982. [6] Bilbro J. W. //Opt. Eng. 1980. 19. P. 533—542. [7] Hufaker R. M. //Appl. Opt. 1970. 9. P. 1026—1039. [8] Kane T. J., Thou B., Byer R. L. //Appl. Opt. 1984. 23. P. 2477—2481. [9] Тейч М. С. //ТИИЭР. 1968. 56, № 1. С. 46—57. [10] Гродзовский Г. Л. //Ученые записки ЦАГИ. 1974. 5, № 2. С. 80—89. [11] Lawrence T. R., Wilson D. J., Craven C. E. et al. //Rev. Sci. Instrum. 1972. 43. P. 512—518. [12] Steinvall O., Bolander G., Claesson T. //Appl. Opt. 1983. 22. P. 1628—1635.

Поступила в редакцию
14.08.85

АКУСТИКА

УДК 534.232

ОСОБЕННОСТИ ТЕРМООПТИЧЕСКОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ ЗВУКА В МЕТАЛЛАХ

В. В. Крылов, Е. П. Пономарев, Т. В. Штенцель

(кафедра акустики)

В последнее время в литературе отмечается повышенный интерес к проблеме возбуждения акустических волн в твердых телах при поглощении в них модулированного по интенсивности лазерного излучения [1—11]. При не слишком высоких мощностях падающего света такое возбуждение реализуется вследствие теплового расширения облучаемого участка тела. По этой причине соответствующий механизм возбуждения принято называть термооптическим. Благодаря ряду своих достоинств — прежде всего отсутствию механического контакта с твердой средой и возможности широкой перестройки частоты возбуждаемого звука — данный метод возбуждения оказался весьма перспективным для техники неразрушающих испытаний и экспериментальной физики твердого тела.

В настоящей работе анализируются некоторые особенности термооптического возбуждения звука в металлах — телах, характеризующихся сильным поглощением света и высокой теплопроводностью. Отметим, что подобное рассмотрение имеет важное практическое значение, поскольку именно с металлами чаще всего приходится иметь дело в различных технических приложениях данного метода (см., например, обзор [3]).

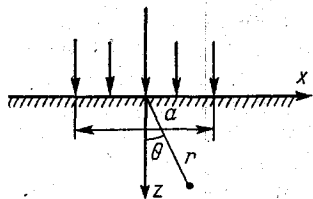


Рис. 1. Геометрия задачи термооптического возбуждения звука

При изложении указанных вопросов мы будем следовать методике, предложенной в работах [6, 7] и основанной на использовании динамического тензора Грина для упругого полупространства со свободной границей [12]. Пусть модулированный по интенсивности двумерный лазерный пучок падает по нормали на поверхность металла (рис. 1), который для простоты будем считать изотропным относительно его упругих свойств. Компоненты вектора смещений возбуждаемых акустических волн u_i должны при этом удовлетворять механическому уравнению движения

$$\rho \ddot{u}_i = \sigma_{ij,j}, \quad (1)$$

где σ_{ij} — компоненты тензора напряжений, а ρ — плотность среды, и линейризованному уравнению состояния с учетом температурных эффектов [13, 14]

$$\sigma_{ij} = 2\mu u_{ij} + [\lambda u_{kk} - \gamma K(T - T_0)] \delta_{ij}. \quad (2)$$

Здесь $u_{ij} = (1/2)(u_{i,j} + u_{j,i})$ — компоненты линейризованного тензора деформации, γ — коэффициент теплового расширения, λ и μ — изотермические упругие постоянные Ламе, $K = \lambda + 2\mu/3$ — модуль всестороннего сжатия, T_0 — начальная температура. К уравнениям (1) и (2) следует добавить линейризованное уравнение теплового баланса, в котором мы пренебрежем влиянием вязкости:

$$\rho c_v \dot{T} - \kappa T_{,ii} + \gamma K T_{,i} \dot{u}_{ii} = - \frac{\partial}{\partial z} [\beta I(x) f(t) \exp(-\alpha z)]. \quad (3)$$

В этом уравнении c_v — теплоемкость при постоянном объеме, κ — коэффициент теплопроводности, α — коэффициент поглощения света в среде, β — коэффициент прохождения светового излучения в твердую среду, $I(x)$ — пространственное распределение интенсивности падающего излучения, $f(t)$ описывает закон модуляции интенсивности. В дальнейшем, не ограничивая общности, будем считать закон модуляции гармоническим, т. е. $f(t) = 1 + m \cos \omega t$, где $m \leq 1$. Поле возбуждаемых акустических волн, кроме того, должно удовлетворять граничным условиям для свободной поверхности тела:

$$\sigma_{ij} n_j = 0, \quad (4)$$

где n_j — компоненты вектора единичной нормали к поверхности, и условиям излучения на бесконечности. Температурное поле при $z=0$ должно удовлетворять условию непрерывности теплового потока $\partial T / \partial z = 0$.

Анализ системы связанных уравнений (1)–(3) в общем случае представляет собой чрезвычайно сложную задачу. Одно из традиционных упрощений, позволяющих решить ее аналитически, заключается в пренебрежении малым дилатационным членом в уравнении (3) [14], ответственным за так называемое термоупругое поглощение звука.

Уравнение (3) при этом не содержит переменных u_i и может решаться независимо от остальных уравнений системы. Нетрудно показать, что данное приближение равносильно пренебрежению отличием между изотермическими и адиабатическими значениями упругих постоянных λ и μ .

Для дальнейшего анализа достаточно рассмотреть решение уравнения (3) в двух предельных случаях соотношения глубины проникновения света в металл $2\pi/\alpha$ и длины тепловой волны $\lambda_T = 2\pi/k_T = 2\pi/(\omega\rho c_V/2\kappa)^{1/2}$, а именно: $2\pi/\alpha \gg \lambda_T$ и $2\pi/\alpha \ll \lambda_T$. Первый случай соответствует высоким частотам возбуждаемого звука ω , а второй — низким. Равенство $2\pi/\alpha = \lambda_T$ для металлов имеет место на частотах порядка сотен мегагерц. При $2\pi/\alpha \gg \lambda_T$ в уравнении (3) теплопроводностью можно пренебречь. Тогда, полагая для определенности $m=1$, получим

$$\dot{T} = [\alpha\beta I(x)/\rho c_V] \exp(-\alpha z - i\omega t). \quad (5)$$

В случае $2\pi/\alpha \ll \lambda_T$ уравнение (3) также легко решается; при этом с учетом граничного условия $\partial T/\partial z = 0$ имеем

$$\dot{T} = [(1-i)k_T\beta I(x)/\rho c_V] \exp[-(1-i)k_T z - i\omega t]. \quad (6)$$

Как нетрудно видеть, выражение (6) весьма схоже с (5) и может быть получено из него формальной заменой α на $(1-i)k_T$. Естественно, что столь же незначительно будут отличаться и выражения для возбуждаемых акустических волн в каждом из этих случаев: чтобы перейти от высокочастотного режима к низкочастотному, в полученных выражениях достаточно заменить α на $(1-i)k_T$. По этой причине ниже анализируется только случай $2\pi/\alpha \gg \lambda_T$.

Выражая колебательные скорости частиц среды \dot{u}_i через скалярные потенциалы Ламе φ и ψ [14] по формулам $\dot{u}_x = \partial\varphi/\partial x - \partial\psi/\partial z$ и $\dot{u}_z = \partial\varphi/\partial z + \partial\psi/\partial x$, из уравнений (1), (2), (5) нетрудно получить два уравнения для φ и ψ (множитель $\exp(-i\omega t)$ опущен):

$$\Delta\varphi + k_l^2\varphi = [p/(\lambda + 2\mu)] I(x) \exp(-\alpha z) = P(x, z), \quad (7)$$

$$\Delta\psi + k_t^2\psi = 0, \quad (8)$$

где $k_{l,t} = \omega/c_{l,t}$ — волновые числа продольных и поперечных акустических волн, $c_l = [(\lambda + 2\mu)/\rho]^{1/2}$ и $c_t = (\mu/\rho)^{1/2}$ — их фазовые скорости, $p = \alpha\beta\gamma K/\rho c_V$, а из соотношения (4) — два граничных условия

$$(\lambda + 2\mu) \Delta\varphi - 2\mu \left(\frac{\partial^2\varphi}{\partial x^2} - \frac{\partial^2\psi}{\partial x\partial z} \right) = p I(x), \quad (9)$$

$$\mu \left[\Delta\psi + 2 \left(\frac{\partial^2\varphi}{\partial x\partial z} - \frac{\partial^2\psi}{\partial z^2} \right) \right] = 0. \quad (10)$$

С помощью уравнений (7) и (8) от граничных условий (9), (10) можно перейти к однородным граничным условиям

$$k_l^2\varphi + 2 \left(\frac{\partial^2\varphi}{\partial x^2} - \frac{\partial^2\psi}{\partial x\partial z} \right) = 0, \quad (11)$$

$$k_t^2\psi - 2 \left(\frac{\partial^2\varphi}{\partial x\partial z} - \frac{\partial^2\psi}{\partial z^2} \right) = 0, \quad (12)$$

которые и будут использоваться в дальнейшем.

Таким образом, рассматриваемая задача о возбуждении звука лазерным излучением сводится к решению краевой задачи (7), (8), (11),

(12). Формальное решение этой задачи, записанное с помощью соответствующих компонент тензорной функции Грина [7, 12], имеет вид

$$\Phi(x, z) = -\frac{1}{4\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} \left[(e^{-\nu_i |z-z'|} - e^{-\nu_i (z+z')}) e^{ik(x-x')} \nu_i^{-1} - \right. \\ \left. - 8 \frac{k^2 \nu_i}{F(k)} e^{-\nu_i (z+z') + ik(x-x')} \right] P(x', z') dx' dz' dk, \quad (13)$$

$$\Psi(x, z) = -\frac{i}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} \frac{k(2k^2 - k_i^2)}{F(k)} e^{-\nu_i z' - \nu_i z + ik(x-x')} P(x', z') dx' dz' dk. \quad (14)$$

Здесь $\nu_{i,t} = (k^2 - k_{i,t}^2)^{1/2}$, $F(k) = (2k^2 - k_i^2)^2 - 4k^2 \nu_i \nu_t$ — определитель Рэлея; интегрирование в полубесконечных пределах проводится по координате z' .

Если интересоваться акустическим полем только в волновой зоне, т. е. при $k_{i,t} r \gg 1$, где r — расстояние от центра области засветки до точки наблюдения, то интегрирование по k в (13) и (14) выполняется асимптотически методом контурного интегрирования на комплексной плоскости k . Полюсы подынтегральных выражений описываются при этом возбуждаемые лазерным пучком поверхностные волны Рэлея [7] *

$$\Phi_R = -\frac{i p \Phi(k_R)}{F'(k_R)} \frac{4k_R^2 s}{(\lambda + 2\mu)(\alpha + q)} \exp(\pm ik_R x - qz), \quad (15)$$

$$\Psi_R = -\frac{2k_R p \Phi(k_R)}{F'(k_R)} \frac{2k_R^2 - k_i^2}{(\lambda + 2\mu)(\alpha + q)} \exp(\pm ik_R x - sz), \quad (16)$$

где k_R — волновое число рэлеевской волны, $F'(k_R)$ — значение производной определителя Рэлея, взятое в точке $k = k_R$, $q = (k_R^2 - k_i^2)^{1/2}$,

$$s = (k_R^2 - k_i^2)^{1/2}, \quad \Phi(k_R) = \int_{-\infty}^{\infty} I(x) \exp(-ik_R x) dx,$$

а седловые точки — поля продольных и поперечных объемных волн (соответственно потенциалы ϕ и ψ). В полярной системе координат r, θ выражения для амплитуд смещений гармонических продольных u_r и поперечных u_θ объемных волн, связанных с потенциалами асимптотическими соотношениями $u_r = -(1/c_t)\phi$ и $u_\theta = (1/c_t)\psi$, принимают вид

$$u_r(r, \theta) = -\frac{p\Phi(k_t \sin \theta)}{(\lambda + 2\mu) \sqrt{2\pi k_t r c_t}} \left\{ \frac{k_t \cos \theta}{\alpha^2 + k_i^2 \cos^2 \theta} + \right. \\ \left. + \frac{i \cdot 2k_i^4 \sin \theta \sin 2\theta [(k_t/k_i)^2 - \sin^2 \theta]^{1/2}}{(\alpha - ik_t \cos \theta) F(k_t \sin \theta)} \right\} \exp[i(k_t r - \pi/4)], \quad (17)$$

$$u_\theta(r, \theta) = \frac{i p \Phi(k_t \sin \theta)}{(\lambda + 2\mu) 2 \sqrt{2\pi k_t r c_t}} \times \\ \times \frac{k_i^4 \sin 4\theta}{[\alpha + k_t (\sin^2 \theta - k_i^2/k_t^2)^{1/2}] F(k_t \sin \theta)} \exp[i(k_t r - \pi/4)]. \quad (18)$$

* При записи выражений (15), (16) исправлена неточность, допущенная в работе [7] и заключающаяся в наличии лишних слагаемых порядка α .

Проанализируем формулы (17), (18) для различных соотношений характерной ширины лазерного пучка a и длин волн возбуждаемого звука $\lambda_{l,t} = 2\pi/k_{l,t}$. При этом учтем, что для металлов практически всегда справедливы неравенства $\alpha \gg k_{l,t}$; $k_T \gg k_{l,t}$. Если теперь вспомнить, что $\rho \sim a$, k_T , то нетрудно видеть, что выражение для возбуждаемых поперечных волн (18) в главном приближении вообще не зависит от a , k_T , а в формуле для продольных волн (17) от a и k_T зависит только первое слагаемое, которое, очевидно, много меньше второго при $\theta \neq 0$. В случае достаточно узких лазерных пучков ($k_{l,t}a \ll 1$) это приводит к тому, что излучение продольных волн в направлении нормали к поверхности пренебрежимо мало по сравнению с их излучением в других направлениях (рис. 2, а). Согласно структуре выражения (13), причина этого в том, что поле наблюдаемых в глубине тела продольных волн складывается из волн, непосредственно излученных нагретой областью, и волн, отраженных от свободной поверхности металла. Угловая зависимость соответствующего коэффициента отражения такова, что в направлении нормали происходит взаимная компенсация этих компонент излучения, тем более полная, чем меньше глубина локализации создаваемого светом теплового источника. Как раз в случае металлов это и имеет место. Для поперечных волн (рис. 2, б) отсутствие излучения в нормальном направлении обусловлено симметрией задачи и не зависит от природы твердого тела. Указанные особенности излучения звука узким лазерным пучком наблюдались экспериментально для алюминия в работе [15] (см. рис. 2). Похожие закономерности наблюдались и в трехмерном случае падения узкого осесимметричного лазерного пучка [11].

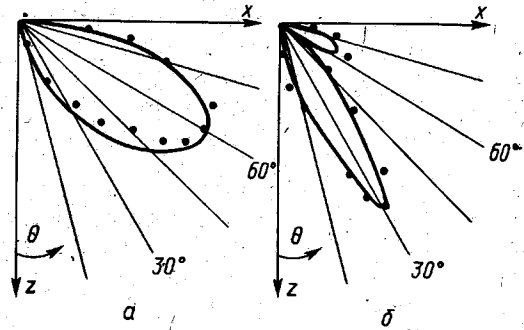


Рис. 2. Нормированные характеристики направленности продольных (а) и поперечных (б) акустических волн, возбуждаемых узким лазерным пучком в алюминии ($c_l = 6,40 \cdot 10^5$ см/с, $c_t = 3,03 \cdot 10^5$ см/с): кривые — теория, точки — эксперимент [15]

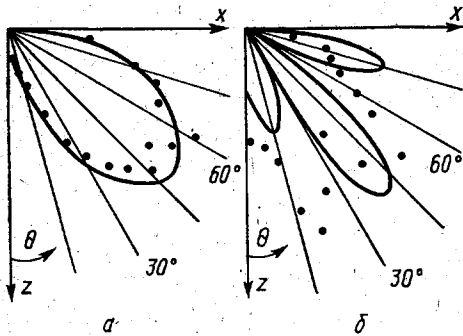


Рис. 3. Нормированные характеристики направленности продольных акустических волн, возбуждаемых лазерным пучком конечной ширины a в алюминии на частоте 5 МГц: а— $a=1$ мм, б— $a=3$ мм; на данной частоте $k_T = 4,3 \cdot 10^3$ см⁻¹, $k_l = 4,9 \cdot 10^3$ см⁻¹, $k_t = 10,4 \cdot 10^3$ см⁻¹; кривые — теория, точки — эксперимент [2]

В случае широких лазерных пучков ($k_{l,t}a \gg 1$) первое слагаемое (17), несмотря на его малость, начинает играть существенную роль, так как влияние второго члена суммы (17), а также выражения (18) при этом уменьшается благодаря множителям $\Phi(k_{l,t} \sin \theta)$. В пределе при $k_{l,t}a \rightarrow \infty$ это отражает тот известный факт, что в одномерном случае в твердом теле, как и в жидкости, возбуждаются только продольные аку-

стические волны, распространяющиеся в направлении нормали к поверхности [4, 6—8]. Отметим в связи с этим, что первое слагаемое в выражении (17) описывает то поле, в которое переходит поле (17), (18), в случае предельного перехода от твердого тела к жидкости, т. е. при $\mu \rightarrow 0$.

На рис. 3 приведены экспериментальные характеристики направленности продольных волн, возбуждаемых лазерным пучком конечной ширины a с равномерным распределением интенсивности [2]. Здесь же изображены соответствующие теоретические зависимости, рассчитанные по формуле (17). Как нетрудно видеть, между теорией и экспериментом наблюдается достаточно хорошее согласие. Некоторое расхождение в случае широкого пучка (рис. 3, б) может быть объяснено изрезанностью профиля реального лазерного пучка, использовавшегося в экспериментах работы [2], и его цилиндрической симметрией.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Ash E. A., Dieulesaint E., Rakouth H. // *Electronics Lett.* 1980. 16, N 12. P. 470—472. [2] Hutchins D. A., Dewhurst R. J., Palmer S. B. // *J. Acoust. Soc. Am.* 1981. 70, N 5. P. 1362—1369. [3] Scruby C. V., Dewhurst R. J., Hutchins D. A., Palmer S. B. // *Res. Techn. Nondestruct. Test.* V. 5. London, 1982. P. 282—327. [4] Руденко О. В., Черепецкая Е. Б. // *Тез. докл. V Всесоюз. совещ. по резонанс. взаимодействию оптич. излучения с веществом.* Л., 1981, с. 373—374. [5] Архипов В. И., Бондаренко А. Н., Кондратьев А. И. // *Акуст. журн.* 1982. 28, № 3. С. 303—310. [6] Крылов В. В., Павлов В. И. // *Материалы XI Всесоюз. конф. по акустоэлектронике и квантовой акустике.* Ч. 1. Душанбе, 1981. С. 200—201. [7] Крылов В. В., Павлов В. И. // *Акуст. журн.* 1982. 28, № 6. С. 836—837. [8] Лямшев Л. М., Челноков Б. И. // *Там же.* 1983. 29, № 3. С. 372—381. [9] Дыхне А. М., Рысев Б. П. // *Поверхность.* 1983. № 6. С. 17—21. [10] Rose L. R. F. // *J. Acoust. Soc. Am.* 1984. 75, N 3. P. 723—732. [11] Буденков Г. А., Бойко М. С. // *Дефектоскопия.* 1984. № 3. С. 16—24. [12] Larwood E. R. // *Phil. Trans. Roy. Soc. London.* 1949. A242. P. 63—100. [13] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. *Теория упругости.* М., 1965. [14] Новацкий В. *Теория упругости.* М., 1975. [15] Золотов С. И., Крылов В. В., Пономарев Е. П., Штенцель Т. В. // *Акуст. журн.* 1985. 31, № 4. С. 569—571.

Поступила в редакцию
01.08.85

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1986. Т. 27, № 6

УДК 534

СПЕКТР ШУМОВОГО ДИФРАГИРУЮЩЕГО ПУЧКА: ЛИНЕЙНОЕ И НЕЛИНЕЙНОЕ РАСПРОСТРАНЕНИЕ

В. С. Азимов, М. М. Сагатов, О. В. Руденко

(кафедра общей физики и волновых процессов)

Главные особенности дифракции акустических волн связаны с существованием широкополосных спектров. Поскольку низкочастотные компоненты дифрагируют быстрее высокочастотных, при распространении волны ее спектр, например вблизи оси пучка, непрерывно искажается. Еще более сложная картина возникает в случае мощных пучков, описание которых требует учета также и нелинейности. В результате взаимодействия фурье-компонент происходит «растекание» энергии по спектру; рождаются новые спектральные участки как в области