

ИЗ ТЕКУЩЕЙ ЛИТЕРАТУРЫ

534.242+621.378.325

ЛАЗЕРНОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН: НОВОЕ НАПРАВЛЕНИЕ В ОПТИКО-АКУСТИЧЕСКОЙ СПЕКТРОСКОПИИ ТВЕРДОГО ТЕЛА*А. А. Карабуртов*

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение	605
2. Лазерное возбуждение поверхностных акустических волн	606
3. Спектральные характеристики термооптических источников поверхностных акустических волн	611
4. Возможности оптико-акустической спектроскопии рэлеевских волн и перспективы ее применения	618
Список литературы	620

1. ВВЕДЕНИЕ

Тепловое действие оптического излучения на вещество лежит в основе широкого класса оптико-акустических явлений, поскольку процесс нестационарного неоднородного нагревания среды сопровождается излучением акустической волны за счет теплового расширения среды. Это явление исследовалось Беллом, Тиндаллом и Рентгеном еще в 1881 г. Однако только после создания и усовершенствования лазеров появилась возможность широкого использования оптико-акустического эффекта в различных вариантах спектроскопии (как оптических, так и акустических характеристик среды).

Воздействие лазерного излучения приводит, как правило, к возбуждению акустических возмущений в материале мишени. Теоретические и экспериментальные исследования этих эффектов были начаты практически сразу же после создания лазеров ^{1,2}. Существует несколько механизмов возбуждения звука при воздействии лазерного излучения на среду (см., например, обзоры ^{3,4}): тепловой, испарительный, пробойный и стрикционный. Тепловой механизм связан с нестационарным тепловым расширением объема среды, в которой поглотилась световая энергия. Испарительный обусловлен импульсом отдачи паров вещества при его испарении под действием лазерного излучения, пробойный — формированием сильной ударной волны при оптическом пробое (при этом плотность выделяемой энергии сравнима с внутренними давлениями в среде). Стрикционный механизм проявляется в прозрачных средах и связан с появлением механических напряжений в веществе при наличии электрического поля.

Основным механизмом возбуждения звука лазерным излучением в поглощающих свет средах является (ввиду его беспороговости) тепловой. Динамика термооптического возбуждения звука определяется параметрами излучения (геометрией луча, зависимостью интенсивности от времени) и физическими характеристиками среды (коэффициентом поглощения света, коэффициентом теплового расширения β , теплоемкостью c , сжимаемостью и т. д.). При оптимальных условиях тепловыделения возникающие термоупругие

напряжения могут быть оценены величиной $p' \sim (\beta c_0^2/2c)E_V$, где c_0 — скорость звука, а E_V — объемная плотность поглощенной световой энергии. Безразмерная величина $\beta c_0^2/c$ связана с константой Грюнрайзена и имеет порядок единицы. Доля тепловой энергии, перешедшая в акустическую, $\eta = E_{ак}/E_{св}$, пропорциональна объемной плотности тепловыделения, $\eta \sim (\beta c_0^2/2c)^2 E_V/\rho_0 c_0^2$ (ρ_0 — плотность среды). Поскольку порог начала испарения существенно меньше величины $\rho_0 c_0^2$ конденсированных сред, то эффективность термооптического возбуждения звука, как правило, низка, $\eta \leq 10^{-4}$. Однако высокая плотность и скорость тепловыделения позволяют получать достаточно мощные звуковые импульсы в широком диапазоне частот. К настоящему времени лазерное возбуждение объемных акустических волн глубоко исследовано (см., например, обзоры ^{5, 6}) и широко используется в научных исследованиях и приложениях ^{7, 8}.

Термооптическое возбуждение звука происходит в приповерхностном слое поглощающей среды. Поэтому в твердых телах наряду с объемными акустическими волнами термооптический механизм позволяет возбуждать и рэлеевские волны. Этот эффект является беспороговым (в отличие от явления вынужденного усиления поверхностной волны за счет взаимодействия с рассеянной световой волной ⁹). Интерес к термооптическому возбуждению поверхностных акустических волн (ПАВ) появился лишь в последние 2—3 года, в частности в связи с проблемой исследования поверхностных слоев сред. Эти исследования развивают новое направление оптико-акустической спектроскопии (ОАС) твердого тела — ОАС рэлеевских волн. Анализ ее состояния, возможностей и перспектив использования посвящен настоящий обзор.

2. ЛАЗЕРНОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН

С помощью лазерного излучения можно возбуждать ПАВ широкого диапазона частот с разнообразными пространственными характеристиками. Так же как и в случае лазерного возбуждения объемных волн, термооптический

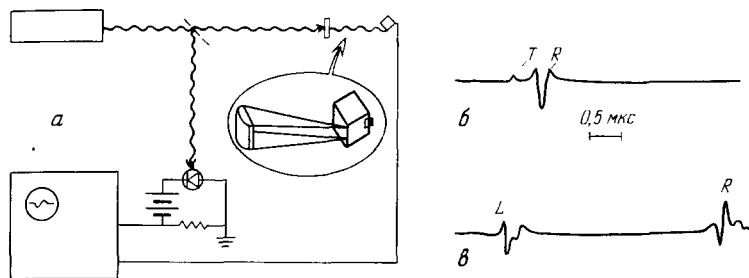


Рис. 1. Схема эксперимента ¹¹ (а) и осциллограммы импульсов поперечных (б) и продольных (в) волн

механизм позволяет возбуждать как периодические, так и импульсные рэлеевские волны. В литературе обсуждались различные варианты возбуждения ПАВ.

Впервые лазерная генерация ПАВ была описана, по-видимому, в работе Р. М. Уайта и Р. Е. Ли ¹⁰. Рэлеевская волна возбуждалась при поглощении одиночного импульса лазера с модуляцией добротности в алюминиевой пленке, напыленной на исследуемую поверхность. В качестве подложки использовались различные материалы — керамика, кристаллический и плавленый кварц. Излучение лазера фокусировалось в узкую прямолинейную полосу, поэтому фронт ПАВ был близок к плоскому. Однако ограниченность полосы приемников рэлеевских волн не позволяла адекватно разрешить

временную форму волны. Поэтому фактически регистрировалась амплитуда спектральной компоненты ПАВ на частоте основного резонанса приемника.

Следующая работа, посвященная лазерной генерации ПАВ, появилась лишь через 11 лет¹¹ — в 1979 г. Ее авторы использовали бесконтактное лазерное возбуждение акустических волн (излучение лазера с модуляцией добротности фокусировалось цилиндрической линзой на торец плоской грани в узкую полоску около ребра; рис. 1) для одновременного измерения скоростей продольной, сдвиговой и рэлеевской волн. Они определялись по задержке времени прихода импульсов (соответственно L , T и R на рис. 1), связанной с распространением волн вдоль свободной плоской грани. Полученные величины совпадают с измеренными другими методами. Этот метод

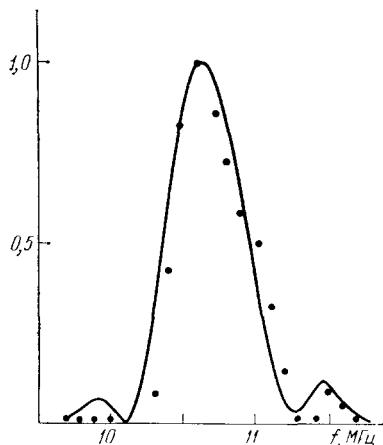


Рис. 2. Зависимость амплитуды ПАВ от частоты модуляции света и характеристика маски, измеренная традиционным методом (сплошная линия)¹²

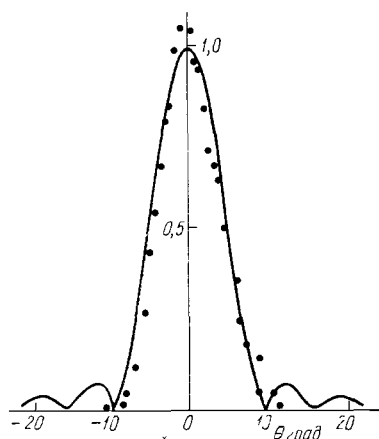


Рис. 3. Расчетная (сплошная линия) и экспериментальная (кружки) характеристика направленности оптико-акустической антенны ПАВ¹²

является вариантом импульсных методов измерения скорости звука и дает ошибки того же порядка, что и традиционные. Предлагая этот метод, авторы указывают следующие его преимущества: возможность проведения измерений с образцами малых размеров и простых форм в широком диапазоне температур и давлений, оперативность получения данных, одновременность измерения скоростей всех трех типов волн.

В работах^{10, 11} возбуждались широкополосные видеоимпульсы рэлеевских волн. Метод лазерной генерации периодических ПАВ впервые был предложен в¹². Гармонически модулированный лазерный луч направлялся на исследуемую поверхность, поглощающую излучение, через периодическую маску. На частоте модуляции, соответствующей длине рэлеевской волны, равной периоду маски, наблюдался резкий пик эффективности возбуждения ПАВ (рис. 2). Частотная зависимость относительной эффективности возбуждения совпадала с пространственным спектром маски, измеренным с помощью пьезоэлектрического возбуждения ПАВ. Измерение диаграммы направленности оптико-акустической антенны ПАВ дало результаты, хорошо совпадающие с теоретическими для решетчатых линейных антенн (рис. 3). Оценки амплитуды ПАВ по порядку величины совпали с измеренными экспериментально.

Необходимо отметить, что использование периодической маски для возбуждения периодических ПАВ не является обязательным. Достаточно гармонической модуляции интенсивности излучения и его фокусировки (при этом частотная характеристика оптико-акустического излучателя будет

широкополосной). Этот вариант возбуждения был позднее реализован в работах ^{13, 16}.

В 1982—1983 гг. появилась серия экспериментальных и теоретических работ ¹³⁻²⁴, в которых исследовались различные варианты лазерной генерации ПАВ. Возбуждение периодических рэлеевских волн описано в работах ^{13, 16}; генерация импульсных ПАВ обсуждается в ^{14, 18, 23}; в ^{21, 22} предлагается возбуждение ПАВ при сканировании лазерного луча по поверхности среды.

Для возбуждения периодических ПАВ в ^{13, 16} использовался лазер на красителе, работавший в режиме синхронизации мод. Излучение поглощалось в окрашенной пленке, нанесенной на исследуемую поверхность. Лазерный луч фокусировался сферической или цилиндрической линзой. Регистрация ПАВ осуществлялась встречно-штыревыми преобразователями, настроенными на частоту следования лазерных импульсов $\sim 76,4$ МГц. В ¹³ было установлено, что акустический сигнал пропорционален световой мощности (рис. 4). Позднее в работе ²⁴ было проведено сравнение результатов ¹³ с теоретическими расчетами. Расчетные амплитуды ПАВ совпадали с измеренными. В работе ¹⁶ эта схема была использована для оптико-акустической

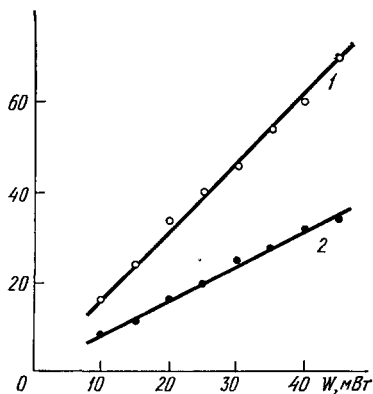


Рис. 4. Зависимость амплитуды сигнала ПАВ от мощности лазерного излучения ¹³ в непрерывном режиме.

1 — излучение фокусировалось цилиндрической линзой, 2 — сферической

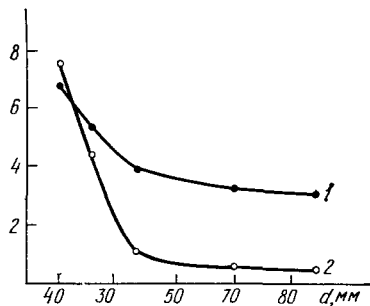


Рис. 5. Зависимость амплитуды волны от расстояния между зоной возбуждения и приемником.

1 — для рэлеевской волны, 2 — для объемной ²³

микроскопии коэффициента поглощения света на основе ПАВ. Лазерное пятно диаметром ~ 5 мкм перемещалось по исследуемой поверхности, и сигнал синхронно выводился на графопостроитель. Чувствительность метода оказалась сравнимой с тем, что дает традиционная оптико-акустическая микроскопия. Использованная схема вообще близка к традиционной и, по-видимому, не имеет перед ней существенных преимуществ.

В экспериментах по возбуждению импульсных ПАВ ^{14, 18, 23} основной трудностью является регистрация широкополосной рэлеевской волны. Работы ^{14, 23} являются развитием работ ^{10, 11}, и задача разрешения формы видеопульса ПАВ в них не стояла. В ¹⁴ использовалась экспериментальная схема, аналогичная описанной в ¹⁰, — рэлеевская волна возбуждалась на поверхности металлического блока, лазерное пятно имело форму полоски. Регистрация осуществлялась пьезопреобразователем с резонансной частотой 3 МГц. Фактически регистрировалась амплитуда колебаний поверхности на резонансной частоте преобразователя. Исследовалась диаграмма направленности оптико-акустического излучателя рэлеевских волн при различных размерах пятна. По ширине диаграммы направленности определялась скорость рэлеевских волн. По-видимому, точность этих измерений не высока ввиду неопределенности в размерах пятна.

Исследование зависимости амплитуды колебаний поверхности от диаметра светового пятна, мощности накачки и пройденного волной расстояния было проведено в ²³. Амплитуда ПАВ была пропорциональна энергии лазерных импульсов вплоть до интенсивностей порядка 10^8 Вт/см². Спадание амплитуды рэлеевской волны с расстоянием приблизительно соответствует закону $r^{-1/2}$ (рис. 5), как и ожидалось для цилиндрического характера волны. Контрольные эксперименты (наличие слоя жидкости, повреждений поверхности на пути распространения волны) доказали, что наблюдается действительно поверхностная волна. Длительность импульса ПАВ оказалась пропорциональной диаметру лазерного пятна. К сожалению, эта зависимость в работе практически не обсуждается.

Лазерная генерация рэлеевских волн как новая методика ОАС поверхностных слоев впервые обсуждалась в работе ¹⁸. ПАВ возбуждалась при поглощении излучения лазера на красителе на поверхности кварцевой подложки (использовалась также подложка из ниобата лития). Излучение фокусировалось цилиндрической линзой в пятно размером 30 мкм × 2 см. Поглощение происходило в пленке краски R590, оставшейся на подложке после ее промывки. Регистрация возбуждавшихся видеоимпульсов ПАВ производилась торцевым пьезопреобразователем, имевшим полосу 50 МГц. Исследовались спектры поглощения цвета пленкой в диапазоне длин волн 490—540 нм и их изменение со временем и под действием оптического излучения. Методика ОАС на ПАВ оказалась гораздо более чувствительной к характеру связи поглощающей пленки с подложкой, нежели другие методы (в частности, обычный абсорбционный). Было обнаружено, что добавление к красителю полистирена увеличивает оптическую стойкость пленки примерно в 4 раза (см. рис. 6 — скорость спадания сигнала ПАВ уменьшается при добавлении полистирена). Предельная чувствительность метода определялась по достигнутому отношению сигнал/шум; по оценкам она соответствует поглощению в мономолекулярном слое красителя.

Можно сказать, что методика экспериментов ¹⁸ была наиболее совершенной из всех, описанных выше. В частности, в этой работе впервые удалось разрешить форму видеоимпульсов ПАВ, возбуждаемых термооптически. Полученный профиль импульса рэлеевской волны приведен на рис. 7.

Исследованию возбуждения ПАВ при движении лазерного луча по поверхности тела со скоростью, близкой к скорости рэлеевской волны, посвящены работы ^{21, 22}. Экспериментальные ²¹ и теоретические ²² результаты хорошо соответствуют друг другу. Как и в случае объемных волн, наблюдается резкое (резонансное) увеличение эффективности возбуждения ПАВ при приближении скорости движения луча к скорости рэлеевской волны (рис. 8). Ширина резонанса определяется размерами пятна a и длиной трассы сканирования L . При наличии отстройки скорости δv от резонансного значения c_R рост амплитуды происходит до тех пор, пока ПАВ и луч не разойдутся

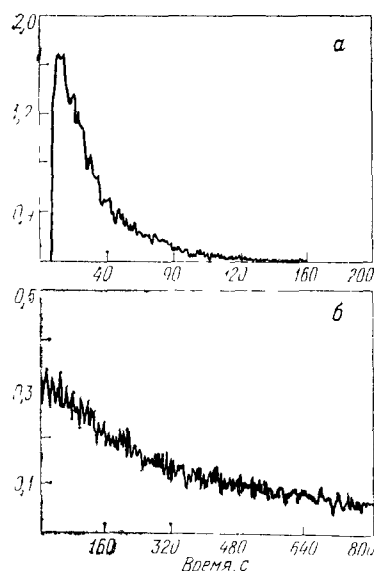


Рис. 6. Затухание сигнала ПАВ в красителе R590 под действием оптического излучения (а) ¹⁸.

$\lambda = 510$ нм, частота повторения импульсов 10 Гц, плотность энергии — 0,4 Дж/см²; б — краситель разбавлялся полистиреном

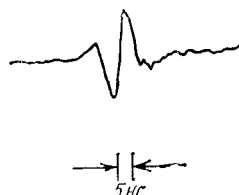


Рис. 7. Форма видеоимпульса ПАВ, возбуждаемого термооптически ¹⁸.

Фронт волны плоский, ширина пятна ~30 мкм, длительность лазерного импульса 7 нс

на расстояние $\sim a$. Таким образом, ширина резонанса оценивается величиной $\delta\nu \sim c_R a/L$, что соответствует данным эксперимента. С увеличением длины трека резонансная кривая сужается (рис. 9), а амплитуда волны растет. Отклонение зависимости амплитуды волны с расстоянием от линейной связано, по-видимому, с дифракцией ПАВ.

Амплитуда смещения поверхности в режиме сканирования может достигать значительных величин (в эксперименте ²¹ — до 0,1 мкм) при весьма слабом нагреве поверхности (≤ 3 К). Тем не менее она остается пропорциональной мощности лазерного излучения. Оценки величин смещения ²² хорошо совпадают с данными измерений ²¹. В ²² было получено решение задачи

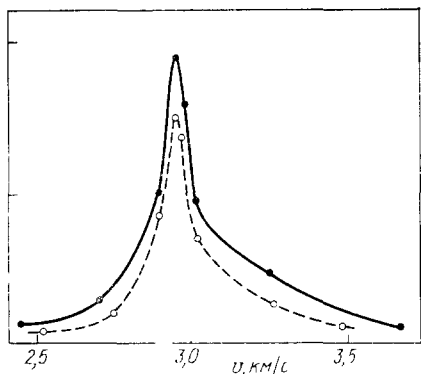


Рис. 8. Зависимость амплитуды рэлеевской волны в конце трассы сканирования от скорости движения фокуса ²¹ (отн. ед.)

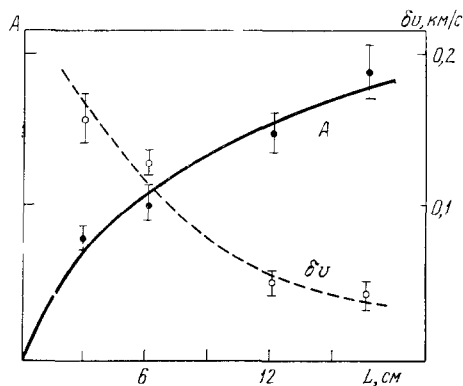


Рис. 9. Зависимость амплитуды рэлеевской волны в резонансе A и полуширины резонанса $\delta\nu$ от длины трассы сканирования ²¹

о возбуждении ПАВ движущимся лазерным лучом в форме полоски. При точном совпадении скорости сканирования со скоростью рэлеевской волны последняя линейно нарастает со временем и нормальная к поверхности компонента колебательной скорости воспроизводит распределение интенсивности света по сечению пятна. Относительное изменение объема при деформации для алюминия имеет порядок $7 \cdot 10^{-12} \text{ см}^2/\text{Вт } I_0 L/a$ (I_0 — интенсивность света). К достоинствам режима сканирования можно отнести возможность чисто механического воздействия на поверхностные слои материала без сколько-нибудь существенного его нагрева.

Теоретический анализ лазерного возбуждения ПАВ проводился на основе линейной задачи термоупругости ^{17, 19, 20, 24}. Ограничение линейным акустическим приближением, так же как и в случае термооптической генерации объемных волн, представляется достаточно оправданным. В силу линейности задачи достаточно было рассматривать возбуждение монохроматической волны. Все указанные работы ограничиваются случаем плоской монохроматической рэлеевской волны, для которого теоретический анализ существенно упрощается.

Результаты ^{17, 29, 20} сравнивать трудно, поскольку они получены в различных упрощающих предположениях, оговоренных не всегда достаточно четко. Фактически речь идет о соотношении трех величин — ширины луча a , глубины поглощения света α^{-1} , длины тепловой волны $(\chi/\omega)^{1/2}$ (χ — теплопроводность среды, ω — частота волны). Наиболее развитая теория представлена в работе ²⁴, однако и в ней рассматривается возбуждение плоской монохроматической рэлеевской волны в нетеплопроводящей среде.

Лазерное возбуждение ПАВ в нетеплопроводящей среде анализируется в ¹⁷; использованная модель соответствует случаю $a, \alpha^{-1} \gg (\chi/\omega)^{1/2}$. Основное внимание уделяется относительной эффективности возбуждения различ-

ных типов волн (продольных сдвиговых и рэлеевских) в зависимости от величины $k_R a$, где $k_R = \omega/c_R$ — волновой вектор рэлеевской волны. Установлено, что при $k_R a \sim 1$ основная доля мощности всех типов акустических волн ($\sim 67\%$) приходится на рэлеевские, а на объемные — существенно меньше (26% — на поперечные и 7% — на продольные). С увеличением $k_R a$ доля мощности продольной волны быстро растет и становится доминирующей. Это объясняется тем, что при тепловом расширении среды возбуждается лишь продольная волна, а поперечная появляется при отражении ее от границы. Поэтому для термооптического возбуждения высокочастотных ПАВ необходима острая фокусировка лазерного луча. В частности, в экспериментах ^{13, 18} это условие было выполнено.

Анализ термооптического возбуждения ПАВ с учетом теплопроводности среды был проведен в ^{19, 20}. В ¹⁹ расчет проводился для случая облучения поверхности через периодическую маску, а возбуждение ПАВ осуществлялось на поверхности пьезоэлектрика. В ²⁰ поглощение света считалось поверхностным, а луч — бесконечно тонким (длина тепловой волны много больше размеров пятна и глубины проникновения света — низкочастотный случай). Отмечается, что наличие газовой среды над поверхностью тела существенного влияния на лазерное возбуждение ПАВ не оказывает.

Сравнительная оценка эффективности лазерного возбуждения акустических волн в полупроводниках за счет двух различных механизмов — теплового и деформационного — проводится в работе ¹⁵. Рассматривается интерференционная картина, создаваемая двумя лучами, падающими на поверхность под углом друг к другу. Частота света превышает ширину запрещенной зоны. Деформационный механизм связан с появлением деформаций решетки за счет модуляции концентраций электронов и дырок, вызываемой лазерным излучением. Тепловой и деформационный механизмы имеют различную зависимость от частоты эффективности возбуждения акустической волны. По оценкам ¹⁵ на низких частотах доминирует деформационный механизм; для арсенида галлия частота, на которой эффективности этих механизмов сравниваются, составляет величину порядка 1 ГГц.

В качестве резюме можно сказать, что к настоящему времени проведены первые, во многом просто демонстрационные, эксперименты по лазерному возбуждению ПАВ в импульсном, непрерывном и сканирующем режимах. Эти работы показывают достоинства термооптического механизма возбуждения рэлеевских волн — его бесконтактность, широкополосность, универсальность, возможность дистанционной перестройки направленности волны. Обратная задача — оптико-акустическая спектроскопия на ПАВ исследовалась мало. Однако первые эксперименты ¹⁸ показывают перспективность нового варианта ОАС. Его дальнейшее развитие требует также теоретического анализа.

3. СПЕКТРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ТЕРМООПТИЧЕСКИХ ИСТОЧНИКОВ ПОВЕРХНОСТНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН

При теоретическом анализе термооптического возбуждения рэлеевской волны достаточно ограничиться (так же как и в случае возбуждения объемных волн) линейным акустическим приближением. Это связано с тем, что даже на пороге плавления вещества акустическое число Маха M (отношение колебательной скорости к скорости волны) мало — меньше 10^{-2} , и нелинейные акустические эффекты проявляются слабо. Они накапливаются лишь в процессе распространения волны на расстояниях $\sim \Lambda/M$, где Λ — длина волны, в то время как длина волны Λ сравнима с размерами области тепловыделения.

Уравнения нестационарной задачи термоупругости целесообразно взять в потенциалах ²⁵ (так как уравнения для компонент смещения не

разделяются):

$$c_t^{-2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} - \Delta \varphi = - \left(1 - \frac{4}{3} \frac{c_t^2}{c_l^2} \right) \beta \frac{\partial T}{\partial t}, \quad (1)$$

$$c_l^2 \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} - \Delta \psi = 0; \quad (2)$$

здесь φ и ψ — потенциалы скорости смещения частиц среды:

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} = \text{grad } \varphi + \text{rot } \psi, \quad (3)$$

\mathbf{u} — вектор смещения частиц, c_t и c_l — скорости поперечных и продольных акустических волн, β — коэффициент теплового расширения среды (которая предполагается изотропной) и T — приращение температуры среды. Изменение температуры среды определяется поглощенной энергией, теплопроводностью и дилатацией. Однако для частот вплоть до 10 ГГц для подавляющего большинства твердых сред связью тепловой и акустической волн можно пренебречь²⁵. На этих частотах распространение звука происходит адиабатически: тепло за период колебаний не успевает диффундировать на расстояние порядка длины волны $\omega < \omega_T = c_l^2 / \chi$, где χ — температуропроводность; иными словами, длина тепловой волны много меньше длины акустической волны. В этом приближении несвязанной задачи термоупругости приращение температуры можно считать известной функцией координат и времени $T(t, \mathbf{r})$, определяемой внешними источниками тепла. Поэтому

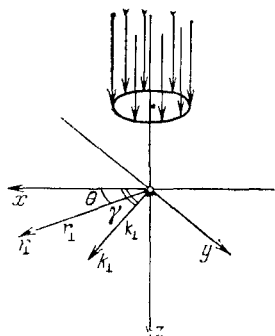


Рис. 10. Геометрия задачи и использованная система координат

можно решать задачу (1), (2) о возбуждении ПАВ нестационарным температурным полем T , не конкретизируя пока природу его возникновения.

Рассмотрим однородное изотропное упругое полупространство, его границу выберем за плоскость x, y , ось z направим в глубину среды (рис. 10). Условия отсутствия напряжений на свободной поверхности $z = 0$ могут быть записаны в виде (силу давления света можно не учитывать практически всегда)

$$2 \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z \partial x} + \frac{\partial^2 \psi_z}{\partial z \partial y} = \frac{\partial^2 \psi_y}{\partial z^2} - \frac{\partial^2 \psi_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi_x}{\partial x \partial y}, \quad (4)$$

$$2 \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z \partial y} - \frac{\partial^2 \psi_z}{\partial z \partial x} = \frac{\partial^2 \psi_x}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 \psi_x}{\partial z^2} - \frac{\partial^2 \psi_y}{\partial x \partial y}, \quad (5)$$

$$\Delta \varphi - 2s^2 \Delta_{\perp} \varphi + 2s^2 \left(\frac{\partial \psi_y}{\partial z \partial x} - \frac{\partial \psi_x}{\partial z \partial y} \right) = \left(1 - \frac{4}{3} s^2 \right) \beta \frac{\partial T}{\partial t}. \quad (6)$$

Здесь $s = c_t/c_l$, $\Delta_{\perp} = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2$ — оператор Лапласа по поперечным координатам, ψ_x, ψ_y, ψ_z — соответствующие компоненты вектора ψ . Условием, доопределяющим систему (1), (2), (4) — (6) до полностью определенной, является соленоидальность вектора ψ :

$$\text{div } \psi = 0. \quad (7)$$

Выписанная система достаточно громоздка, уравнения (1), (2) связаны через граничные условия (4) — (6). Целесообразно ввести новые переменные

$$A = \frac{\partial \psi_y}{\partial x} - \frac{\partial \psi_x}{\partial y}, \quad (8)$$

$$B = \frac{\partial \psi_x}{\partial x} + \frac{\partial \psi_y}{\partial y}, \quad (9)$$

Величина A имеет смысл z -компоненты вихревой составляющей $\dot{\mathbf{u}}$. Переменные A и B удовлетворяют однородному уравнению, аналогичному (2):

$$c_t^2 \frac{\partial^2 (A, B)}{\partial t^2} - \Delta (A, B) = 0. \quad (10)$$

В переменных φ , A , ψ_z и B граничные условия (4) — (6) и условие (7) могут быть приведены к виду

$$z=0, \quad \left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial}{\partial z} (\Delta_{\perp} \varphi) = \left(\frac{1}{2c_t^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \Delta_{\perp} \right) A, \\ \frac{\partial A}{\partial z} = - \left(\frac{1}{2c_t^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \Delta_{\perp} \right) \varphi, \\ \frac{\partial B}{\partial z} = - \left(\frac{1}{c_t^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \Delta_{\perp} \right) \psi_z, \\ \Delta_{\perp} \frac{\partial \psi_z}{\partial z} = \left(\frac{1}{2c_t^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \Delta_{\perp} \right) B. \end{array} \right. \quad \begin{array}{l} (11) \\ (12) \\ (13) \\ (14) \end{array}$$

Уравнения для этих величин остаются независимыми. Поэтому задача разбивается на две пары независимых уравнений для (φ, A) и (ψ_z, B) , связанные в парах через граничные условия. Поскольку уравнения (10) для ψ_z и B однородны, то очевидно, что

$$\psi_z = B \equiv 0 \quad (15)$$

(начальные условия, естественно, полагаются однородными).

Таким образом, термооптическое возбуждение звука в однородном изотропном упругом полупространстве описывается двумя скалярными уравнениями для φ — (1) и для A — (10), связанными граничными условиями (11), (12). Эти уравнения описывают возбуждение как объемных, так и рэлеевских волн. Термоупругие напряжения влияют только на скалярный потенциал φ , а сдвиговые напряжения появляются за счет поперечных неоднородностей поля φ на границе среды. Поэтому в отсутствие резких градиентов φ у поверхности (как поперечных, так и продольных) возбуждение сдвиговых, а следовательно, и рэлеевских волн идет неэффективно.

Решение задачи (1), (10), (12) удобно искать в спектральной форме. Введем преобразование Фурье по времени и поперечным координатам $\mathbf{r}_{\perp} = \{x, y\}$ (будем обозначать преобразованные функции значком « \sim » над ними) и преобразование Лапласа по z :

$$\hat{T}(\omega, \mathbf{k}_{\perp}, p) = \int_0^{\infty} dz \int_{-\infty}^{+\infty} \int dt d\mathbf{r}_{\perp} \exp[i\omega t - i(\mathbf{k}_{\perp} \mathbf{r}_{\perp}) - pz] T(t, \mathbf{r}_{\perp}, z) \quad (16)$$

(значок « \wedge » обозначает полностью преобразованную функцию). $\hat{\varphi}(\omega, \mathbf{k}_{\perp}, p)$, $\hat{A}(\omega, \mathbf{k}_{\perp}, p)$ — аналогичные спектральные компоненты полей $\varphi(t, \mathbf{r}_{\perp}, z)$ и $A(t, \mathbf{r}_{\perp}, z)$. При этом уравнения (1) и (10) сводятся к алгебраическим:

$$(k_t^2 - k_{\perp}^2 + p^2) \hat{\varphi} + \frac{d\tilde{\varphi}}{dz} \Big|_0 + p\tilde{\varphi}|_0 = -i\omega \left(1 - \frac{4s^2}{3} \right) \beta \hat{T},$$

$$(k_t^2 - k_{\perp}^2 + p^2) \hat{A} + \frac{d\tilde{A}}{dz} \Big|_0 + p\tilde{A}|_0 = 0,$$

где $k_t = \omega/c_t$, $k_l = \omega/c_l$, а

$$\tilde{\varphi}(\omega, \mathbf{k}_{\perp}, z) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int dt d\mathbf{r}_{\perp} \exp[i\omega t - i(\mathbf{k}_{\perp} \mathbf{r}_{\perp})] \varphi(t, \mathbf{r}_{\perp}, z)$$

(для \tilde{A} — аналогично); $\tilde{\varphi}|_0$, $d\tilde{\varphi}/dz|_0$, $\tilde{A}|_0$, $d\tilde{A}/dz|_0$ — фурье-компоненты соответствующих функций при $z=0$.

Из условия стремления φ и A к нулю при $z \rightarrow +\infty$ следует отсутствие полюсов у $\hat{\varphi}$ и \hat{A} в правой полуплоскости $\text{Re } p > 0$. Поэтому из преобразованных уравнений следуют соотношения для спектров $\tilde{\varphi}|_0$ и $\tilde{A}|_0$ на поверхности $z = 0$:

$$\left. \frac{d\tilde{A}}{dz} \right|_0 + (k_{\perp}^2 - k_t^2)^{1/2} \tilde{A}|_0 = 0, \quad (17)$$

$$\left. \frac{d\tilde{\varphi}}{dz} \right|_0 + (k_{\perp}^2 - k_t^2)^{1/2} \tilde{\varphi}|_0 = -i\omega \left(1 - \frac{4s^2}{3} \right) \beta \hat{T}(\omega, \mathbf{k}_{\perp}, (k_{\perp}^2 - k_t^2)^{1/2}). \quad (18)$$

Граничные условия (11), (12) в преобразованных переменных имеют вид

$$\left. \frac{k_{\perp}^2}{dz} \frac{d\tilde{\varphi}}{dz} \right|_0 = -(k_{\perp}^2 - k_2^2) \tilde{A}|_0, \quad (19)$$

$$\left. \frac{d\tilde{A}}{dz} \right|_0 = -(k_{\perp}^2 - k_2^2) \tilde{\varphi}|_0, \quad (20)$$

где $k_2 = \omega/\sqrt{2} c_t$.

Для ПАВ отдельно потенциалы φ и A не имеют физического смысла. Основной интерес для рэлеевской волны представляет нормальная компонента колебательной скорости на поверхности среды $z = 0$ $w(t, \mathbf{r}_{\perp})$. Ее спектральная компонента $\tilde{w}(\omega, \mathbf{k}_{\perp})$ может быть выражена через потенциалы следующим образом:

$$\tilde{w}(\omega, \mathbf{k}_{\perp}) = \left. \frac{d\tilde{\varphi}}{dz} \right|_0 + \tilde{A}|_0. \quad (21)$$

Выражая величины, стоящие в правой части (21) с помощью (17) — (20), можно получить следующее выражение:

$$\tilde{w} = -i\omega\beta \left(1 - \frac{4s^2}{3} \right) \frac{k_2^2 (k_{\perp}^2 - k_2^2)}{k_{\perp}^2 (k_{\perp}^2 - k_t^2)^{1/2} (k_{\perp}^2 - k_t^2)^{1/2} - (k_{\perp}^2 - k_2^2)^2} \times \\ \times \hat{T}(\omega, \mathbf{k}_{\perp}, (k_{\perp}^2 - k_t^2)^{1/2}), \quad (22)$$

где k_{\perp} — модуль вектора \mathbf{k}_{\perp} . Формула (22) дает спектральную компоненту возмущения поверхности под действием нестационарного температурного поля.

Рэлеевским волнам в решении (22) отвечают полюсы

$$k_{\perp} = \mp \frac{\omega}{c_R} = \mp k_R,$$

соответствующие корням определителя Рэля:

$$k_R^2 (k_R^2 - k_t^2)^{1/2} (k_R^2 - k_t^2)^{1/2} - (k_R^2 - k_2^2)^2 = 0.$$

Производя обратное преобразование Фурье по частоте и волновым векторам, можно получить зависимость колебательной скорости поверхности от координат и времени:

$w(t, \mathbf{r}_{\perp}) =$

$$= (2\pi^2)^{-1} F \beta \left(1 - \frac{4s^2}{3} \right) \int_{-\infty}^{+\infty} d\omega \int_0^{2\pi} d\gamma \frac{\omega^3}{c_R^2} \exp \left\{ -i\omega \left[t - \frac{r_{\perp}}{c_R} \cos(\theta - \gamma) \right] \right\} \times \\ \times \hat{T} \left(\omega, \frac{\omega}{c_R}, \gamma, |\omega| (c_R^2 - c_t^2)^{1/2} \right), \quad (23)$$

где безразмерный фактор

$$F = \frac{1}{4} \left(\frac{c_R}{c_t} \right)^2 \left[2 - \left(\frac{c_R}{c_t} \right)^2 \right] \left\{ \left[2 + \left(1 - \frac{c_R^2}{c_t^2} \right)^{-1} + \left(1 - \frac{c_R^2}{c_t^2} \right)^{-1} \right] - 8 \right\}^{-1} \quad (24)$$

определяется только упругими свойствами среды (и имеет порядок 0,1). В (23) использованы цилиндрические координаты (см. рис. 10). Физический смысл решения (23) прост — это разложение поля ПАВ по бегущим плоским монохроматическим волнам. Спектральная плотность поля определяется спектральной компонентой температурного поля на частоте ω и соответствующей ей пространственной частоте ω/c_R и коэффициентом затухания ПАВ $|\omega| (c_R^2 - c_l^2)^{1/2}$.

Структура поля температуры определяется распределением интенсивности света по сечению луча и зависимостью коэффициента поглощения света от глубины. Будем считать, что лазерный луч с интенсивностью

$$I = I_0 F(t, \mathbf{r}_\perp) \quad (25)$$

падает нормально на поверхность тела. Тогда приращение температуры описывается уравнением

$$\frac{\partial T}{\partial t} - \chi \Delta T = - \frac{b I_0}{\rho c} F(t, \mathbf{r}_\perp) \frac{df}{dz}, \quad (26)$$

где χ — температуропроводность, c — удельная теплоемкость среды, b — доля световой мощности, проходящей в среду; функция

$$f(z) = \exp \left(- \int_0^z \alpha(z) dz \right) \quad (27)$$

описывает зависимость интенсивности света по глубине, $\alpha(z)$ — распределение коэффициента поглощения света. Условие отсутствия теплового потока на границе среды имеет вид

$$\left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_0 = 0. \quad (28)$$

Решение задачи (26), (28) также удобно искать в спектральной форме (16). С учетом условия $T(z \rightarrow +\infty) \rightarrow 0$ решение запишется в виде

$$\hat{T}(\omega, \mathbf{k}_\perp, p) = \frac{b I_0}{\rho c \chi} F(\omega, \mathbf{k}_\perp) \frac{(k_\perp^2 - i k_0^2)^{1/2} \hat{f}(p) - p \hat{f}((k_\perp^2 - i k_0^2)^{1/2})}{(k_\perp^2 - i k_0^2)^{1/2} (p^2 - k_\perp^2 + i k_0^2)}, \quad (29)$$

где

$$\begin{aligned} \tilde{F}(\omega, \mathbf{k}_\perp) &= \int_{-\infty}^{+\infty} \int \exp[i\omega t - i(\mathbf{k}_\perp \mathbf{r}_\perp)] F(t, \mathbf{r}_\perp) dt d\mathbf{r}_\perp, \\ \hat{f}(p) &= \int_0^\infty e^{-pz} \frac{df}{dz} dz \end{aligned}$$

и $\text{Re}(k_\perp^2 - i k_0^2)^{1/2} > 0$, $k_0^2 = \omega/\chi$ — квадрат волнового вектора тепловой волны.

Выражение (29) достаточно громоздко, но во многих практических случаях оно может быть упрощено. В таблице приведены значения k_R , k_0 и $(k_R^2 - k_l^2)^{1/2}$ для нескольких сред. Для частот ниже 3 ГГц (а для сред с малой теплопроводностью — и для более высоких частот) длина тепловой волны остается меньше длины рэлеевской волны. Поэтому в формуле (29) можно считать $k_\perp^2 \ll k_0^2$, а также $p^2 \ll k_0^2$. Соответственно (29) сводится к следующему:

$$\hat{T}(\omega, \mathbf{k}_\perp, p) = - \frac{i}{\omega} \frac{b I_0}{\rho c} \tilde{F}(\omega, \mathbf{k}_\perp) \hat{f}(p). \quad (30)$$

Фактически это приближение нетеплопроводящей среды.

Т а б л и ц а

Волновые векторы рэлеевской k_R и тепловой k_θ волн,
коэффициент убывания ПАВ $p = (k_R^2 - k_l^2)^{1/2}$ (мкм⁻¹)

Частота	Алюминий	Медь	Кремний	Плавле- ный кварц	Ниобат лития
0,1 ГГц	p , 0,2	0,26	0,10	0,16	0,16
	k_R , 0,22	0,3	0,13	0,19	0,18
	k_θ , 2,7	2,3	3,0	9,6	20
1 ГГц	p , 2,0	2,6	1,0	1,6	1,6
	k_R , 2,2	3,0	1,3	1,9	1,8
	k_θ , 8,6	7,4	9,4	30	63
10 ГГц	p , 20	26	10	16	16
	k_R , 22	30	23	19	18
	k_θ , 27	23	30	96	198

Формулы (23) и (30) дают решение задачи лазерного возбуждения ПАВ:

$$w(t, \mathbf{r}_\perp) = \beta \left(1 - \frac{4s^2}{3} \right) \frac{bI_0 F}{\rho c} \times \\ \times \int_{-\infty}^{+\infty} d\omega \int_0^{2\pi} d\gamma \left(-i \frac{\omega^2}{c_R^2} \right) \exp \left\{ -i\omega \left[t - \frac{r_\perp}{c_R} \cos(\theta - \gamma) \right] \right\} \times \\ \times \tilde{F} \left(\omega, \frac{\omega}{c_R}, \gamma \right) \hat{f}(|\omega| (c_R^2 - c_l^2)^{1/2}). \quad (31)$$

Полученное выражение является основным для задачи ОАС на ПАВ — оно связывает спектр рэлеевской волны со спектрами интенсивности светового излучения и распределения интенсивности по глубине. Это позволяет в принципе определить распределение коэффициента поглощения по глубине при известном распределении интенсивности света по сечению, и наоборот — по известному распределению поглощения по глубине — распределение поглощения по сечению луча.

Целесообразно разделять два случая — неподвижного и движущегося луча (случай неподвижного луча соответствует скоростям его движения, много меньшим скорости рэлеевской волны). Поскольку для задач ОАС на ПАВ режим сканирующего с околосвуковой скоростью луча не представляет существенного интереса, то для дальнейшего будем считать, что ПАВ возбуждается неподвижным (или медленно движущимся) лучом. В этом случае пространственный и временной спектры источников $\tilde{F}(\omega, \mathbf{k}_\perp)$ факторизуются:

$$\tilde{F}(\omega, \mathbf{k}_\perp) = \tilde{F}_t(\omega) \tilde{F}_r(\mathbf{k}_\perp).$$

Это позволяет ввести понятие передаточной функции — по аналогии с лазерным возбуждением объемных волн^{26, 27}.

Рассмотрим вначале одномерное распределение источников:

$$F_r(\mathbf{r}_\perp) = F_r(x)$$

(луч представляет собой полосу, вытянутую вдоль оси y). Тогда их пространственный спектр $\tilde{F}_r(\mathbf{k}_\perp) = 2\pi\delta(k_\perp \sin \gamma) \tilde{F}_r(k_\perp \cos \gamma)$. Сохраняя в решении (31) лишь волну, бегущую в сторону увеличения x , найдем для

скорости смещения поверхности:

$$\omega \left(\tau = t - \frac{x}{c_R} \right) = \frac{F\beta}{\pi} \left(1 - \frac{4s^2}{3} \right) \frac{bI_0}{\rho c} \int_{-\infty}^{+\infty} i \frac{\omega}{c_R} e^{-i\omega\tau} \tilde{F}_r \left(\frac{\omega}{c_R} \right) \hat{f}(|\omega| (c_R^2 - c_l^2)^{1/2}) \tilde{F}_t(\omega) d\omega. \quad (32)$$

Выражение (32) может быть получено из решений, имеющих в работе ¹⁷. Функция

$$K_1(\omega) = i \frac{\omega}{c_R} \tilde{F}_r \left(\frac{\omega}{c_R} \right) \hat{f}(|\omega| (c_R^2 - c_l^2)^{1/2}) \quad (33)$$

может быть названа передаточной функцией лазерных источников ПАВ в плоской геометрии, так как она связывает спектр бегущей рэлеевской волны с временным спектром интенсивности света. Поэтому для эффективного возбуждения ПАВ на некоторой частоте необходимо, чтобы спектральная компонента распределения интенсивности не была мала — иными словами, чтобы луч был уже длины рэлеевской волны $k_R a \ll 1$. Кроме того, коэффициент поглощения света должен быть достаточно велик: $\alpha \gg k_R$ (толщина поглощающего слоя должна быть меньше длины рэлеевской волны). Отметим, что в работе ¹² (см. рис. 2) фактически измерялась передаточная функция источников, определяемая геометрией маски.

Результат (32) находится в качественном согласии с экспериментами ¹⁸. Действительно, при коротком лазерном импульсе и поверхностном поглощении импульс ПАВ пропорционален производной огибающей распределения интенсивности. Это и наблюдается в эксперименте (см. рис. 7). Кроме того, увеличение размеров пятна ведет к пропорциональному увеличению длительности импульса ПАВ, что наблюдалось в экспериментах ²³. Необходимо, однако, учитывать, что ограниченность полосы частот преобразователя оказывала влияние на форму импульсов, поэтому количественное сопоставление с существующими экспериментальными данными представляется затруднительным.

Передаточная функция лазерных источников ПАВ может быть введена и в более общем случае. Для этого необходимо в решении (31) выделить только распространяющуюся волну. Она формируется вне области тепловыделения, поэтому при $\omega r_{\perp}/c_R \gg 1$ и в дальней волновой зоне формула (31) сводится к

$$w(t, r_{\perp}, \theta) = F\beta \left(1 - \frac{4s^2}{3} \right) \frac{bI_0}{2\pi\rho c} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\omega^2}{c_R^2} \left(\frac{c_R}{\pi |\omega| r_{\perp}} \right)^{1/2} \exp \left[-i\omega \left(t - \frac{r_{\perp}}{c_R} \right) - i \frac{\pi}{4} \right] \times \tilde{F}_r \left(\frac{\omega}{c_R}, \theta \right) \hat{f}(|\omega| (c_R^2 - c_l^2)^{1/2}) \tilde{F}_t(\omega) d\omega. \quad (34)$$

Формула (34) дает разложение ПАВ в дальней волновой зоне по расходящимся плоским волнам. Как и следовало ожидать, угловая зависимость ПАВ определяется только распределением интенсивности света по сечению пятна. В частности, для аксиально симметричного лазерного луча ПАВ будет также аксиально симметрична. Ее амплитуда с расстоянием убывает пропорционально $r^{-1/2}$, как и должно быть для цилиндрической волны. Это находится в качественном согласии с результатами экспериментов ²³.

Функция

$$K_2(\omega, \theta) = |\omega|^{3/2} \tilde{F}_r \left(\frac{\omega}{c_R}, \theta \right) \hat{f}(|\omega| (c_R^2 - c_l^2)^{1/2}) \quad (35)$$

также может быть названа передаточной. Однако, в отличие от случая плоской волны, она содержит зависимость от угла наблюдения θ (то же имеет

В заключение считаю своим приятным долгом выразить глубокую благодарность С. А. Ахманову за обсуждение плана обзора, а также В. Г. Андreeву, В. И. Емельянову и О. В. Руденко — за полезные дискуссии.

Московский государственный университет
им. М. В. Ломоносова

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Аскарьян Г. А., Прохоров А. М., Чантурия Г. Ф., Шипуло Г. П.— ЖЭТФ, 1963, т. 44, с. 2180.
2. White R. M.— J. Appl. Phys., 1963, v. 34, p. 3559.
3. Бункин Ф. В., Комиссаров В. М.— Акуст. ж., 1973, т. 19, с. 305.
4. Лямшев Л. М.— УФН, 1981, т. 135, с. 637.
5. Лямшев Л. М., Седов Л. В.— Акуст. ж., 1981, т. 27, с. 5.
6. Patel C. K. N., Tam A. C.— Rev. Mod. Phys., 1981, v. 53, p. 517.
7. Rosenzweig A. Photoacoustics and Photoacoustic Spectroscopy.— New York; Chichester; Brisbane; Toronto: J. Wiley and Sons, 1980.
8. Photoacoustic Spectroscopy and Detection/Ed. Y. H. Pao.— New York; Chichester; Brisbane; Toronto: J. Wiley and Sons, 1981.
9. Ахманов С. А., Емельянов В. И., Коротеев Н. И., Семинов В.— УФН, 1985, т. 147, вып. 4.
10. Lee R. E., White R. M.— Appl. Phys. Lett., 1968, v. 12, p. 12.
11. Ledbetter H. M., Moulder J. C.— J. Acoust. Soc. Am., 1979, v. 65, p. 840.
12. Ash F. A., Dieulesaint E., Rakouth H.— Electron. Lett., 1980, v. 16, p. 470.
13. Veith G., Kowatsch M.— Appl. Phys. Lett., 1982, v. 40, p. 30.
14. Aindow A. M., Dewhurst R. J., Palmer S. B.— Opt. Commun., 1982, v. 42, p. 116.
15. Погорельский Ю. В.— ФТТ, 1982, т. 24, p. 2361.
16. Veith G.— Appl. Phys. Lett., 1982, v. 41, p. 1045.
17. Крылов В. В., Павлов В. И.— Акуст. ж., 1982, т. 28, с. 836.
18. Bruesck S. R. J., Deutsch T. F., Oates D. E.— Appl. Phys. Lett., 1983, v. 43, p. 157.
19. Reyer D., Dieulesaint E.— J. de Phys., 1983, t. 44, p. 79.
20. Huard S. J., Chardon D.— Ibidem, p. 91.
21. Велихов Е. П., Даньшиков Е. В., Дымшаков В. А., Дыхне А. М., Лебедев Ф. В., Письменный В. Д., Рысев Б. П., Рязанов А. В.— Письма ЖЭТФ, 1983, т. 38, с. 483.
22. Дыхне А. М., Рысев Б. П.— Поверхность, 1983, № 6, с. 17.
23. Ходинский А. Н., Корочкин Л. С., Михнов С. А.— Ж. прикл. спектр., 1983, т. 38, с. 745.
24. Royer D., Dieulesaint E.— J. Appl. Phys., 1984, v. 56, p. 2507.
25. Новацки В. Теория упругости.— М., Мир, 1975.
26. Бурмистрова Л. В., Карабутов А. А., Портнягин А. И., Руденко О. В., Черепецкая Е. Б.— Акуст. ж., 1978, т. 24, с. 655.
27. Карабутов А. А., Руденко О. В., Черепецкая Е. Б.— Ibidem, 1979, т. 25, с. 383.