

УДК 535.241 : 534.2

П. В. Базылев, А. Н. Бондаренко, Ю. М. Криницын, В. А. Луговой  
(Хабаровск)

### ИССЛЕДОВАНИЕ АМПЛИТУДНО-ВРЕМЕННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ПОВЕРХНОСТНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН ПРИ ЛАЗЕРНОМ ВОЗБУЖДЕНИИ

Приведены результаты экспериментального исследования лазерного возбуждения коротких рэлеевских импульсов в металлах в диапазоне интенсивностей лазерного излучения  $3 \cdot 10^7 - 3 \cdot 10^9$  Вт/см<sup>2</sup>. Для регистрации акустических сигналов использовался бесконтактный широкополосный приемник – двухлучевой интерферометр.

Лазерное излучение позволяет бесконтактно возбуждать поверхностные акустические волны (ПАВ) в широком диапазоне частот с разнообразными пространственными характеристиками практически в любых материалах [1]. В этом заключается основное отличие и преимущество данного метода по сравнению с другими известными методами генерации ПАВ: пьезоэлектрическими, электромагнитоакустическими и другими.

Серьезной проблемой при импульсном возбуждении ПАВ является регистрация широкополосной рэлеевской волны. В работах [2, 3] исследованы свойства импульсных ПАВ, возбуждаемых лазерными импульсами в металлах. Однако используемые для регистрации ПАВ пьезопреобразователи не позволили выявить действительные амплитудно-временные характеристики рэлеевских импульсов, что существенно ограничило возможности лазерного эксперимента. Поэтому все большее применение находят бесконтактные широкополосные средства регистрации ПАВ и прежде всего оптические. Так, например, в [4] продемонстрирована возможность регистрации импульсных ПАВ с помощью лазерного интерферометра и емкостного датчика. В [5] для регистрации ПАВ, возбуждаемых линейным лазерным источником, использовался гетеродинный интерферометр. В работе [6] детально изучены амплитудно-временные свойства ПАВ, возбуждаемых короткими лазерными импульсами в алюминии, однако измерения были ограничены областью сильного испарительного режима генерации (интенсивность  $I_{\text{л}} \geq 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup>). Регистрация производилась лазерным интерферометром.

Однако в указанных и других работах исследования лазерной генерации ПАВ проводились в разных материалах, в различных условиях эксперимента, что затруднило сопоставление их результатов. В данной работе представлены результаты комплексных исследований возбуждения импульсных ПАВ

Рэлея в различных металлах двумя типами оптико-акустических источников в широком диапазоне интенсивностей лазерного излучения (от  $3 \cdot 10^7$  до  $3 \cdot 10^9$  Вт/см<sup>2</sup>), позволяющем реализовать все механизмы лазерного возбуждения. В качестве приемника ПАВ использовался двухлучевой лазерный интерферометр. В качестве приемника ПАВ использовался двухлучевой лазерный интерферометр.

Схема экспериментальной установки показана на рис. 1. Возбуждение ПАВ Рэлея производилось лазерными импульсами с энергией до 0,3 Дж и длительностью 20 и 4 нс по полувысоте, которые генерировались импульсным лазером на рубине ( $\lambda = 0,69$  мкм) 1, работающем соответственно в режимах модулированной добротности или активной синхронизации мод [7]. Оптико-акустический источник в виде круглого пятна или узкой полоски формировался на поверхности образца 4 с помощью сферической ( $F = 11,5$  см) или цилиндрической ( $F = 7,5$  см) линзы 3. Размеры зоны возбуждения изменялись продольным перемещением линзы вдоль оптической оси. Часть излучения отводилась на измеритель 6 типа ИМО-2Н для контроля энергии импульсов и на фотоприемник 5 для запуска регистрирующей аппаратуры.

Двухлучевой лазерный интерферометр 7 с He-Ne-лазером 8 мощностью 15 мВт представлял собой модификацию интерферометра [8], в рабочем плече которого дополнительно был установлен короткофокусный микробиолинза 9, фокусирующий зондирующий лазерный луч в пятно диаметром  $\sim 40$  мкм. Минимизация размеров приемного пятна в режиме регистрации ПАВ является необходимым условием, определяющим реальное временное разрешение интерферометра и достоверность воспроизведения формы ПАВ [9]. Интерферометр позволял без искажений воспроизводить временной профиль импульса в полосе частот 50 МГц и измерять абсолютную амплитуду нормальной компоненты смещения в поверхностной волне. Его основные характеристики: чувствительность  $5 \cdot 10^5$  В/м, диапазон измеряемых амплитуд 0,1–50 нм, погрешность измерений не более 5%. Сигнал с выхода фотоприемника 13 (постоянная времени фотодиодов  $\sim 2$  нс) поступал через широкополосный усилитель 12 на осциллограф 11.

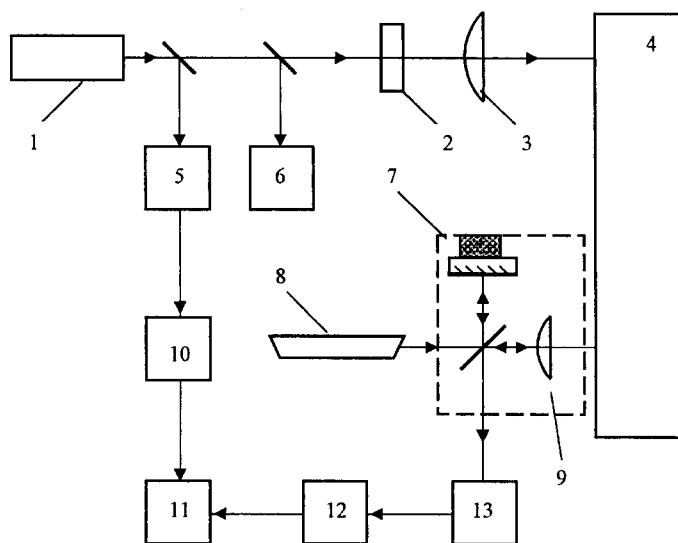


Рис. 1. Схема экспериментальной установки

кополосный усилитель 12 типа УЗ-33 на вход запоминающего осциллографа С8-12 11, запуск развертки которого производился через линию регулируемой задержки 10. Рабочая полоса частот системы регистрации 0,05–50 МГц.

Исследуемые образцы изготовлены из алюминиевого сплава АМг6, стали (Ст45) и бронзы и имели форму параллелепипеда  $100 \times 50 \times 30$  мм. Рабочая поверхность образцов полировалась ( $R_z \approx 0,05$  мкм) и имела неплоскостность не более 0,5 мкм.

В ходе экспериментов исследовались зависимости формы рэлеевского импульса и его амплитуды от интенсивности падающего лазерного излучения  $I_n$  в диапазоне  $8 \cdot 10^7 - 3 \cdot 10^9$  Вт/см<sup>2</sup> для кругового источника (диаметр  $D = 0,3 - 1,2$  мм) и  $3 \cdot 10^7 - 5 \cdot 10^8$  Вт/см<sup>2</sup> для линейного источника. В каждой серии экспериментов интенсивность  $I_n$  изменялась уровнем накачки лазера и калиброванными нейтральными светофильтрами 2 при фиксированном положении фокусирующей линзы 3. Такая методика позволяет, учитывая зависимость эффективного диаметра зоны возбуждения от  $I_n$ , в стационарной временной шкале оценить вклад различных механизмов возбуждения в форму импульса.

Осциллограммы зарегистрированных импульсов ПАВ приведены на рис. 2, а графики зависимости амплитуды импульса  $U_m$  от  $I_n$  – на рис. 3. Отрицательные смещения соответствуют направлению «в образец». В качестве амплитуды импульса  $U_m$  принимается полная величина сигнала «от пика до пика», а для случаев, отраженных на рис. 2, а, е, – величина отрицательного смещения. Поскольку закономерности для всех трех исследованных материалов оказались одинаковыми, то более подробно действие механизмов возбуждения рассмотрим на примере АМг6.

Для металлов основными механизмами лазерного возбуждения акустических волн являются термоупругий, испарительный и пробойный [1, 10]. Сопоставляя данные рис. 2, 3, выделим три диапазона интенсивностей лазерного излучения, каждому из которых соответствуют характерная форма рэлеевского импульса, определенная зависимость его амплитуды от интенсив-

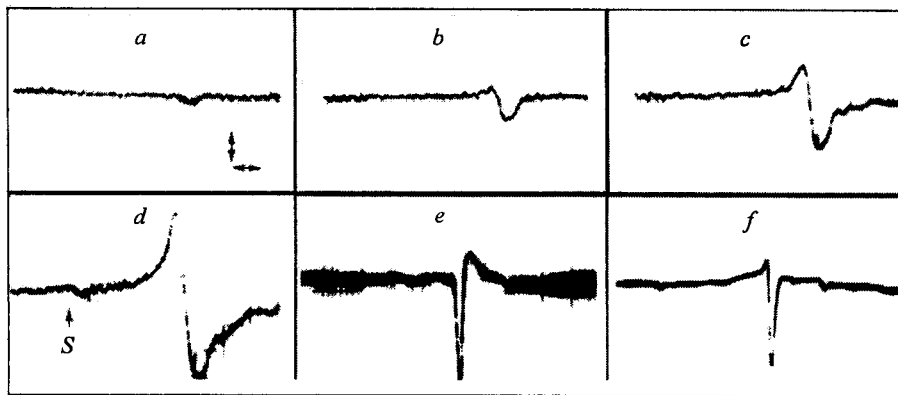


Рис. 2. Форма рэлеевских импульсов при различных значениях интенсивности лазерного излучения (АМг6). Возбуждение круглым источником  $D = 500$  мкм (0,8 нм/дел., 200 нс/дел.): а –  $1,3 \cdot 10^8$  Вт/см<sup>2</sup>; б –  $2,5 \cdot 10^8$  Вт/см<sup>2</sup>; в –  $4,5 \cdot 10^8$  Вт/см<sup>2</sup>; д –  $1 \cdot 10^9$  Вт/см<sup>2</sup>. Возбуждение линейным источником  $0,45 \times 8$  мм: е –  $1,2 \cdot 10^8$  Вт/см<sup>2</sup> (1,6 нм/дел., 500 нс/дел.); ф –  $2,4 \times 10^8$  Вт/см<sup>2</sup> (4 нм/дел., 500 нс/дел.)

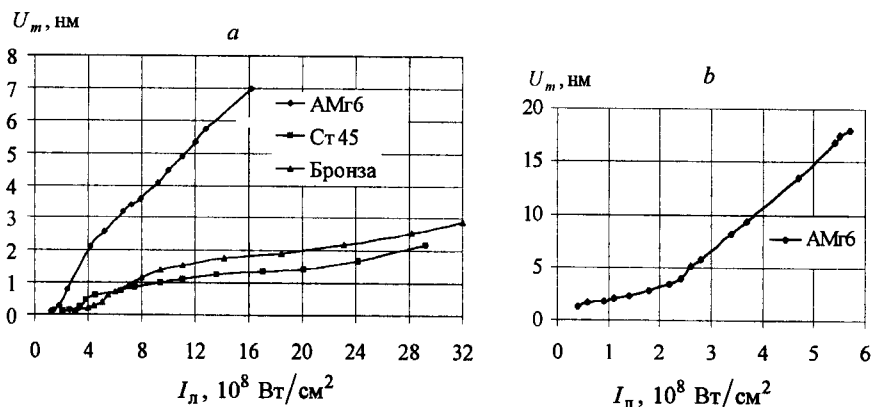


Рис. 3. Зависимость амплитуды рэлеевских импульсов от интенсивности лазерного излучения (AMг6): *a* – возбуждение круглым источником,  $r = 66$  мм; *b* – возбуждение линейным источником,  $r = 34$  мм (размеры источников те же, что и на рис. 2)

ности и изменение эффективности преобразования  $\eta = E_a/E_l$  световой энергии  $E_l$  в акустическую  $E_a$ . Значение  $E_a$  оценивалось по формуле  $E_a \approx \approx 8\pi r c_R^2 U_m^2 r$  [6], где  $\rho$  – плотность материала образца,  $c_R$  – скорость распространения ПАВ,  $r$  – расстояние от точки возбуждения до точки приема. Очевидно, что эти три диапазона определяются указанными механизмами лазерного возбуждения ПАВ.

Термоупругий механизм, связанный с нестационарным тепловым расширением объема среды, поглощающей лазерное излучение, действует при  $I_l < I_0$ , где  $I_0$  – пороговое значение интенсивности, соответствующее началу испарения материала. Экспериментально полученные значения  $I_0$  приведены в табл. 1 и хорошо совпадают с данными работы [10]. Порог определялся по изменению формы импульса и появлению лазерной искры. Форма рэлеевских импульсов при термоупругом режиме генерации показана на рис. 2, *a*, *e*. Амплитуда импульсов медленно растет по линейному закону с ростом интенсивности (так как термоупругие напряжения пропорциональны  $E_l$ ) и вблизи  $I_0$  не превышает 0,4 нм для AMг6 и 0,2 нм для двух других материалов. Эффективность преобразования для AMг6 составляет  $\eta \approx 1 \cdot 10^{-6}$  при  $I_l = 1,5 \cdot 10^8$  Вт/см<sup>2</sup>. В случае возбуждения узкой полоской ( $0,45 \times 8$  мм) амплитуда регистрируемых сигналов существенно выше (см. рис. 2, *e*) из-за высокой направленности волны (ширина экспериментально полученной диаграммы направленности на уровне 0,5 составляет  $\pm 5^\circ$ ). А график на рис. 3, *b*

Т а б л и ц а 1

Материал	$I_0, 10^8$ Вт/см <sup>2</sup>
AMг6	1,8
Ст45	2,5
Бронза	4,5

хорошо иллюстрирует линейную зависимость  $U_m = U_m(I_l)$  в термоупругом режиме (начиная от  $I_l = 3 \cdot 10^7$  Вт/см<sup>2</sup>) и переход к испарительному режиму генерации ПАВ при достижении порогового значения интенсивности  $1,8 \cdot 10^8$  Вт/см<sup>2</sup>. Следует отметить, что  $I_0$  не зависит от формы источника.

Развитие испарения приводит к появлению нормальной силы, обусловленной импульсом отдачи со стороны испаряющегося материала образ-

ца. Смена механизма возбуждения в соответствии с [4], где приведены расчетные волновые формы рэлеевских импульсов при испарительном и термоупругом режимах возбуждения, вызывает изменения в форме импульсов (рис. 2, *b, c, f*). Так как расчеты выполнены для точечного источника, то в форме сигнала для линейного источника (см. рис. 2, *f*) наблюдались отличия, которые можно объяснить дифракционными эффектами. Испарительный механизм обеспечивает резкий рост амплитуды импульсов ( $\sim I_n^2$ ) и сопровождается увеличением эффективности преобразования от  $\eta \approx 1,5 \cdot 10^{-6}$  при  $I_n = 1,9 \cdot 10^8$  Вт/см<sup>2</sup> до  $\eta \approx 1,1 \cdot 10^{-5}$  при  $I_n = 5 \cdot 10^8$  Вт/см<sup>2</sup>. Аналогичного результата можно добиться при нанесении на поверхность образца в области возбуждения тонкого слоя жидкого поглощающего покрытия (вода, тушь, масло). Так, при использовании черной туши наблюдалось увеличение  $\eta$  в 10–15 раз при интенсивностях, соответствующих термоупругому режиму (при этом форма импульсов преобразовывалась к соответствующей испарительному режиму), и в 5–6 раз в испарительном режиме возбуждения.

При дальнейшем повышении интенсивности лазерного излучения, начиная с некоторого значения  $I_1$ , составляющего  $\approx 5 \cdot 10^8$  Вт/см<sup>2</sup> для АМг6 и стали и  $\approx 9 \cdot 10^8$  Вт/см<sup>2</sup> для бронзы (рис. 3, *a*), действие испарительного механизма ограничивается развивающимся в парах материала вблизи поверхности оптическим пробоем, который приводит к экранировке лазерного излучения и образованию ударной волны, воздействующей на образец. Экранировка вызывает заметное замедление роста амплитуды рэлеевских импульсов и соответственно эффективности преобразования (для АМг6  $\eta \approx 1,3 \cdot 10^{-5}$  при  $I_n = 1,5 \cdot 10^9$  Вт/см<sup>2</sup>). Квадратичная зависимость амплитуды от интенсивности в целом сохраняется. Действие ударной волны проявляется в появлении на заднем фронте импульса характерного перегиба, отмеченного ранее в [6], и плавно спадающей отрицательной по амплитуде «полки» (см. рис. 2, *d*) длительностью  $\approx 0,8$  мкс, амплитуда которой пропорциональна интенсивности лазерного излучения.

Следует отметить, что при достаточном уровне интенсивности ( $I_n \geq 3 \cdot 10^8$  Вт/см<sup>2</sup>) интерферометр регистрирует кроме рэлеевской волны момент прихода сдвиговой волны (отмечен стрелкой *S* на рис. 2, *d*). Временной интервал между поступлениями *S*- и *R*-волн определялся коэффициентом Пуассона среды и изменялся в соответствии с изменением расстояния *r*, а объемный характер регистрируемой *S*-волны подтверждается отсутствием влияния на ее амплитуду демпфирования поверхности образца между зонами возбуждения и приема слоем изоляционной ленты. В то же время поступление импульса продольной волны, отмеченное в [2, 4], не наблюдалось, так как его амплитуда, видимо, лежит ниже порога чувствительности интерферометра.

Исследование временных характеристик импульсных ПАВ показало, что длительность рэлеевских импульсов  $\tau_R$  при лазерном возбуждении пропорциональна диаметру зоны возбуждения *D* (ширине полоски *h*) и, кроме того, определяется частотно-зависимым затуханием рэлеевских волн в данном металле. На рис. 4 приведены зависимости длительности импульсов от *D*, измеренной по основанию импульсов в термоупругом режиме генерации, полученные для трех металлов при длительности лазерного импульса 20 нс на полувысоте и  $\tau_n \approx 50$  нс по основанию. Наименьшая длительность зареги-

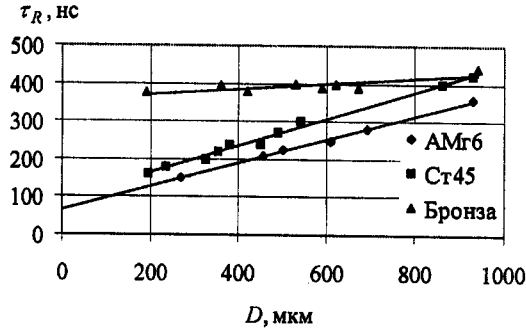


Рис. 4. Зависимость длительности рэлеевских импульсов от диаметра зоны возбуждения в различных материалах

стрированных рэлеевских импульсов  $\tau_R \approx D/c_R + \tau_d$ , равная длительности возбуждаемого импульса, наблюдалась в образце из сплава АМг6, для которого характерно малое затухание акустических волн, наибольшая – в бронзовом образце, причем в последнем при изменении  $D$  быстрый рост коэффициента затухания с частотой приводит к нивелированию частотных спектров импульсов и, следовательно, их длительностей в процессе распространения ПАВ до точки регистрации.

Результаты по возбуждению ПАВ лазерными импульсами различной длительности приведены в табл. 2 (АМг6,  $D = 200$  мкм). Рубиновый лазер ОГМ-20 работал в двух режимах: модуляции добротности или активной синхронизации мод [7]. Во втором случае генерация ПАВ производилась как цугом коротких световых импульсов (СКИ) общей длительностью  $\tau_d \approx 160$  нс, так и одиночным СКИ, имеющим длительность по полувысоте 3 нс и по основанию  $\tau_d \approx 8$  нс. При возбуждении цугом СКИ оптико-акустический эффект носил интегральный характер, т. е. цуг СКИ был эквивалентен оптическому моноимпульсу с длительностью, равной длительности огибающей цуга (160 нс). Из табл. 2 видно, что укорочение длительности лазерного импульса приводит к соответствующему уменьшению  $\tau_R$  при неизменном значении размеров зоны возбуждения.

Полученные результаты позволяют сделать следующие выводы.

Амплитудно-временные характеристики импульсных ПАВ Рэля при термооптическом возбуждении связаны с действующим механизмом возбуждения – термоупругим, испарительным или пробойным.

Временная форма рэлеевских импульсов определяется в основном первыми двумя механизмами возбуждения и практически не зависит от материала образца.

В термоупругом режиме амплитуда рэлеевских импульсов линейно зависит от интенсивности лазерного излучения, а ее максимальная величина для исследованных металлов не превышает 0,2–0,4 нм. При испарительном механизме возбуждения происходит резкое увеличение эффективности преобразования  $\eta$ , а  $U_m \sim I_d^2$ . Развитие оптического пробоя приводит к существенному ограничению дальнейшего роста амплитуды импульсов.

Наиболее эффективно возбуждение импульсных ПАВ Рэля при значениях интенсивности лазерного из-

Таблица 2

$\tau_d$ , нс	$\tau_R$ , нс
160	250
50	130
8	85

лучения  $I_{\lambda} = (1,2-1,5)I_0$ . Такой режим обеспечивает максимальный коэффициент преобразования энергии  $\eta$  и соответственно максимальную амплитуду сигнала в сочетании с минимальными повреждениями поверхности образца.

Длительность рэлеевского импульса при лазерном возбуждении пропорциональна размерам зоны возбуждения в направлении регистрации и длительности лазерного импульса, а также определяется частотно-зависимым затуханием рэлеевских волн в данном материале.

В заключение авторы выражают благодарность д-ру техн. наук А. И. Кондратьеву за полезные замечания и обсуждение работы.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Карабутов А. А. Лазерное возбуждение поверхностных акустических волн: новое направление в оптико-акустической спектроскопии твердого тела // УФН. 1985. 147, вып. 3. С. 605.
2. Aindow A. M., Dewhurst R. J., Hutchins D. A., Palmer S. B. Laser-generated ultrasonic pulses at free metal surface // Journ. Acoust. Soc. Amer. 1981. 69, N 2. P. 449.
3. Голенищев-Кутузов А. В., Мигачев С. А., Яфаев Н. Р. Генерация поверхностных акустических волн с помощью импульсов лазерного излучения // Акуст. журн. 1985. 31, вып. 5. С. 671.
4. Scruby C. D., Dewhurst R. J., Hutchins D. A., Palmer S. B. Laser generation of ultrasound in metals // Research Techniques in Nondestructive Testing. London: Academic Press, 1982. V. 5. P. 281.
5. Doule P. A., Skala C. M. Near-field ultrasonic Rayleigh waves from a laser line source // Ultrasonics. 1996. 34. P. 1.
6. Архипов В. И. Возбуждение и регистрация поверхностного упругого импульса оптическими методами // Акустические измерения в твердом теле: Сб. науч. тр. М.: ВНИИФТРИ, 1983. С. 16.
7. Базылев П. В., Бондаренко А. Н., Луговой В. А. Лазерное возбуждение сверхкоротких акустических импульсов // Дефектоскопия. 1989. № 4. С. 24.
8. Бондаренко А. Н., Маслов Б. Я., Троценко В. П. Оптическая установка для измерения сверхмалых колебаний // ПТЭ. 1975. № 6. С. 211.
9. Базылев П. В. О частотном диапазоне лазерного интерферометра при регистрации поверхностных акустических волн // Бюлл. науч. сообщений /Под ред. В. И. Строганова. Хабаровск: ДВГУПС. 1999. № 4. С. 12.
10. Кондратьев А. И. Разработка прецизионных методов и средств измерения акустических величин твердых сред: Автореф. дис. ... д-ра техн. наук. Владивосток, 1998.

*Дальневосточный государственный  
университет путей сообщения,  
E-mail: lugovoy@poli.khv.ru*

*Поступила в редакцию  
20 июня 2000 г.*