

05.1;06.5;10

Нелинейный фотоакустический отклик на механические напряжения вблизи отверстия в пластине из алюминиевого сплава Д16

© А.Л. Глазов¹, Н.Ф. Морозов^{2,3}, К.Л. Муратиков¹¹ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия² Институт проблем машиноведения РАН, Санкт-Петербург, Россия³ Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

E-mail: glazov.holo@mail.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 6 ноября 2019 г.

В окончательной редакции 6 ноября 2019 г.

Принято к публикации 12 ноября 2019 г.

Исследованы особенности поведения фотоакустического сигнала в зависимости от механических напряжений вблизи отверстия в пластине из алюминиевого сплава Д16. Обнаружен новый нелинейный фотоакустический эффект, заключающийся в появлении нелинейной составляющей фотоакустического сигнала в зависимости от механических напряжений вблизи отверстия. Данная зависимость регистрируется в сигнале на основной частоте модуляции лазерного излучения. Предложено теоретическое описание обнаруженного эффекта генерации звука по термоупругому механизму в напряженных металлах на основе учета теплового воздействия лазерного излучения на их электронную подсистему.

Ключевые слова: фотоакустическая микроскопия, механические напряжения, термоупругость, металлы, задача Кирша.

DOI: 10.21883/PJTF.2020.04.49045.18100

Термоупругая генерация звука является основой лазерных ультразвуковых и фотоакустических (ФА) методов диагностики разнообразных структур и материалов. Интерес к методикам подобного рода обусловлен их универсальностью и возможностью применения в различных частотных диапазонах и на различных пространственных масштабах. С расширением области применения таких методов представляется актуальным изучение особенностей ФА-эффектов при разных условиях, в частности при наличии в материалах внутренних механических напряжений.

К настоящему времени продемонстрирована чувствительность лазерных ФА-сигналов к дефектам и механическим напряжениям в керамиках [1–3] и металлах [4–7] различных типов. Было установлено соответствие особенностей поведения лазерных ФА-сигналов от керамических образцов с внутренними напряжениями и теоретических результатов, полученных в рамках стандартной линейной термоупругой модели формирования ФА-сигналов. Объяснение аналогичных результатов для металлов потребовало модификации классической термоупругой модели [8,9] с учетом теплового воздействия лазерного излучения на электронную подсистему [10,11]. В рамках модифицированной линейной термоупругой модели удалось объяснить основные особенности поведения ФА-сигнала в модельных экспериментах вблизи отверстий при наличии в металлических образцах механических напряжений. Вместе с тем наряду с линейной связью ФА-сигналов с напряжениями вблизи отверстия наблюдался

нелинейный эффект. Задачей настоящей работы является объяснение наблюдаемых нелинейных эффектов в рамках предложенной нами ранее физической модели.

В работах [10,11] было показано, что амплитуда акустических колебаний, генерируемых лазерным излучением по термоупругому механизму, аномальным образом зависит от механических напряжений в металлических образцах. В [11] была предложена модель в линейном приближении, описывающая такую аномалию. Модель основана на тепловом возбуждении связанных электронов различных дефектов и неоднородностей, присутствующих в реальных металлах. В рамках предложенной модели в линейном приближении удалось объяснить особенности поведения ФА-сигнала вблизи отверстия в образцах из сплава алюминия Д16 при наличии в них одноосных напряжений, характеризующихся угловой зависимостью $\cos(2\vartheta)$. Вместе с тем в этих же экспериментах наряду с указанной зависимостью надежно наблюдалась и существенно меньшая по амплитуде зависимость типа $\cos(4\vartheta)$, соответствующая нелинейной связи ФА-сигнала и механического напряжения.

В соответствии с задачей Кирша распределение напряжений вокруг отверстия при одноосном напряжении определяется выражением [12,13]:

$$\sigma(r, \vartheta) = \sigma_x (1 - 2a^2 \cos(2\vartheta)/r^2), \quad (1)$$

где σ_x — одноосное напряжение вдали от отверстия, a — радиус отверстия. Для учета вклада нелинейных

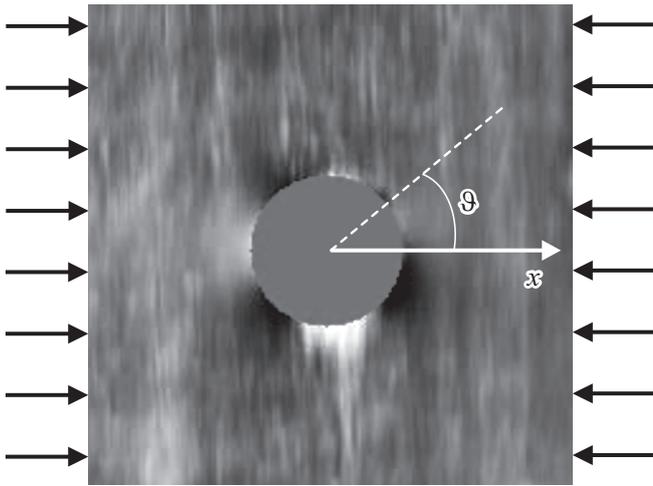


Рис. 1. Двумерное распределение нелинейной составляющей ФА-сигнала для части образца из сплава Д16 вокруг отверстия, находящегося под одноосной нагрузкой 57 МПа. Размер изображения 0.95×0.95 mm.

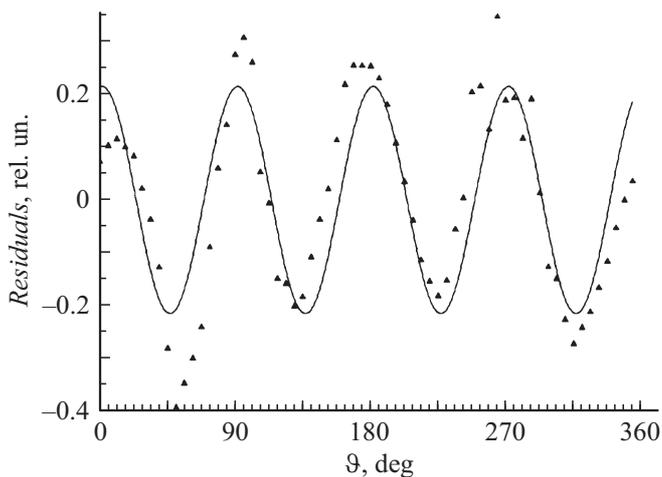


Рис. 2. Нелинейная составляющая ФА-сигнала вдоль окружности с радиусом 0.15 mm. Точки — разность амплитуды ФА-сигнала и его аппроксимации функцией $A_0 + A_1 \cos(2\vartheta)$, кривая — результат подгонки этой разности функцией $A_2 \cos(4\vartheta)$.

квадратичных процессов в ФА-сигнал S представим его в виде $S = S_0(1 + b\sigma + c\sigma^2)$. Тогда в соответствии с равенством (1) ФА-сигнал в полярных координатах будет определяться равенством

$$S = S_0 \left(1 + A_1 \cos(2\vartheta)/r^2 + A_2(1 + \cos(4\vartheta))/r^4 \right), \quad (2)$$

где $A_1 = 2b\sigma_x a^2 + 4c\sigma_x^2 a^2$, $A_2 = 2c\sigma_x^2 a^4$.

Для визуализации нелинейной составляющей амплитуды ФА-сигнала на основе экспериментальных данных из них вычиталась линейная составляющая, аппроксимированная в соответствии с формулой $S = S_0(1 + A_1 \cos(2\vartheta)/r^2)$. Распределение полученной

таким образом нелинейной составляющей ФА-сигнала вблизи отверстия представлено на рис. 1. На нем виден вклад в ФА-сигнал с угловой зависимостью типа $\cos(4\vartheta)$. На рис. 2 для большей ясности приведена зависимость амплитуды нелинейной компоненты ФА-сигнала от угла для расстояния $150 \mu\text{m}$ от центра отверстия. Отметим, что для этого расстояния амплитуда нелинейной составляющей ФА-сигнала достигала 25% от линейной компоненты.

На основании полученных экспериментальных данных для поведения ФА-сигнала вблизи отверстия можно оценить значения параметров A_1 и A_2 . Аппроксимация экспериментальных данных для области $150 < r < 500 \mu\text{m}$ дает следующие значения параметров: $A_1 = -16\,960 \pm 30 \mu\text{m}^2$, $A_2 = (1.54 \pm 0.19) \cdot 10^9 \mu\text{m}^4$. Для отношения коэффициентов b/c получим значение $b/c = -55 \pm 22$ МПа. Отсюда, полагая радиус $a = 135 \pm 10 \mu\text{m}$ и $\sigma_x = 57 \pm 3$ МПа, получаем

$$S(r, \vartheta) = S_0 \left[1 - (1.5 \pm 0.4) \cdot 10^{-2} \sigma(r, \vartheta) + (2.7 \pm 1.1) \cdot 10^{-4} \sigma^2(r, \vartheta) \right], \quad (3)$$

где зависимость σ от угла и координат определяется равенством (1), а значение σ выражается в МПа.

Выражение (3) определяет зависимость ФА-сигнала от напряжения вблизи отверстия для сплава алюминия Д16 и позволяет оценить вклад в него нелинейных процессов. В связи с полученным результатом необходимо обратить внимание на одну важную деталь. Максимальная величина напряжений вблизи отверстия при использованных в наших экспериментах внешних напряжениях не превосходила 180 МПа. Оценка дополнительных термоупругих напряжений, создаваемых возбуждающим лазерным излучением, показывает [14], что они находились на уровне 10 МПа. Таким образом, общие напряжения, действующие в образце в процессе экспериментов, не выходили за рамки линейной теории упругости данного материала [15].

Для объяснения появления нелинейного вклада в ФА-сигнал от напряжений воспользуемся подходом, предложенным в работах [10,11]. В соответствии с ним в уравнении движения для решетки неидеального металла необходимо учитывать дополнительное давление, создаваемое частью электронов при их переходе из связанного состояния в квазисвободное. Для определения количества таких электронов можно воспользоваться уравнением баланса с соответствующим генерационным источником. При чисто тепловом механизме возбуждения электронов такой источник может быть записан в виде [11]:

$$J_e = A \left[\exp\left(-\frac{U}{k(T_0 + \delta T)}\right) - \exp\left(-\frac{U}{kT_0}\right) \right], \quad (4)$$

где $U = U_0 + V\sigma$ — энергия активации электрона, V — активационный объем, k — постоянная Больцмана,

T_0 — средняя температура нагретой области, δT — переменная составляющая температуры, A — некоторый коэффициент. Считая, что $\delta T \ll T_0$ и $V\sigma/kT_0 \ll 1$, из (4) получим

$$J_e \cong A \exp\left(-\frac{U_0}{kT_0}\right) \left(\frac{U_0}{kT_0} - \frac{U_0 - kT_0}{kT_0} \frac{V\sigma}{kT_0} + \frac{U_0 - 2kT_0}{2kT_0} \left(\frac{V\sigma}{kT_0}\right)^2 \right) \frac{\delta T}{T_0}. \quad (5)$$

При лазерной генерации ультразвука с гармоническим законом модуляции во времени $\delta T \propto \exp(i\omega t)$ и в соответствии с результатами работы [11] для отношения ФА-сигналов S и S_0 получим следующий результат:

$$\frac{S}{S_0} \cong 1 + \frac{2}{3} \frac{1 - 2\nu}{E} \frac{\tau E_F A \exp\left(-\frac{U_0}{kT_0}\right)}{\alpha T_0 (1 - i\omega\tau)} \times \left[\frac{U_0}{kT_0} - \frac{U_0 - kT_0}{kT_0} \frac{V\sigma}{kT_0} + \frac{U_0 - 2kT_0}{2kT_0} \left(\frac{V\sigma}{kT_0}\right)^2 \right], \quad (6)$$

где α — коэффициент теплового расширения, ν — коэффициент Пуассона, E — модуль упругости, E_F — энергия Ферми, τ — время релаксации электрон-решеточной системы, ω — циклическая частота модуляции лазерного излучения и соответственно частота акустических колебаний.

Полученный результат показывает, что для обеспечения линейности теории термоупругости напряженных металлов помимо обычных механических условий требуется выполнение дополнительного условия $V\sigma/kT_0 \ll 1$. Выражение (6) позволяет оценить величину активационного объема для сплава Д16. Из него следует соотношение

$$\frac{b}{c} = -\frac{U_0 - kT_0}{(U_0 - 2kT_0)V}. \quad (7)$$

По поводу полученного результата необходимо сделать следующие замечания. Во-первых, следует считать $U_0 > kT_0$, поскольку в противном случае все центры уже в исходном состоянии будут активированы. Во-вторых, исходя из представленных экспериментальных данных отношение b/c для сплава Д16 отрицательно, поэтому в соответствии с равенством (7) в нашем случае должно выполняться неравенство $U_0 > 2kT_0$. Более того, в соответствии с рассматриваемыми физическими процессами U_0 не может значительно отличаться от kT_0 , и при оценке активационного объема можно считать $U_0 - kT_0$, $U_0 - 2kT_0$ порядка kT_0 . Тогда, используя полученное из эксперимента значение отношения $b/c = -55 \pm 22$ МПа и соотношение (7), для активационного объема получим следующую оценку: $V \approx 10^{-21}$ см³. Это значение дает оценку для концентрации центров, вносящих вклад в термоупругую генерацию акустических волн в сплаве Д16 при использовавшихся в работе напряжениях.

Таким образом, полученные результаты демонстрируют наличие нового нелинейного фотоакустического эффекта в напряженных металлах при термоупругой генерации звука. Он связан с термоактивационным возбуждением электронной подсистемы и характеризуется новым для термоупругости металлов параметром $V\sigma/kT_0$. Особенность данной нелинейности состоит в том, что она может проявляться уже на основной гармонике модуляции лазерного излучения. Полученные результаты хорошо согласуются с выводами работы [16] о необходимости учета вклада электронной подсистемы при рассмотрении деформационных процессов в металлах.

Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда в рамках проекта № 15-19-00182.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] Cheng B., Lei J., Xiao H. // Optics Laser Technol. 2019. V. 115. P. 459–464. <https://doi.org/10.1016/j.optlastec.2019.02.055>
- [2] Muratikov K.L., Glazov A.L., Rose D.N., Dumar J.E. // J. Appl. Phys. 2000. V. 88. N 5. P. 2948–2955. <https://doi.org/10.1063/1.1287526>
- [3] Муратиков К.Л., Глазов А.Л., Роуз Д.Н., Думар Д.Е. // Письма в ЖТФ. 2002. Т. 28. В. 9. С. 48–57.
- [4] Everton S., Dickens P., Tuck C., Dutton B. // JOM. 2018. V. 70. N 3. P. 378–383. <https://doi.org/10.1007/s11837-017-2661-7>
- [5] Selim H., Prieto M.D., Trull J., Romeral L., Cojocar C. // Sensors. 2019. V. 19. N 3. P. 573 (1–12). <https://doi.org/10.3390/s19030573>
- [6] Муратиков К.Л., Глазов А.Л., Николаев В.И. // Письма в ЖТФ. 2005. Т. 31. В. 7. С. 19–25.
- [7] Глазов А.Л., Морозов Н.Ф., Муратиков К.Л. // ФТТ. 2016. Т. 58. В. 9. С. 1679–1687.
- [8] Nowacki W. Thermoelasticity. Oxford: Pergamon Press, 1986. 578 p.
- [9] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория упругости. М.: Наука, 1987. 246 с.
- [10] Морозов Н.Ф., Муратиков К.Л., Семенов Б.Н., Индейцев Д.А., Вавилов Д.С. // ДАН. 2019. Т. 485. № 4. С. 438–441.
- [11] Глазов А.Л., Муратиков К.Л. // Письма в ЖТФ. 2019. Т. 45. В. 17. С. 51–54.
- [12] Биргер И.А. Остаточные напряжения. М.: МАШГИЗ, 1963. 232 с.
- [13] Тимошенко С.П., Гудьер Дж. Теория упругости. М.: Наука, 1979. 560 с.

- [14] Муратиков К.Л. // ЖТФ. 2011. Т. 81. В. 2. С. 58–63.
- [15] Грищенко Н.А., Сидельников С.Б., Губанов И.Ю., Лопатина Е.С., Галлиев Р.И. Механические свойства алюминиевых сплавов. Красноярск: СФУ, 2012. 196 с.
- [16] Зуев Л.Б., Данилов В.М., Плосков Н.А. // Письма в ЖТФ. 2018. Т. 44. В. 13. С. 75–79.
<https://doi.org/10.21883/PJTF.2018.13.46330.17088>