

05.1;06.5;10

## Акустические колебания алюминиевых мембран при лазерном возбуждении по термоупругому механизму

© А.Л. Глазов, К.Л. Муратиков

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия  
E-mail: glazov.holo@mail.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 14 февраля 2020 г.

В окончательной редакции 14 февраля 2020 г.

Принято к публикации 21 февраля 2020 г.

Предложена теоретическая модель формирования фотоакустического сигнала от металлических мембран лазерным излучением с учетом возбуждения в них дефектных состояний. Выполнено сравнение полученных теоретических результатов для алюминиевых мембран с толщиной  $197\ \mu\text{m}$  в диапазоне частот от 20 Hz до 7 kHz при их возбуждении лазерным излучением с длиной волны 660 nm. Показано, что предложенная теоретическая модель обеспечивает хорошее совпадение экспериментальных и теоретических результатов для колебаний мембраны при чисто поверхностном характере поглощения лазерного излучения.

**Ключевые слова:** фотоакустика, мембраны, термоупругие колебания, дефекты, металлы.

DOI: 10.21883/PJTF.2020.10.49425.18247

Лазерные фотоакустические (ФА) исследования широко используются для изучения упругих, тепловых и оптических свойств разнообразных материалов. В настоящее время детально разработаны теоретические методы расчета процессов формирования ФА-сигналов в газовой среде, находящейся в контакте с исследуемым объектом, упругих колебаний и волн, возбуждаемых в твердотельных объектах и структурах. Полученные теоретические выводы неоднократно подтверждены результатами многочисленных экспериментов, выполненных на твердотельных объектах и жидкостях.

В последнее время большое внимание уделяется изучению особенностей проявления ФА-эффекта в различных мембранных и балочных структурах. Такие исследования выполнены для мембран и балок из полупроводниковых материалов [1,2], графена [3], металлов [4,5]. Для случая полупроводниковых материалов было показано, что учет особенностей процессов генерации и распространения носителей заряда лазерным излучением позволяет достаточно хорошо описать колебания таких мембран, возбуждаемых лазерным излучением по термоупругому механизму. Вместе с тем при объяснении экспериментальных данных, полученных для алюминиевых мембран в рамках традиционной термоупругой модели формирования акустических сигналов при лазерном возбуждении, имеются и определенные сложности.

В работе [5] были выполнены эксперименты на алюминиевых мембранах с толщинами от 112 до  $280\ \mu\text{m}$ . Акустические колебания мембран радиусом 4 mm возбуждались при равномерной засветке их поверхности излучением лазерного диода с длиной волны 660 nm, модулированным во времени в диапазоне частот от 20 Hz до 7 kHz. Для уменьшения коэффициента отражения и увеличения эффективности возбуждения акустических колебаний облучаемая поверхность мембран покрывалась тонким слоем черной краски. Регистрация

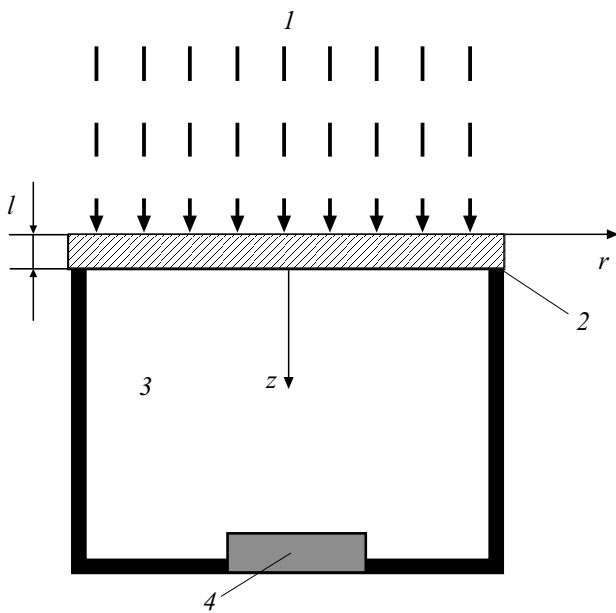
ФА-сигнала осуществлялась методом открытой газомикрофонной ячейки. При этом считалось, что ФА-сигнал в ячейке возбуждается как за счет обычного теплового механизма, так и за счет изгиба мембраны. Для согласования экспериментальных и теоретических результатов в работе [5] потребовалось считать, что генерация тепловых волн в мембране носит объемный характер с эффективным коэффициентом поглощения лазерного излучения около  $20\ \text{mm}^{-1}$ , который соответствует глубине проникновения излучения в алюминий около  $50\ \mu\text{m}$ . На наш взгляд, столь глубокое проникновение лазерного излучения в алюминиевую мембрану представляется маловероятным. В связи с этим целью настоящей работы является объяснение полученных в работе [5] результатов с учетом чисто поверхностного характера генерации тепловых волн на основе предложенной нами теоретической модели термоупругости металлов [6–8].

Основная особенность предлагаемой нами теоретической модели термоупругости металлов состоит в квазиравновесном возбуждении в нем дефектных состояний при лазерном воздействии с их последующей постепенной релаксацией в исходные состояния. Указанные переходы сопровождаются соответствующими изменениями свободной энергии металла [9] и объема его решетки. В соответствии с [9] присутствие в материале дефектов вызывает изменение его свободной энергии  $F_d$  на величину

$$F_d = K\Omega u_{ii}n, \quad (1)$$

где  $K$  — модуль всестороннего сжатия,  $\Omega$  — дилатационный параметр, характеризующий изменение объема кристалла при образовании в нем дефекта,  $u_{ik}$  — тензор деформации решетки,  $n$  — концентрация дефектов.

При анализе экспериментальных результатов работы [5] следует учесть, что они были выполнены при низких частотах. Поэтому для расчета колебаний мембран



**Рис. 1.** Схема эксперимента. 1 — греющее лазерное излучение, модулированное по интенсивности с переменной частотой  $f$ ; 2 — алюминиевая мембрана; 3 — фотоакустическая камера; 4 — микрофон.

можно воспользоваться квазистатическим приближением. Тогда с учетом соотношения (1) уравнения движения из работ [4,5] для расчета компонент вектора смещения мембраны в цилиндрических координатах можно записать в виде (ось  $z$  направлена перпендикулярно поверхности мембраны)

$$\Delta u_r - \frac{u_r}{r^2} + \frac{1}{1-2\nu} \frac{\partial e}{\partial r} + \frac{2(1+\nu)}{1-2\nu} \left( \Omega \frac{\partial n}{\partial r} - \alpha_T \frac{\partial T}{\partial r} \right) = 0,$$

$$\Delta u_z + \frac{1}{1-2\nu} \frac{\partial e}{\partial z} + \frac{2(1+\nu)}{1-2\nu} \left( \Omega \frac{\partial n}{\partial z} - \alpha_T \frac{\partial T}{\partial z} \right) = 0, \quad (2)$$

где  $\Delta$  — оператор Лапласа,  $e = u_{rr} + u_{\theta\theta} + u_{zz}$ ,  $u_{\theta\theta} = u_r/r$ ,  $\alpha_T$  — коэффициент теплового расширения материала.

Система уравнений (2) аналогично работам [4,5] решалась при граничных условиях, соответствующих закрепленному краю мембраны и свободным боковым поверхностям (рис. 1). Кроме того, поскольку в экспериментах [5] осуществлялась равномерная засветка мембраны, распределение температуры в ней считалось не зависящим от координаты  $r$ .

Уравнения (2) отличаются от уравнений работ [4,5] наличием слагаемых с градиентом концентрации дефектов. Динамика концентрации дефектов в металле может быть описана с помощью уравнения баланса частиц с функцией источника в виде закона Аррениуса [6–8]:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{n}{\tau} = J, \quad (3)$$

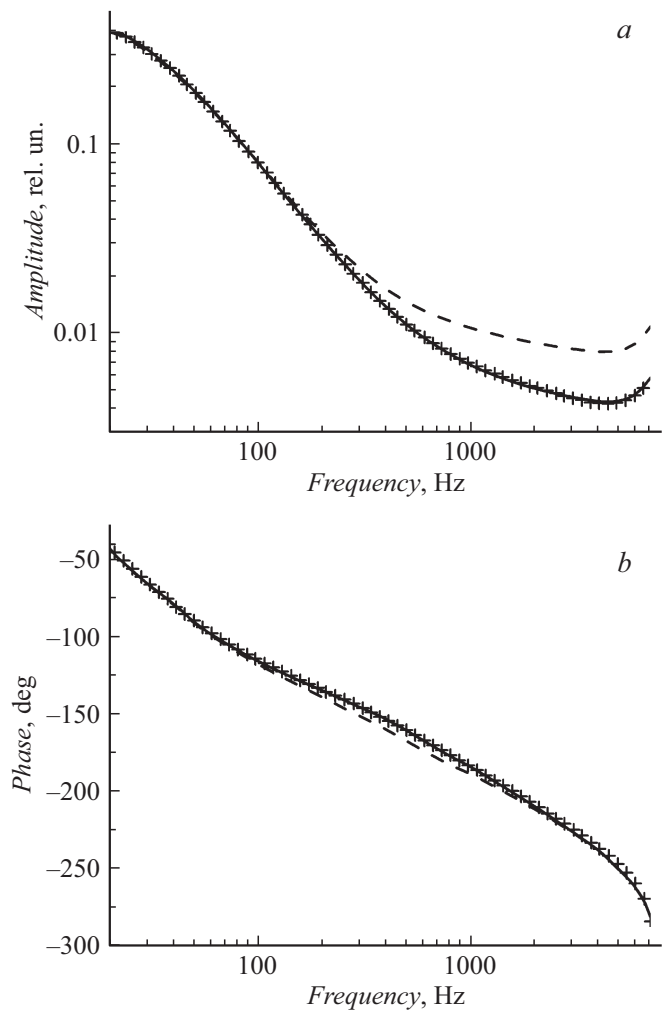
где  $\tau$  — время релаксации дефектов,  $J$  — объемный источник дефектов, возбуждаемых лазерным излучением, определяемый законом Аррениуса.

В рамках настоящей работы предполагается, что генерация дефектов в материале происходит за счет модуляции температуры при поглощении лазерного излучения. Расчет их концентрации для этого случая приведен в работах [7,8]. При поверхностном характере поглощения мембраной лазерного излучения, модулированного во времени с круговой частотой  $\omega$ , и при пренебрежении теплопроводом от нее в окружающую воздушную среду ее температура определяется выражением

$$T(z, \omega) = \frac{I_0 \operatorname{ch} \left[ \sigma \left( \frac{l}{2} - z \right) \right]}{k \sigma \operatorname{sh}(\sigma l)}, \quad (4)$$

где  $I_0$  — интенсивность излучения лазера, поглощенного мембраной;  $k$  — теплопроводность материала мембраны,  $\sigma = \sqrt{i\omega/\kappa}$ ,  $\kappa$  — температуропроводность мембраны.

Интерпретацию экспериментальных результатов работы [5] необходимо проводить с учетом двух меха-



**Рис. 2.** Амплитуда (a) и фаза (b) фотоакустического сигнала от непрозрачной мембраны толщиной  $197 \mu\text{m}$ . Крестики — экспериментальные данные из работы [5], сплошная кривая — расчет при  $\alpha_{T\text{eff}} = 11.8 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ , штриховая кривая — расчет при справочном значении  $\alpha_T = 23 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ .

низмов генерации ФА-сигнала. Первый из них является чисто тепловым и определяется нагревом воздуха вблизи мембраны, а второй — чисто акустическим, обусловленным ее изгибом при термоупругих деформациях. В работе [7] было показано, что в линейном по температуре приближении влияние генерации дефектов на термоупругие деформации в металле при лазерном облучении может быть учтено введением некоторого эффективного коэффициента теплового расширения. С учетом указанных обстоятельств аппроксимация экспериментальных данных, взятых из работы [5], проводилась при двух варьируемых параметрах: общем множителе и коэффициенте теплового расширения. При этом минимум суммы квадратов отклонения  $s$  теоретических результатов от экспериментальных данных искался одновременно для логарифмов синфазной и квадратурной составляющих сигнала. Для непрозрачного образца (коэффициент поглощения света  $\beta$  больше  $1000 \text{ mm}^{-1}$ ) минимум составлял  $s = 0.15$  при эффективном значении коэффициента теплового расширения  $\alpha_{T \text{ eff}} = 11.8 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ . Экспериментальные зависимости и аппроксимирующие их теоретические кривые для амплитуды и фазы ФА-сигнала приведены на рис. 2. Там же штриховой линией показана зависимость сигнала для алюминия со стандартными характеристиками. Для сравнения, используя подход, предложенный в [5], т.е., варьируя коэффициент поглощения света образцом при постоянном табличном коэффициенте теплового расширения для алюминия  $\alpha_T = 23 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ , получаем минимум суммы квадратов отклонения  $s = 0.80$  при  $\beta = 20.8 \text{ mm}^{-1}$ . При аппроксимации только амплитуды сигнала находим соответственно для двух подходов  $\alpha_{T \text{ eff}} = 11.8 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$  ( $s = 0.0095$ ) или  $\beta = 15.6 \text{ mm}^{-1}$  ( $s = 0.019$ ) при  $\alpha_T = 23 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ , т.е. при варьировании коэффициента теплового расширения получается одинаковая величина для аппроксимации как полного набора данных, так и отдельно амплитуды сигнала с меньшей суммой квадратов отклонений, чем при варьировании коэффициента поглощения света.

Таким образом, представленные теоретические результаты показывают, что учет формирования динамических дефектных состояний в металле при лазерном облучении позволяет достаточно хорошо описать экспериментальные результаты по возбуждению акустических колебаний в алюминиевых мембранах при чисто поверхностном характере поглощения излучения.

## Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] Sievila P., Chekurov N., Raittila J., Tittonen I. // *Sensors Actuators A*. 2013. V. 190. P. 90–95. <http://doi.org/10.1016/j.sna.2012.11.020>
- [2] Coutu R.A., Jr., Medvedev I.R., Petkie D.T. // *Sensors*. 2016. V. 16. N 2. P. 251 (1–11). <https://doi.org/10.3390/s16020251>
- [3] Zelinger Z., Jandai P., Suchanek J., Dostal M., Kubat P., Nevrlý V., Bitala P., Civis S. // *J. Sensors Sensor Syst*. 2015. V. 4. N 1. P. 103–109. <https://doi.org/10.5194/jsss-4-103-2015>
- [4] Rousset G., Lepoutre F., Bertrand J. // *J. Appl. Phys.* 1983. V. 54. N 5. P. 2383–2391. <https://doi.org/10.1063/1.332352>
- [5] Markushev D.D., Ordonez-Miranda J., Rabasovic M.D., Galovich S., Todorovich D.M., Bialkovski S.E. // *J. Appl. Phys.* 2015. V. 117. N 24. P. 245309 (1–8). DOI: 10.1063/1.4922718
- [6] Морозов Н.Ф., Муратиков К.Л., Семенов Б.Н., Индейцев Д.А., Вавилов Д.С. // *ДАН*. 2019. Т. 485. № 4. С. 438–441.
- [7] Глазов А.Л., Муратиков К.Л. // *Письма в ЖТФ*. 2019. Т. 45. В. 17. С. 51–54.
- [8] Глазов А.Л., Морозов Н.Ф., Муратиков К.Л. // *Письма в ЖТФ*. 2020. Т. 46. В. 4. С. 22–25.
- [9] Косевич А.М. *Физическая механика реальных кристаллов*. Киев: Наук. думка, 1981. 328 с.