

## Применение оптоакустических методов в биомедицинских исследованиях

*Д. А. Кравчук*

*Южный федеральный университет, Таганрог*

**Аннотация:** В работе рассмотрены методы основанные на термооптоакустическом эффекте в жидкости для проведения биомедицинских исследований. Рассмотрены механизмы участвующие в формировании оптоакустического сигнала. Термооптоакустический эффект приводит к возбуждению ультразвуковых волн при поглощении переменного светового потока. Рассмотрены численные методы расчета оптоакустического эффекта, которые могут быть применены к расчетам энергии и условиям источника с произвольной геометрией, к построению временного профиля лазерного излучения, линейному сканированию лазерного источника и томографии.

**Ключевые слова:** оптоакустика, оптоакустические волны, биожидкость, сферические источники, поглощение.

Оптикакустические (АО) методы в биомедицине используют параметры, участвующие в преобразовании оптической энергии в акустическую энергию, такие как коэффициент теплового расширения, удельная теплоемкость при постоянном давлении, скорости звука и, особенно, коэффициента поглощения. Поскольку акустические волны генерируются при поглощении оптической энергии, обнаружение таких сигналов менее восприимчиво к оптическому рассеянию, поскольку акустическое рассеяние в биологических тканях намного слабее, чем оптическое рассеяние. Кроме того, ОА изображение не содержит спекл-шума, который в корне ограничивает контрастное разрешение ультразвукового изображения [1]. Термическое расширение доминирует в генерации ОА сигналов при биомедицинской визуализации.

Механизмы, которые могут быть использованы при формировании оптоакустического сигнала (ОАС), проявляют различную эффективность, включая абсорбционные процессы, такие как абляция и диэлектрический пробой, или неабсорбционные процессы, такие как электрострикция и воздействие оптического радиационное давление. В процессе термического расширения изменения температуры происходят из-за местного нагрева,

---

управляемого поглощением и осаждением энергии в среде. Поле напряжений, которое впоследствии распространяется через образец, является результатом неоднородного распределения температуры. Интенсивность и форма волны создаваемого давления зависят от временного профиля лазерного облучения и распределения энергии в среде. В жидкостях эффективность преобразования оптической в акустическую энергию обычно ниже 0,01% [2].

Для неинвазивности в биомедицине используют ОА волны, генерируемые процессом термического расширения. Для биологических тканей, составляющих до 70% воды, характеристики ОА волны считаются аналогичными характеристикам в водной среде. Теории ОА волн, вызванных тепловым расширением в водных средах, были изучены ранее [2, 4, 5], где было рассмотрено несколько случаев оптического возбуждения в однородной среде, характеризующейся разным временным и пространственным распределением энергии в образцах. Описано три типа геометрий, а именно, плоских, сферических и цилиндрических, первоначально генерируемое акустическое поле классифицируется в соответствии с коэффициентом оптического поглощения и радиусом облучения лазера. Если коэффициент поглощения образца достаточно велик, так что оптическая глубина проникновения значительно меньше диаметра импульсного светового пучка, форма ОА источника напоминает плоскость, а затем плоская акустическая волна распространяется наружу [6, 7]. Когда оптическая глубина проникновения в поглощающей жидкости близка к радиусу пучка лазерного импульса, источник ОА сигнала напоминает полусферу и излучает сферическую звуковую волну [4, 8-10]. При низком оптическом поглощении в жидкости оптический источник проникает глубоко в среду и порождает цилиндрическую звуковую волну, которая распространяется радиально. [6, 7]. Когда скорость частицы приближается к нулю на границе раздела,

---

граница считается жесткой. С другой стороны, условие нулевого давления вдоль падающей границы называется свободной границей, по которой акустический источник проходит как нечетная аналитическая функция. Кроме того, рассматривается зависимость максимальной амплитуды волны ОАС от длительности лазерных импульсов для случаев длинных и коротких импульсов, которые различаются по времени прохождения генерируемой акустической волны по глубине оптического проникновения. Случай образования коротких импульсов также рассматривается как ограничение напряжения. Пренебрегая влиянием теплопроводности и затухания звука, распространяющаяся волна давления  $p$  описывается формулой

$$\nabla^2 p - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = -\frac{\beta}{C_p} \frac{\partial H}{\partial t} \quad (1)$$

где  $\beta$  представляет коэффициент теплового расширения,  $C_p$  представляет собой теплоемкость при постоянном давлении,  $H(x, y, z, t)$  - плотность поглощаемой электромагнитной энергии и превращаемую в тепло в единицу времени, что обычно описывается законом Бера-Ламберта. Максимальные генерируемые амплитуды для всех случаев, упомянутых выше, перечислены в [11]. Уравнение (1) обычно используют при визуализация ОАС и отображение параметров.

В работе [4] авторы предложили альтернативный способ описания генерирования ОА сигналов. Сначала рассматривается ОА импульс, индуцированный сферическим акустическим источником с однородным энергетическим осаждением. Сохранение энергии означает, что амплитуда уходящей волны обратно пропорциональна расстоянию между центром сферы и точкой наблюдения, а волна, распространяющаяся к центру источника, увеличивается аналогично. Когда волновой фронт, распространяющийся внутрь, достигает центра, длина волны ОАС остается постоянной, равной диаметру сферы. После этого временная форма волны

---

перемещается наружу как антисимметричный биполярный сигнал. С пределом исчезающего сферического радиуса источника получается ОА сигнал, генерируемый точечным источником, который рассматривается как дельта-функция. Выражение для ОА волны, генерируемой плоскими и цилиндрическими энергетическими распределениями, может быть определено путем интегрирования дельта-функции по соответствующей геометрии.

Эвристический подход к генерации ОА волны в неоднородной среде, предложенный Карабутовым и др. [5], сначала определяет изменение температуры в среде. При удержании напряжения развиваемое напряжение будет пропорционально росту температуры. Если глубина проникновения света больше, чем среднее расстояние между светопоглощающими частицами, образец считается микро-однородным, когда поглощающие свет частицы достаточно малы и присутствуют при достаточно высокой концентрации. Частицы должны быть маленькими, чтобы обеспечить равномерный нагрев лазерным импульсом, т. е. радиус частицы  $r_p$  должен быть меньше, чем длина диффузии в ней  $r_p \ll \sqrt{\chi_p \tau_L}$ , где  $\chi_p$  - коэффициент температуропроводности частицы,  $\tau_L$  - продолжительность лазерных импульсов. Концентрация частиц  $n_p$  высока, если  $n_p \ll (4\chi \tau_L)^{-3/2}$ , где  $\chi$  - коэффициент температуропроводности окружающей среды. В противном случае образец является микронеоднородным. Профили напряжений подобны в микронеоднородных и однородных средах, состоящих из участков экспоненциальной кривой, показатели которой зависят от коэффициента поглощения света для возбуждения коротким импульсом.

Проблема описания процесса термоупругости была выполнена Гусевым и Карабутовым [3]. Вывод решения уравнений для общего случая является сложным, особенно для сложной геометрии распределения энергии.

---

Для упрощения вычислений можно использовать численную разностную временную область. Метод прямого решения управляющих уравнений ОА волны в аналогичной работе Хуанг и др. [12] использовалось граничное условие Мура первого порядка, причем численные результаты сравнивались только с предложенным сигналом обратной моды. Однако на практике граничное условие первого порядка плохо устраняет отраженные волны от усеченных краев. Также в этом исследовании численные результаты были подтверждены в соответствии с аналитическим решением, полученным путем решения уравнений с преобразованием Лапласа для нескольких углов детектирования и различных параметров лазерного источника.

В работе [15] нами был проведен эксперимент по возможности создания оптоакустического лазерного цитомера в движущейся жидкости. Использовался лазер ND: YAG с длиной волны 1064 нм и кювета с прокачиваемой жидкостью, проведенные эксперименты показали возможность регистрации ОАС в жидкости с разной плотностью и позволили по итогам экспериментов разработать математическую модель формирования ОАС в биологических жидкостях [13, 14].

Продолжающийся быстрый рост вычислительной мощности компьютерной техники означает, что теперь численные методы могут быть применены к расчетам энергии и условиям источника с произвольной геометрией, например, к построению временного профиля лазерного излучения, линейному сканированию лазерного источника и томографии, обеспечивая результаты, которые больше согласуются с управляющими уравнениями.

### Литература

1. L. Wang, High-resolution functional photoacoustic tomography. IEEE International Symposium on Biomedical Imaging: Nano to Macro, Vol. 2, pp. 1479–1481. 2004
-



2. M. Sigrist, Laser generation of acoustic waves in liquids and gases, *J. Appl. Phys.* 60, pp. 83–121. 1986.
  3. V. Gusev and A. Karabutov, *Laser Optoacoustics*. American Institute of Physics, New York, 1993, Chap. 2, pp. 45–48.
  4. C. Hoelen and F. de Mul, A new theoretical approach to photoacoustic signal generation, *J. Acoust. Soc. Am.* 106, pp. 695–706. 1999.
  5. A. Karabutov, N. Pldymova, and V. Letokhov, Time-resolved laser optoacoustics tomography of inhomogeneous media. *Appl. Phys. B: Lasers Opt.* 63, pp. 545–563. 1996.
  6. H. Lai and K. Young. Theory of the pulsed optoacoustic technique, *J. Acoust. Soc. Am.* 72, pp. 2000–2007. 1982.
  7. L. Gournay, Conversion of electromagnetic to acoustic energy by surfaceheating. *J. Acoust. Soc. Am.* 40, pp. 1322–1330. 1966.
  8. G. Diebold, P. Westervelt The photoacoustic effect generated by a spherical droplet in fluid. *J. Acoust. Soc. Am.* 84, pp. 2245–2251. 1988.
  9. M. Sigrist, F. Kneubuhl. Laser-generated stress waves in liquids. *J. Acoust. Soc. Am.* 64, pp. 1652–1662. 1978.
  10. G. Diebold, A. Beveridge, and T. Hamilton. The photoacoustic effect generated by an incompressible sphere. *J. Acoust. Soc. Am.* 112, pp.1780–1786. 2002.
  11. Z. Zhao, S. Nissilä, O. Ahola, R. Myllylä Production and detection theory of pulsed photoacoustic wave with maximum amplitude and minimum distortion in absorbing liquid. *IEEE Trans. Instrum. Meas.* 47, pp. 578–583 1998.
  12. D. Huang, C. Liao, C. Wei, and P. Li Simulations of optoacoustic wave propagation in light-absorbing media using a finite-difference time-domain method. *J. Acoust. Soc. Am.* 117, pp. 2795–2801. 2005.
  13. Кравчук Д.А. Экспериментальные исследования и моделирование процесса генерации оптоакустических волн // *Инженерный вестник Дона*, 2017, №2. URL: [ivdon.ru/ru/magazine/archive/n2y2017/4234](http://ivdon.ru/ru/magazine/archive/n2y2017/4234).
-

14. Кравчук Д.А. Теоретические исследования генерации оптоакустических волн в жидкости цилиндрическими поглотителями // Инженерный вестник Дона, 2017, №3. URL: ivdon.ru/ru/magazine/archive/N3y2017/4350 ISSN 2073-8633.
15. Д.А. Кравчук, И.Б. Старченко, И.А. Кириченко Прототип оптоакустического лазерного цитомера // Медицинская техника №5 (305), 2017. с 4-7.

### References

1. L. Wang, High-resolution functional photoacoustic tomography. IEEE International Symposium on Biomedical Imaging: Nano to Macro, Vol. 2, pp. 1479–1481. 2004.
2. M. Sigrist, Laser generation of acoustic waves in liquids and gases, J. Appl. Phys. 60, pp. 83–121. 1986.
3. V. Gusev and A. Karabutov, Laser Optoacoustics. American Institute of Physics, New York, 1993\_, Chap. 2, pp. 45–48.
4. C. Hoelen and F. de Mul, A new theoretical approach to photoacoustic signal generation, J. Acoust. Soc. Am. 106, pp. 695–706. 1999.
5. A. Karabutov, N. Pldymova, and V. Letokhov, Time-resolved laser optoacoustics tomography of inhomogeneous media. Appl. Phys. B: Lasers Opt. 63, pp. 545–563. 1996.
6. H. Lai and K. Young. Theory of the pulsed optoacoustic technique, J. Acoust. Soc. Am. 72, pp. 2000–2007. 1982.
7. L. Gournay, Conversion of electromagnetic to acoustic energy by surfaceheating. J. Acoust. Soc. Am. 40, pp. 1322–1330. 1966.
8. G. Diebold, P. Westervelt The photoacoustic effect generated by a spherical droplet in fluid. J. Acoust. Soc. Am. 84, pp. 2245–2251. 1988.



9. M. Sigrist, F. Kneubuhl. Laser-generated stress waves in liquids. *J. Acoust. Soc. Am.* 64, pp. 1652–1662. 1978.
10. G. Diebold, A. Beveridge, and T. Hamilton. The photoacoustic effect generated by an incompressible sphere. *J. Acoust. Soc. Am.* 112, pp.1780–1786. 2002.
11. Z. Zhao, S. Nissilä, O. Ahola, R. Myllylä Production and detection theory of pulsed photoacoustic wave with maximum amplitude and minimum distortion in absorbing liquid. *IEEE Trans. Instrum. Meas.* 47, pp. 578–583 1998.
12. D. Huang, C. Liao, C. Wei, and P. Li Simulations of optoacoustic wave propagation in light-absorbing media using a finite-difference time-domain method. *J. Acoust. Soc. Am.* 117, pp. 2795–2801. 2005.
13. Kravchuk D.A. *Inženernyj vestnik Dona (Rus)*, 2017, №2. URL: [ivdon.ru/ru/magazine/archive/n2y2017/4234](http://ivdon.ru/ru/magazine/archive/n2y2017/4234).
14. Kravchuk D.A. *Inženernyj vestnik Dona (Rus)*, 2017, №3. URL: [ivdon.ru/ru/magazine/archive/N3y2017/4350](http://ivdon.ru/ru/magazine/archive/N3y2017/4350) ISSN 2073-8633.
15. D.A. Kravchuk, I.B. Starchenko, I.A. Kirichenko. *Medicinskaja tehnika* №5 (305), 2017. pp.4-7