

УДК 537. 868 + 534.222.2

## СЛУЧАЙНО-НЕОДНОРОДНАЯ ЖИДКАЯ СРЕДА В КАЧЕСТВЕ МОДУЛЯТОРА НИЗКОИНТЕНСИВНОГО НЕПРЕРЫВНОГО ЛАЗЕРА ДЛЯ ВОЗБУЖДЕНИЯ ЗВУКА В ОБЛУЧАЕМОЙ ЖИДКОСТИ

**Б. Г. Емец**

*Харьковский национальный университет имени В. Н. Каразина, пл. Свободы, 4, Харьков, 61077, Украина*  
Поступила в редакцию 26 ноября 2008 года

Если материальную среду облучать прерывистыми световыми посылками (импульсами), то в ней возбуждаются звуковые волны, т.е. проявляется хорошо известный оптико-акустический эффект. Показано, что для возбуждения акустических колебаний можно отказаться от специального модулятора светового луча. Роль модулятора успешно выполняет сама жидкость, являющаяся, по сути, случайно-неоднородной средой. В реальной жидкости всегда присутствуют взвешенные твердые и газовые частицы малых размеров (пылинки и т.п.), скачкообразно перемещающиеся в пространстве (флуктуации). В результате в картине интерферирующих электромагнитных волн (в жидкости) происходят скачкообразные изменения. Это вызывает изменения конфигурации температурного поля, и, следовательно, происходят локальные изменения давления (термооптический механизм возбуждения звука). Факт возбуждения звука, вызванного лазером низкой интенсивности, регистрируется по увеличению размеров газовых пузырьков, находящихся в жидкости.

**КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА:** лазер, случайно-неоднородная жидкая среда, интерференционная картина, температурное поле, оптико-акустический эффект, возбуждение звука, модуляция.

Якщо матеріальне середовище опромінювати світловими імпульсами, то в ньому збуджуються звукові хвилі, тобто проявляється добре відомий оптико-акустичний ефект. Продемонстровано, що для збудження акустичних коливань можна відмовитись від спеціального модулятора світлового променя. Роль модулятора виконує сама рідина, що є по суті, випадково-неоднорідним середовищем. У реальній рідині завжди є суспендовані частинки малих розмірів (порошинки і т.і.), що стрибкоподібно пересуваються в просторі (флуктуації). Тому в інтерференційній картині електромагнітних хвиль (у рідині) відбуваються стрибкоподібні перетворення. Це спричиняє зміни у конфігурації температурного поля і отже, відбуваються локальні зміни тиску (термооптичний механізм збудження звуку). Факт збудження звуку, зумовлений лазером низької інтенсивності, реєструється по збільшенню розмірів газових бульбашок, що перебувають у рідині.

**КЛЮЧОВІ СЛОВА:** лазер, випадково-неоднорідне середовище, оптико-акустичний ефект, інтерференційна картина, температурне поле, збудження звуку, модуляція.

When a medium is irradiated by laser pulses, sound waves are excited in this medium, i.e., the well-known optical acoustical phenomenon occurs. To excite sound oscillations, the specific laser beam modulator is shown to be unnecessary. The role of the modulator can play the liquid itself, which is a random inhomogeneous medium. The real liquid contains suspended solids and gas bubbles of small dimensions (dust particles and the like) that move irregularly in space (fluctuations). As a result, the electromagnetic wave interference taking place in the liquid undergoes random changes. Consequently, the temperature field changes, and hence variations in the local pressure occurs (thermo-optical mechanism for exciting sound). The excitation of sound due to the laser irradiation of low intensity is observed in an increase in the gas bubbles dimensions in the liquid.

**KEY WORDS:** laser, random inhomogeneous liquid medium, interference, temperature field, optical acoustical phenomenon, sound, excitation, modulation.

Имеются публикации, где экспериментальным путем показано, что облучение низкоинтенсивным лазером приводит к заметным эффектам в жидких средах [1,2]. Поскольку использовались лазеры небольшой мощности (порядка 2 - 6 мВт), воздействие которых на воду, практически, не изменяет температуру жидкости, установилась традиция называть подобные эффекты проявлениями нетеплового влияния когерентного света. Настоящая работа посвящена рассмотрению последовательности событий, в результате которых луч низкоинтенсивного непрерывного лазера, несмотря на отсутствие специального модуляционного устройства, возбуждает упругие колебания в воде, обеспечивая увеличение размеров воздушных пузырьков в ней, тем самым изменяя физические свойства жидкой среды.

### ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ПРЕДПОСЫЛКИ

Хорошо известно, что реальная жидкость (например, вода) лишь после применения специальных методов очистки может считаться более-менее однородной жидкой средой. В действительности вода представляет собой двухфазную (или многофазную) систему, включающую в себя собственно матричную жидкость (диэлектрическая проницаемость  $\epsilon^0$ ) с взвешенными в ней диспергированными

частицами из материалов с другими диэлектрическими проницаемостями – пылинками, газовыми пузырьками и т. п. Если низкоинтенсивный непрерывный лазер, воздействуя на воду, изменяет ее свойства, то следует предположить, что изменились свойства диспергированных частиц, например, пузырьки. Известно, что пузырьки могут, в принципе, изменить свои размеры, если жидкую среду подвергнуть действию упругих волн. Каким же образом может осуществиться преобразование лазерного луча низкой интенсивности в акустические колебания?

Обычно принимается, что распределение интенсивности в лазерном пучке по его сечению (перпендикулярно к направлению луча) является вполне определенным и неизменным, аксиально-симметричным и имеет колоколообразную форму. В реальных же случаях распределение в пучке, спроектированном на экран сильно неоднородно («горячие точки») и меняется с течением времени неконтролируемым (случайным) образом (дрожание центра тяжести интенсивности в сечении луча). Эти изменения, во многом, вызываются перемещением дискретных частиц – рассеивателей, взвешенных в матричной среде (в воздухе, либо в жидкости) и флуктуациями последней. (Имеется обширная литература, где рассматриваются задачи распространения излучения в облаке случайных рассеивателей и при наличии крупномасштабных флуктуаций показателя преломления, например, см. [3-5].)

При освещении реальной жидкости, на каждой частице диспергированного вещества происходит рассеяние (дифракция) электромагнитной волны. В итоге возникает самооблучение среды рассеянными внутри нее электромагнитными волнами. Если положения частиц строго зафиксированы, то фазовые соотношения неизменны во времени, и внутри среды образуется стационарная интерференционная картина [6], т. е. реализуется стационарное распределение электромагнитного поля. Тотчас же после начала облучения происходит преобразование энергии переменного электромагнитного поля в тепловую энергию. В результате в жидкой среде устанавливается стационарное температурное поле определенной пространственной конфигурации.

В реальной жидкости взвешенные частицы отнюдь не зафиксированы, они стохастически (скачкообразно) перемещаются в пространстве (броуновское движение). Следовательно, интерференционная картина тоже меняется стохастически и, вслед за этим, с некоторым запаздыванием, изменяется конфигурация температурного поля. Таким образом, броуновское движение обеспечивает в жидкой среде своеобразную «импульсную модуляцию» электромагнитного поля. Этот факт приводит к возбуждению звука в среде. Покажем это.

Для простоты рассмотрим ситуацию, когда электромагнитная волна взаимодействует с однородной изотропной прозрачной диэлектрической средой, не учитывая дисперсию показателя преломления. Объемная плотность сил, действующих на диэлектрическую среду в переменном электромагнитном поле имеет вид [7]

$$\mathbf{f} = -\nabla p - \nabla \varepsilon \langle \mathbf{E}^2 \rangle (8\pi)^{-1} - \nabla \mu \langle \mathbf{H}^2 \rangle (8\pi)^{-1} + \nabla [(\rho \partial \varepsilon / \partial \rho)_T \langle \mathbf{E}^2 \rangle (8\pi)^{-1} + (\rho \partial \mu / \partial \rho)_T \langle \mathbf{H}^2 \rangle (8\pi)^{-1}] + (\varepsilon \mu - 1) (4\pi c)^{-1} \partial (\langle [\mathbf{E}, \mathbf{H}] \rangle) / \partial t. \quad (1)$$

Здесь  $p$  – давление в среде (при данной плотности  $\rho$  и температуре  $T$ ) в отсутствие электромагнитного поля.;  $\varepsilon$  и  $\mu$  – диэлектрическая и магнитная проницаемости, соответственно;  $c$  – скорость света. Угловые скобки означают усреднение по интервалу времени, много большему периода электромагнитной волны, но гораздо меньшему характерного времени изменения интенсивности света. Ввиду однородности среды слагаемые, содержащие  $\nabla \varepsilon$  и  $\nabla \mu$  могут быть удалены. Заметим также, что поскольку среда немагнитная ( $\mu = 1$ ), то магнитострикционными эффектами можно пренебречь. Последнее в (1) слагаемое, называемое силой Абрагама ( $f_A$ ) имеет направление  $\mathbf{n}$  вектора Умова-Пойнтинга электромагнитной волны:

$$\mathbf{f}_A = (\varepsilon \mu - 1) (4\pi c)^{-1} \partial (\langle [\mathbf{E}, \mathbf{H}] \rangle) / \partial t = (\varepsilon \mu - 1) \cdot c^{-2} \cdot \partial I / \partial t \cdot \mathbf{n}, \quad (2)$$

где  $I$  – интенсивность электромагнитного излучения.

Выразим  $\langle \mathbf{E}^2 \rangle$  через интенсивность  $I$  и введем показатель преломления  $n = \varepsilon^{1/2}$ . Тогда выражение для электрострикционной силы можно записать в виде

$$\mathbf{f}_{cmp} = \nabla [(\rho \partial \varepsilon / \partial \rho)_T \langle \mathbf{E}^2 \rangle] (8\pi)^{-1} = \nabla [c^{-1}(\rho \partial n / \partial \rho)_T \cdot I] = \rho / c \cdot (\partial n / \partial \rho)_T \cdot \nabla I. \quad (3)$$

Итак, выражение (1) принимает вид

$$\mathbf{f} = -\nabla p + \rho / c \cdot (\partial n / \partial \rho)_T \cdot \nabla I + (\varepsilon \mu - 1) \cdot c^{-2} \cdot \partial I / \partial t \cdot \mathbf{n} = -\nabla p + \mathbf{f}_{cmp} + \mathbf{f}_A. \quad (4)$$

Здесь величина  $p = p(\rho, T)$  имеет смысл давления в среде в отсутствие электромагнитного поля. Для того, чтобы в среде возбудить звук, необходимо иметь не само давление, а его отклонение от равновесного значения, так как величина  $p$  стоит под знаком градиента. Именно зависимость  $p$  от

температуры отвечает за возбуждение звука при тепловом действии света. Следуя [8], выражение для приращения давления  $p'$  может быть представлено в виде

$$p' = p - p(\rho_0, T_0) = c_{зв}^2 \rho' + c_{зв}^2 \rho_0 \beta T'. \quad (5)$$

Здесь  $\rho_0$  – равновесная плотность среды;  $\rho' = (\rho - \rho_0)$  – приращение плотности;  $c_{зв}$  – скорость звука в среде;  $T' = (T - T_0)$  – приращение температуры;  $\beta = -\rho^{-1} (\partial \rho / \partial T)_p$  – температурный коэффициент объемного расширения среды. Второе слагаемое в (5), описывающее изменение давления с изменением температуры, отвечает за тепловой (термооптический) механизм светового возбуждения звука.

Изменение температуры среды определяется уравнением теплопроводности

$$\rho_0 c_p \partial T' / \partial t = \kappa \Delta T' - c / 4 \pi \cdot \text{div} \langle [\mathbf{E}, \mathbf{H}] \rangle = \kappa \Delta T' - (\mathbf{n}, \nabla) I. \quad (6)$$

Здесь  $c_p$  – теплоемкость среды при постоянном давлении,  $\kappa$  – коэффициент теплопроводности.

В [9] выполнено сравнение эффективностей термооптического и стрикционного механизмов возбуждения звука. Получено, что амплитуда колебаний стрикционного давления относится к амплитуде колебаний давления, обусловленного тепловым механизмом, как

$$p_{стр}' / p_{термо}' \sim \omega \rho / \alpha c \cdot (\partial n / \partial \rho)_T \cdot (\beta c_{зв}^2 / c_p)^{-1}. \quad (7)$$

Здесь  $\omega$  – частота модуляции света;  $\alpha$  – коэффициент поглощения света.

Произведение  $\beta c_{зв}^2 / c_p$  определяет уровень эффективности теплового механизма возбуждения звука. Оно связано с параметром Грюнайзена и характеризует долю теплоты, переходящей в механическую работу. В [9] приведены значения этого параметра для некоторых сред, см. таблицу 1.

Таблица 1

Параметр эффективности теплового механизма возбуждения звука для разных веществ

| Вещество                        | воздух (газ) | жидкая вода | твердый кварц |
|---------------------------------|--------------|-------------|---------------|
| Параметр $\beta c_{зв}^2 / c_p$ | 0,42         | 0,11        | 0,03          |

Оптическую генерацию звука в газах впервые наблюдали Белл [10], Рентген [11] и Тиндаль [12] еще в 1881 году. Для этого они использовали прерывистый свет. Лишь в 1958 году (через 77 лет) оптико-акустический эффект сумел обнаружить Гросс с сотрудниками в жидкостях [13] и в твердых телах [14]. Это неудивительно: в средах, указанных в таблице 1, параметр термооптического возбуждения звука ( $\beta c_{зв}^2 / c_p$ ) в воде меньше, чем в воздухе в 4 раза, а в кварце в 13 раз меньше, чем в воздухе. Из оценки (7) следует, что тепловой механизм генерации звука доминирует над стрикционным на относительно низких частотах импульсного прерывания света, когда  $\omega \ll \alpha c$ .

После создания первых лазеров (1960–е годы) в печати появилось много работ по оптико-акустическим взаимодействиям, см., например, обзоры и монографии [9, 15–20]. Следует заметить, практически во всех публикациях сообщается о регистрации звука при воздействии на среды мощным модулированным лазерным лучом. Рассмотрение уравнений (1) и (4) позволяет утверждать, что звук может генерировать и низкоинтенсивный лазер, работающий в непрерывном режиме безо всякого модуляционного устройства. Действительно, луч, попав в жидкость, модулируется скачкообразным движением броуновских частиц, присутствующих в ней. Поскольку звуковые колебания достаточно слабые, их трудно зарегистрировать прямыми наблюдениями. Тем не менее, следует ожидать косвенного проявления возникновения звуковых колебаний, вызванных непрерывным низкоинтенсивным лазером.

## МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ

В качестве источника излучения использовался гелий-неоновый лазер типа ЛГ-126, генерирующий волну  $\lambda = 632,8$  нм в непрерывном многомодовом режиме. Мощность излучения 5 мВт. Диаметр луча на выходе 3 мм. Облучались образцы дважды дистиллированной воды объемом  $0,6 \text{ см}^3$ , помещенные в цилиндрические пробирки (внутренний диаметр 6 мм) из стекла сорта «пирекс».

Нами предполагалось, что звуковые импульсы, возникшие в ходе облучения лазером воды (модуляция осуществляется броуновскими частицами), создают акустическое поле, представленное набором частот (фурье-компоненты). Реальная чистая отстоянная вода представляет собой не однокомпонентную жидкость а систему «растворитель – растворенные газы»; говоря конкретнее, реальная вода – это раствор газов, входящих в состав атмосферного воздуха (азота, кислорода,  $\text{CO}_2$  и других). Согласно [21], при нормальных условиях (температура 273,15 К, давление –  $1,01325 \cdot 10^5$  Па)

объемная доля растворенного в воде воздуха ( $V_D$ ) составляет 2,86 %. Соответственно, при комнатной температуре (20 °С) объемная доля растворенного воздуха  $V_D = 18,3 \cdot 10^{-3}$ . Если в жидкости имеется растворенный воздух, то, естественно, присутствует и воздух в свободном состоянии, т. е. содержащийся в пузырьках. При 20 °С объемная доля «пузырькового» воздуха в воде составляет  $V_F = 5,8 \cdot 10^{-8}$ .

Хорошо известно, что упругие колебания, в частности ультразвуковой частоты, стимулируют рост размеров пузырьков. Акустическое поле в жидкости обеспечивает возбуждение механических колебаний пузырьков, взвешенных в жидкости. Наиболее эффективно колеблются те пузырьки, чьи резонансные частоты (обусловленные их размерами) совпадают с основной частотой звука. Согласно [22], резонансная частота пузырька в случае слабых колебаний, определяется из соотношения

$$f_0 = (2 \pi R)^{-1} \cdot [3 \gamma \rho^{-1} (P_h + 2 \sigma / R)]^{1/2}, \quad (8)$$

где  $P_h$  - гидростатическое давление в жидкости;  $\gamma$  - отношение удельных теплоемкостей  $c_p / c_v$  газа;  $\sigma$  - коэффициент поверхностного натяжения на границе газа и жидкости;  $\rho$  - плотность жидкости. В воде существуют пузырьки разных радиусов; имеет место вполне определенное распределение пузырьков по размерам. Среди них всегда найдутся такие, которые будут попадать в резонанс с частотой колебаний среды. Эти пузырьки будут наиболее эффективно пульсировать, тем самым распространяя упругие колебания в объеме жидкости. Другие «нерезонансные» пузырьки, находясь в поле упругих колебаний, тоже пульсируют. При этом пузырьки, собственная частота  $f_0$  которых больше частоты колебаний в среде, пульсируют с периодом, близким к периоду этих внешних колебаний, тогда как пузырьки,  $f_0$  которых меньше частоты указанных колебаний, пульсируют с более продолжительным периодом, примерно равным собственному. Пульсирующие пузырьки эффективно увеличивают свои размеры, например, в [23] сообщается, что при воздействии акустического поля (частота – 15 кГц; амплитуда – 1,75 атмосфер) воздушный пузырек с исходным радиусом  $10^{-6}$  м (меньше «резонансного» значения) увеличивается в воде в 100 раз за время, порядка всего лишь трех периодов ультразвука, т. е. за 32 микросекунды. Сказанное означает, что и в течение одного лишь первого периода действия ультразвуковой волны пузырек успевает ощутимо вырасти. В эксперименте [24] с помощью скоростной киносъемки зарегистрировано увеличение пузырька в два раза (исходный радиус  $10^{-5}$  м) в течение первого полупериода отрицательного давления, т. е. за время  $t = 5,7 \cdot 10^{-6}$  секунды (частота ультразвука 28 кГц; амплитуда 1,2 атмосферы). Эти данные указывают, что для обеспечения роста размеров пузырьков в воде нет необходимости накладывать на жидкость серию упругих колебаний, а достаточно воздействия единичного акустического импульса.

Причина роста пузырьков в акустическом поле становится ясной, если рассмотреть выражение, описывающее диффузионный поток ( $J_D$ ) газовых молекул из матричной жидкости в пузырек радиуса  $R$ :

$$J_D = D (C_\infty - C_R) S_R d^{-1} \quad (9)$$

Здесь  $D$  – коэффициент диффузии газовых молекул;  $S_R$  – поверхность пузырька ( $S_R = 4\pi R^2$ );  $C_R$  – концентрация газовых молекул непосредственно вблизи поверхности пузырька;  $C_\infty$  - концентрация растворенного газа вдали от пузырька;  $d$  – толщина пограничного (припузырькового) слоя жидкости. В отсутствие упругих колебаний газ, содержащийся в пузырьке, находится в равновесии с газом, растворенным в матричной жидкости. При наложении на воду переменного давления раствор газа в ней становится (согласно закону Генри) ненасыщенным в полупериод сжатия и пересыщенным в полупериод расширения. Из-за этого, согласно выражению (9), в полупериод сжатия газ диффундирует из пузырька в раствор (в воду), а в полупериод расширения – из раствора в пузырек. Диффузионное движение молекул газа в пузырек и из пузырька осуществляется через различающиеся по размерам сферические поверхности раздела «пузырек – матричная жидкость». Действительно, в полупериод сжатия поверхность пузырька ( $S_R = 4\pi R^2$ ) меньше, чем в полупериод расширения; поэтому средний за период поток газа не равен нулю и направлен в пузырек; этот поток обычно называют выпрямленным (односторонним) диффузионным потоком, а само явление – выпрямленной диффузией [25].

Объемная доля «пузырькового» воздуха в воде, облученной непрерывным лазером, контролировалась методом ядерного магнитного резонанса по методике, изложенной в [26-27].

## РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Были выполнены измерения объемной доли «пузырькового» воздуха в зависимости от продолжительности облучения. Результаты приведены в таблице 2.

Видно, что объемная доля свободного воздуха, как и ожидалось, по мере увеличения продолжительности облучения растет. Это значит, что в воде созданы условия для увеличения размеров воздушных пузырьков. Следует думать, что в жидкости реализуется оптико-акустический эффект, возбуждаются звуковые колебания среды. Они заставляют воздушные пузырьки пульсировать в акустическом поле. Пульсирующие пузырьки по механизму выпрямленной диффузии быстро увеличиваются в размерах. Поскольку сам по себе лазер ЛГ-126 работает в непрерывном режиме, а для

Таблица 2

Зависимость объемной доли «пузырькового» воздуха  $V_F$  в воде от продолжительности лазерного воздействия

|                |                |                |                |                |                |                |
|----------------|----------------|----------------|----------------|----------------|----------------|----------------|
| t, мин         | 0              | 30             | 60             | 90             | 120            | 150            |
| $V_F, 10^{-8}$ | $5,2 \pm 0,3$  | $9,2 \pm 0,3$  | $11,3 \pm 0,3$ | $12,3 \pm 0,3$ | $12,6 \pm 0,3$ | $12,8 \pm 0,3$ |
| t, мин         | 180            | 210            | 240            | 270            | 300            | 360            |
| $V_F, 10^{-8}$ | $12,9 \pm 0,3$ | $13,0 \pm 0,3$ | $13,0 \pm 0,3$ | $13,1 \pm 0,4$ | $13,1 \pm 0,4$ | $13,1 \pm 0,4$ |

реализации оптико-акустического эффекта необходимо осуществлять модуляцию луча, следует считать, что функцию модулятора выполняют броуновские частицы случайно-неоднородной жидкости – воды.

Таким образом, факт наблюдения роста размеров воздушных пузырьков является косвенным подтверждением того, что непрерывное низкоинтенсивное лазерное облучение модулируется случайными движениями частиц, взвешенными в воде, что и обеспечивает возникновение звука в ней по термооптическому механизму. Увеличение размеров пузырьков, смещая соотношение между содержаниями свободного и растворенного воздуха в жидкости относительно исходного равновесного значения, безусловно, влияет на физические свойства реальной воды. Этим можно объяснить эффекты облучения водных растворов лазером низкой, «нетепловой» интенсивности, наблюдаемые в [1,2].

### ВЫВОДЫ

1. Луч лазера, работающего в непрерывном режиме, распространяясь в случайно-неоднородной среде, которой является реальная вода, модулируется движением диспергированных в ней частиц. Это обстоятельство обеспечивает преобразование излучения в звук (оптико-акустический эффект).

2. Звуковые колебания, возбуждаемые непрерывным низкоинтенсивным лазером, обеспечивают рост размеров воздушных пузырьков в воде по механизму выпрямленной диффузии.

Автор благодарит В.И. Хохлова за полезные обсуждения.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Черников Ф.Р. Колебания интенсивности светорассеяния в водных растворах белков // Биофизика. – 1986. – Т. 31, № 4. – С. 596-600.
- Лобышев В.И., Рыжиков Б.Д., Шихлинская Р.Э. Влияние внешних полей и особенности релаксации водных растворов глицилтриптофана // Журнал физической химии. – 1990. – Т. 64, № 10. – С. 2817-2819.
- Чернов Л.А. Распространение волн в среде с о случайными неоднородностями. – М.: Изд. АН СССР, 1958. 217 с.
- Исмару А. Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах. Т. 1, 2. – М.: Мир, 1989, 280 с.
- Прохоров А.М., Бункин Ф.Н., Гочелашвили К.С., Шишов В.И. Распространение лазерного излучения в случайно-неоднородных средах // УФН. – 1974. – Т. 114, № 3. – С. 415-456.
- Ландсберг Г.С. Оптика. – М.: Наука, 1976. – 926 с.
- Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. – М.: Наука, 1982. – 620 с.
- Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Гидродинамика. – М.: Наука, 1986. – 736 с.
- Гусев В.Э., Карабутов А.А. Лазерная оптоакустика. – М.: Наука, 1991. – 304 с.
- Bell A.G. Upon the production of sound by radiant energy // Philos. Mag. and J. Sci. – 1881. – Vol. 11, N 71. P. 510-528.
- Roentgen W.C. On tones produced by the intermittent irradiation of a gas // Philos. Mag. and J. Sci. – 1881. – Vol. 11, N 68. P. 308-311.
- Tyndall J. Action of an intermittent beam of radiant heat upon gaseous matter // Proc. Roy. Soc. London A. – 1881. – Vol. 31, N 208. – P. 307-316.
- Гросс Е.Ф., Аболиньш Я.Я., Шултин А.А. О наблюдении оптико-акустического эффекта в жидкости // Журнал технической физики. – 1958. – Т. 28. – С. 832-836.
- Гросс Е.Ф., Аболиньш Я.Я., Шултин А.А. Оптико-акустический эффект в кристаллах // Журнал технической физики. – 1958. – Т. 28. – С. 2255-2260.
- Аскарьян Г.А., Прохоров А.М., Чантурия Г.Ф., Шипуло Г.П. Луч оптического квантового генератора в жидкости // ЖЭТФ. – 1963. – Т. 44, № 6. – С. 2180-2182.
- Бункин Ф.В., Комиссаров В. М. Оптическое возбуждение звуковых волн. (Обзор) // Акустический журнал. – 1973. – Т. 19, № 3. – С. 305-320.
- Божков А.И., Бункин Ф.В. Генерация звука в жидкости при поглощении в ней лазерного излучения с модулированной интенсивностью // Квантовая электроника. – 1975. – Т. 2, № 8. – С. 1763-1776.
- Бункин Ф.В., Трибельский М.И. Нерезонансное взаимодействие мощного оптического излучения с жидкостью // УФН. – 1980. – Т. 130, № 2. – С. 193-239.
- Жаров В.П., Летохов В.С. Лазерная оптико-акустическая спектроскопия. – М.: Наука, 1984. – 320 с.
- Лямшев Л.М. Лазерное термооптическое возбуждение звука. – М.: Наука, 1989. – 240 с.

21. Коган В.Б., Фридман В.М., Кафаров В.В. Справочник по растворимости / Под ред. В.В. Кафарова. – Том 1. – Книга 1. – М.-Л.: Изд-во АН СССР, 1961. – 960 с.
22. Гаврилов Л.Р. Содержание свободного газа в жидкостях и методы его измерения // Физические основы ультразвуковой технологии / Под ред. Л.Д. Розенберга. – М.: Наука, 1970. – С. 395-426.
23. Акуличев В.А. Пульсации кавитационных полостей // Мощные ультразвуковые поля / Под ред. Л.Д. Розенберга. – М.: Наука, 1968. С. 129 – 166.
24. Сиротюк М.Г. Экспериментальные исследования ультразвуковой кавитации // Мощные ультразвуковые поля / Под ред. Л.Д. Розенберга. – М.: Наука, 1968. - С. 167-220.
25. Hsieh D.G. , Plesset M.S. Theory of rectified diffusion of mass into gas bubbles // J. Acoust. Soc. Amer. – 1961. – Vol. 33, № 2. – P. 206 - 215.
26. Емец Б. Г. Определение методом ядерного магнитного резонанса средних размеров и концентрации воздушных пузырьков, содержащихся в воде // Письма в Журнал технической физики. – 1997. – Т. 23, № 13. – С. 42-45.
27. Емец Б. Г. К оценке усредненных параметров стабильных воздушных пузырьков, содержащихся в воде // Доповіді НАН України. – 1998. - № 5. – С. 75-78.