

03;07;12

Исследование слоистой структуры, возникающей под действием импульсного излучения CO₂ лазера на свободную поверхность воды

© С.В. Грибин, И.И. Комиссарова, Г.В. Островская, Б.И. Спесивцев, В.Н. Филиппов, Е.Н. Шедова

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Поступило в Редакцию 14 мая 1998 г.)

Проведены эксперименты, свидетельствующие о том, что слоистая структура оптического возмущения, наблюдаемая при воздействии CO₂ лазера на свободную поверхность воды, обусловлена модуляцией интенсивности излучения на хвосте лазерного импульса. Исследованы некоторые особенности генерации оптоакустических импульсов, инициируемых воздействием на воду импульсов CO₂ лазера разной длительности. Укороченные импульсы CO₂ лазера получались за счет поглощения хвостовой части импульса в плазме лазерной искры, образующейся при фокусировке исходного излучения.

В наших работах [1,2] при воздействии сфокусированного излучения CO₂ лазера (плотность излучения около 15 J/cm²) на свободную поверхность воды на теннеграммах наблюдалась рассеивающая излучение область, нижняя граница которой на ранней стадии (менее 0.5 μs) распространялась со скоростью, в 2 раза превышающей скорость звука в воде, и на более поздних стадиях имела слоистую структуру. Настоящая работа посвящена более детальному изучению этого явления.

Дальнейшие эксперименты показали, что аналогичная структура наблюдается и при воздействии несфокусированного излучения CO₂ лазера, плотность которого недостаточна для осуществления испарительного механизма генерации акустической волны. Было обнаружено, что для моментов времени до 3 μs рассеивающая область занимает объем от фронта оптоакустического импульса до свободной поверхности, а в дальнейшем отрывается от поверхности воды и следует за фронтом в глубь жидкости со скоростью звука. На рис. 1 представлена теннеграмма рассеивающей области для момента времени 2 μs, на которой хорошо видна ее слоистая структура. Средний пространственный период этой структуры (около 0.1 mm) был определен по дифракционной картине (рис. 1, b), наблюдаемой в задней фокальной плоскости линзы, помещенной на пути зондирующего излучения за рассеивающей областью. Пространственный период структуры практически не менялся при изменении плотности излучения CO₂ лазера, воздействующего на свободную поверхность воды.

Периодическая структура, сопровождающая основной термоакустический импульс, генерируемый при облучении свободной поверхности воды импульсным излучением CO₂ лазера в испарительном режиме, наблюдалась ранее как на теннеграммах и интерферограммах [3,4], так и на осциллограммах, полученных с помощью пьезодатчиков [3,5]. В работе [3] рассмотрены различные возможные механизмы возникновения таких высокочастотных акустических колебаний, однако ни один из этих механизмов не нашел убедительного экспериментального подтверждения. В работе [5] было высказано предполо-

жение, что генерация звука при высоких интенсивностях излучения, характерных для испарительного режима, обусловлена неустойчивостью приповерхностного слоя и его разрушением под действием импульса разряжения (кавитация), возникающим при отражении ударной волны от поверхности воды. Однако непонятно, каким образом разрушение приповерхностного слоя приводит к возникновению колебаний звуковой частоты и чем определяется их частота. С другой стороны, в работах [6,7] наблюдалась генерация ультразвуковых волн под действием твердотельных лазеров в режимах синхронизации мод [6] и свободной генерации [7] и наблюдаемый характер высокочастотной составляющей оптоакустического сигнала был объяснен модуляцией интенсивности лазерного излучения. Поскольку в нашем случае периодическая структура наблюдается и при сравнительно низких плотностях энергии ($E < 1 \text{ J/cm}^2$), характерных для теплового механизма, а ее пространственный период не зависит от интенсивности лазерного излучения, то мы предположили, что, как и в работах [6–8], генерация цуга звуковых волн обусловлена модуляцией интенсивности лазерного излучения, воздействующего на воду. В пользу этого предположения свидетельствует совпадение длины цуга звуковых волн с полной длительностью импульса CO₂ лазера, составлявшей около 3 μs (рис. 2, a). Временной ход импульса CO₂ лазера исследовался с помощью фотоприемника на основе эффекта увлечения носителей тока в дырочном германии, обеспечивающего временное разрешение порядка 1 ns. На рис. 2, b приведена осциллограмма импульса, на которой хорошо видны слабые периодические колебания интенсивности (кривая 1). Амплитуда этих колебаний на равных осциллограммах составляет $(4 \pm 2)\%$ от амплитуды основного импульса, а их частота порядка 125 MHz коррелирует с частотой звуковых волн $\nu = a/d \approx 15 \text{ MHz}$ (здесь $a = 1.5 \cdot 10^5 \text{ cm/s}$ — скорость звука в воде, $d = 0.1 \text{ mm}$ — пространственный период слоистой структуры).

Для подтверждения нашего предположения был проведен следующий эксперимент (рис. 3). Излучение CO₂ лазера фокусировалось сферическим зеркалом M_1 , обра-

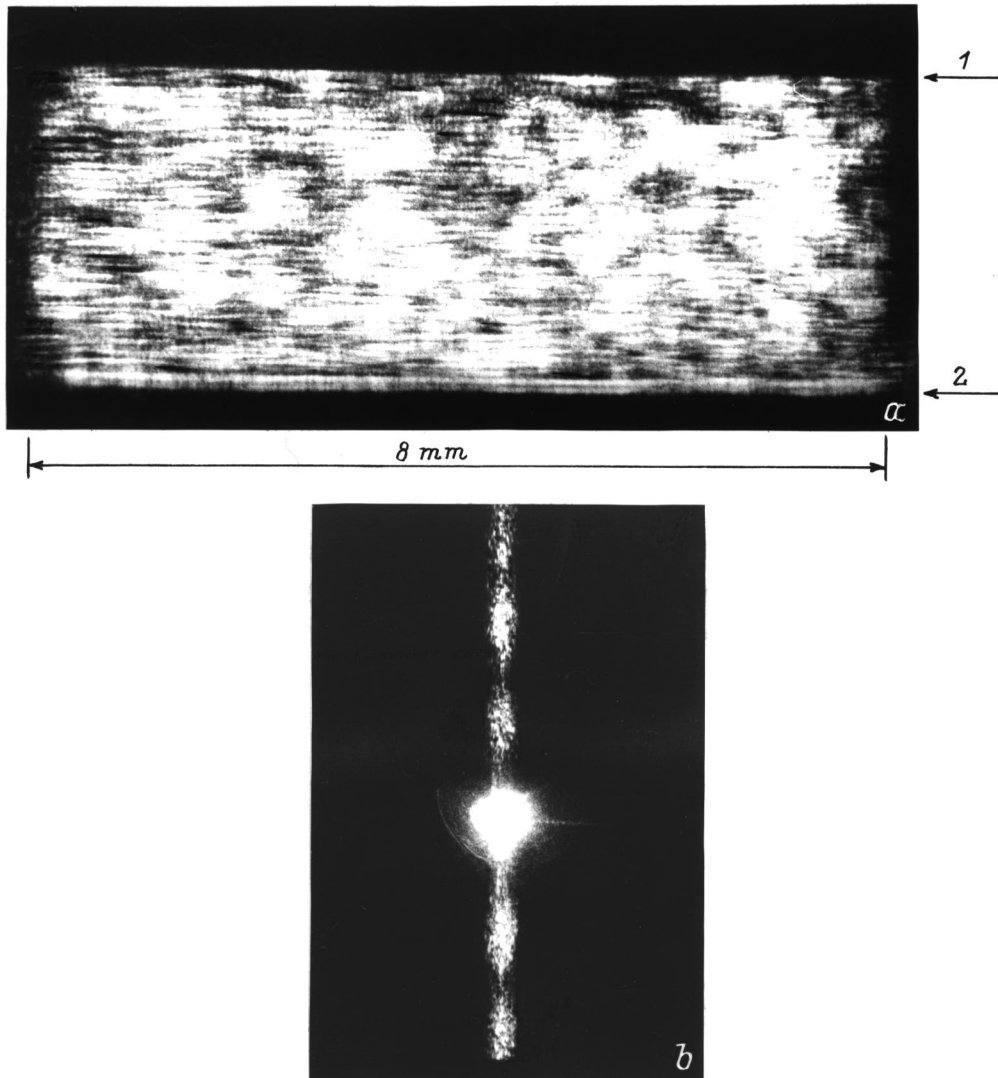


Рис. 1. Тенеграмма рассеивающей области для момента времени $2 \mu\text{s}$ (a : 1 — поверхность воды, 2 — фронт акустической волны) и дифракционная картина, наблюдаемая при просвечивании слоистой структуры в задней фокальной плоскости линзы (b).

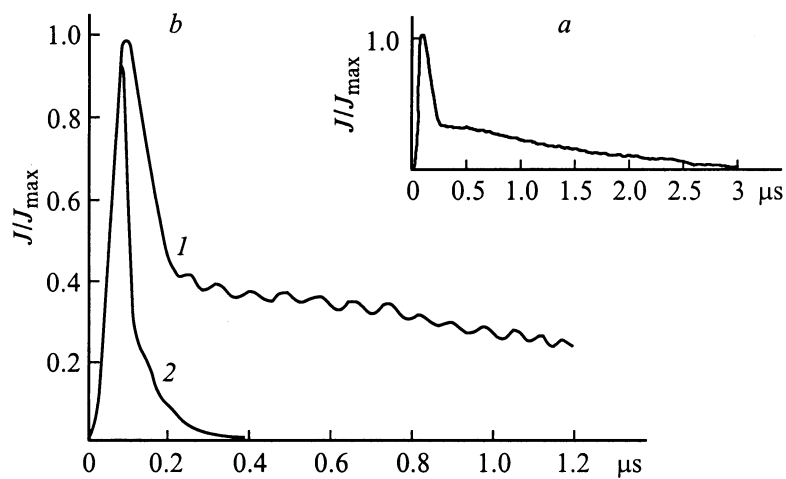


Рис. 2. Временной ход импульса CO_2 лазера: a — осциллограммы импульса при развертке 1, b — $0.2 \mu\text{s}/\text{дел}$.

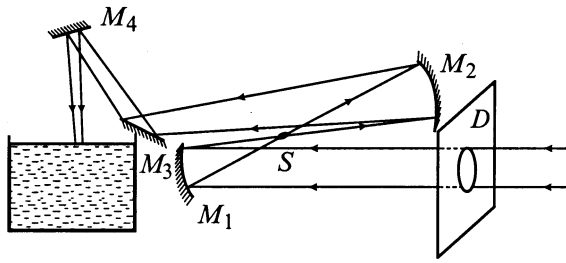


Рис. 3. Схема формирования импульса CO_2 лазера, воздействующего на свободную поверхность воды.

зуя лазерную искру S в воздухе. При этом, как известно, обрезается задний фронт импульса за счет поглощения излучения в плазме лазерной искры. Форма прошедшего через плазму импульса приведена на рис. 2, b (кривая 2). Этот укороченный импульс с помощью сферического зеркала M_2 и плоских зеркал M_3, M_4 направлялся на поверхность воды. Интенсивность излучения на поверхности варьировалась за счет изменения расстояния между зеркалами M_3 и M_4 . Область гидродинамического возмущения в жидкости просвечивалась импульсом

рубинового лазера в направлении, перпендикулярном плоскости чертежа. Оптическая установка позволяла за одну вспышку лазера регистрировать тенеграмму и голограмму исследуемого процесса, что достигалось за счет применения в качестве визуализирующей диафрагмы шпирен-системы зеркала с отверстием [7]. На рис. 4 представлены тенеграммы и голографические интерферограммы, полученные при воздействии на поверхность воды длинным (a, b) и коротким (c, d) импульсом CO_2 лазера. В первом случае пучок CO_2 лазера ограничивался диафрагмой D , что приводило к уменьшению интенсивности излучения в фокусе зеркала M_1 до значения ниже порога пробоя воздуха. В этом эксперименте плотность энергии излучения на поверхности воды в случае длинного импульса составляла $\sim 1.5 \text{ J/cm}^2$, а в случае короткого — $\sim 0.1 \text{ J/cm}^2$, при этом пиковое значение плотности мощности I_{max} в обоих случаях было примерно одинаковым — $\sim 2.5 \text{ MW/cm}^2$. Как видно из рис. 4, в случае короткого CO_2 импульса пуг акустических волн отсутствует и генерируется лишь узкий дуполярный оптоакустический импульс. На рис. 5 показан вид оптоакустических импульсов давления, полученный в

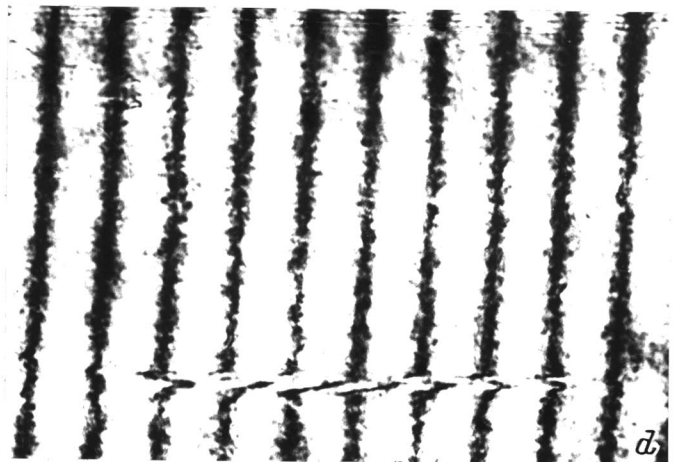
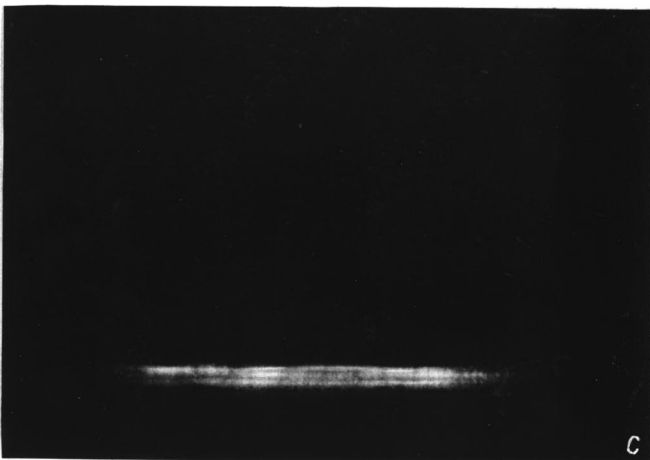
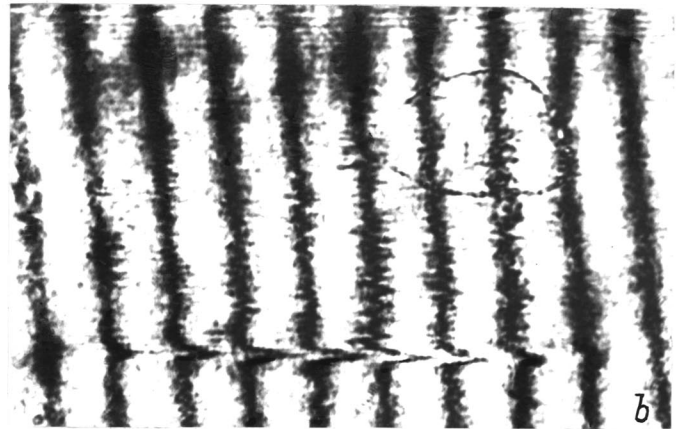
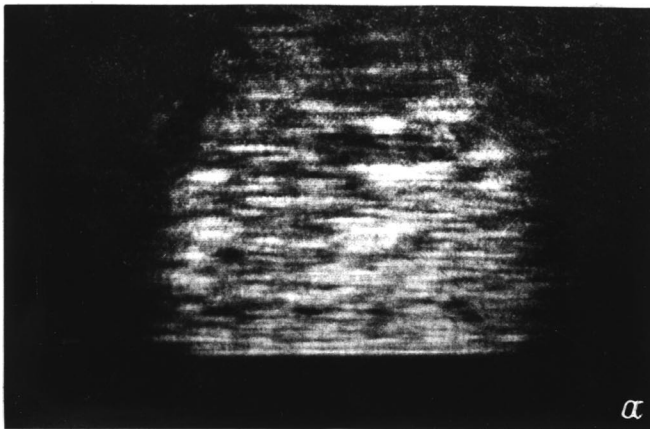


Рис. 4. Тенеграммы и голографические интерферограммы оптоакустического возмущения, полученные при воздействии на свободную поверхность воды длинного (a, b) и короткого (c, d) импульса излучения CO_2 лазера; $I_{\text{max}} = 2.5 \text{ MW/cm}^2$, $\tau = 2.2 \mu\text{s}$.

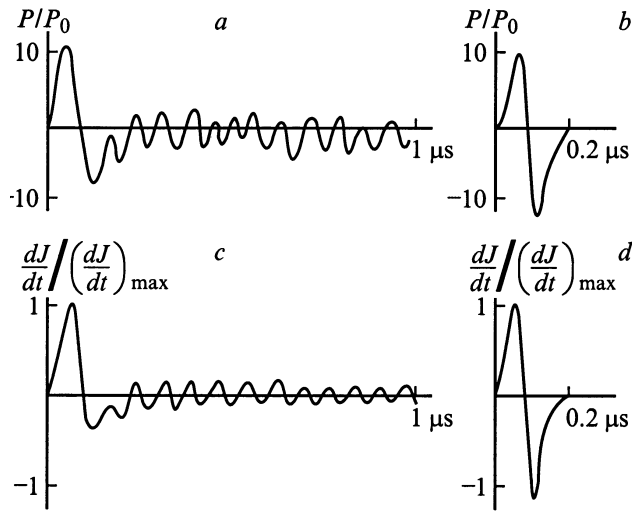


Рис. 5. Вид оптоакустических импульсов давления для случая длинного (*a, c*) и короткого (*b, d*) импульса CO_2 лазера; *a, b* — эксперимент; *c, d* — расчет.

результате обработки голографических интерферограмм, соответствующих воздействию длинного (*a*) и короткого (*b*) CO_2 импульсов. Видно, что амплитуда первого (положительного) максимума давления в обоих случаях примерно одинакова, в то время как отрицательный максимум по абсолютной величине существенно больше при воздействии коротким CO_2 импульсом. На том же рис. 5 (*c, d*) приведена расчетная форма оптоакустических импульсов давления, которая, согласно теоретическим представлениям [9], для случая, когда $\alpha a \tau \gg 1$ (где α — коэффициент поглощения, a — скорость звука, τ — длина лазерного импульса), представляет собой производную от временного хода интенсивности воздействующего излучения. Хорошее соответствие между экспериментальными и расчетными данными для случая длинного импульса, а также отсутствие высокочастотных колебаний в случае короткого импульса подтверждают предположение о том, что возникновение слоистой структуры, сопровождающей основной оптоакустический импульс, обусловлено модуляцией излучения CO_2 лазера в хвостовой части импульса. Следует заметить, что авторы работы [3] рассматривали среди возможных механизмов и данный механизм генерации ультразвуковых колебаний, однако отвергли его, так как не обнаружили модуляции интенсивности на хвосте импульса CO_2 лазера.

Отметим некоторые особенности генерации оптоакустических импульсов укороченными импульсами CO_2 лазера. В частности, переход от теплового к испарительному механизму генерации осуществляется в этом случае при существенно более высоких пиковых плотностях мощности излучения, чем при воздействии длинных импульсов. Это позволяет с помощью коротких импульсов CO_2 лазера возбуждать дипольные оптоакустические

импульсы большой амплитуды в отсутствие процессов испарения. Благодаря большей крутизне заднего фронта укороченного импульса особенно эффективной является генерация отрицательного импульса давления, который по амплитуде может заметно превышать как предшествующий ему положительный импульс давления, так и отрицательный, генерируемый длинным импульсом CO_2 лазера. В свою очередь отрицательные импульсы давления при превышении прочности воды к растягивающим напряжениям могут приводить к кавитационным явлениям в жидкости, сопровождающимся образованием парогазовых пузырьков. На рис. 6 приведены тенеграммы, соответствующие воздействию на свободную поверхность воды длинного (*a*) и короткого (*b*) импульсов CO_2 лазера при плотностях, энергии в 5 раз больших, чем на рис. 4. Считая линейной зависимость между давлением в оптоакустическом импульсе и плотностью возбуждающего излучения, можно оценить величину отрицательных импульсов давления, которая составила 35 atm (*a*) для длинного лазерного импульса и 60 atm (*b*) для короткого. Как видно из рис. 6, *a, b*, эффективность

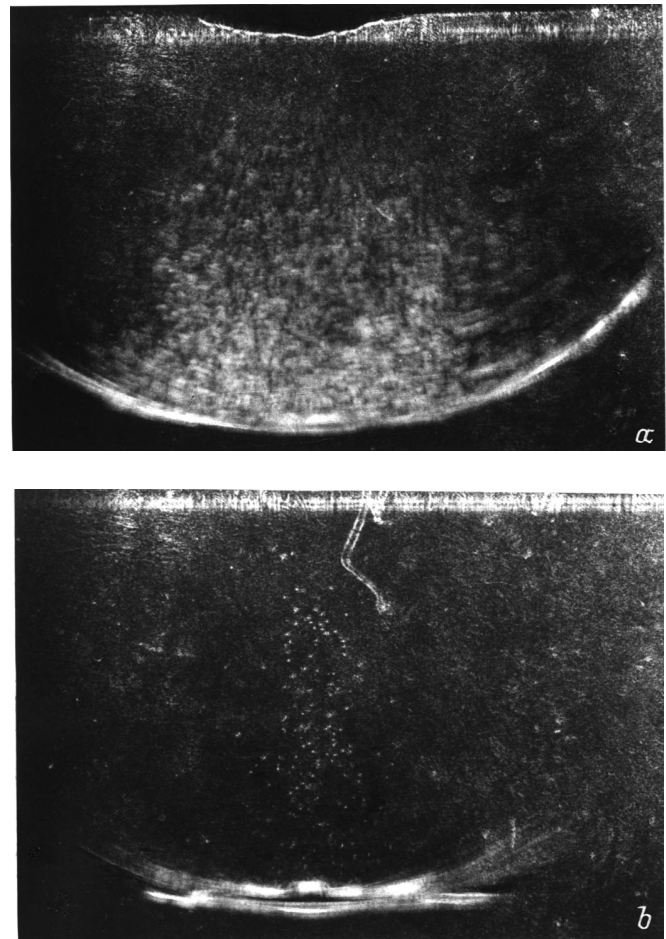


Рис. 6. Тенеграммы оптоакустического возмущения, полученные при воздействии на свободную поверхность воды длинного (*a*) и короткого (*b*) импульса излучения CO_2 лазера; $I_{\text{max}} = 7.5 \text{ MW/cm}^2$, $\tau = 5.5 \mu\text{s}$.

образования кавитационных пузырьков при воздействии короткого импульса существенно выше, чем для длинного, несмотря на то что поглощенная энергия в первом случае в 15 раз меньше, чем во втором. Кроме того, пузырьки существенно легче наблюдать при отсутствии слоистой структуры, характерной для воздействия длинного лазерного импульса.

Проведенные исследования показывают большое разнообразие и сложность физических процессов, сопровождающих взаимодействие излучения CO₂ лазера со свободной поверхностью воды. Выяснено, что причиной возникновения слоистой структуры, следующей за головным оптоакустическим импульсом, является модуляция интенсивности излучения в хвостовой части импульса CO₂ лазера. Однако для полного выяснения природы данной структуры необходима постановка дополнительных экспериментов.

Список литературы

- [1] *Komisszarova I.I., Ostrpovskaya G.V., Philippov V.N., Shedova E.N.* // Proc. SPIE IX Cond. Nonresonant Laser-Matter Interaction. St.-Petersburg, 1996. N 3099. P. 146–151.
- [2] *Комиссарова И.И., Островская Г.В., Филиппов В.Н., Шедова Е.Н.* // ЖТФ. 1997. Т. 67. Вып. 2. С. 138–140.
- [3] *Emmony D.C., Geerken I., Klein-Baltink H.* // J. Acoust. Soc. Am. 1983. Vol. 73. P. 220–224.
- [4] *Emmony D.C.* // Infrared Phys. 1985. Vol. 25. N 1/2. P. 133–139.
- [5] *Егеров С.В., Лямшев Л.М., Наугольных К.А.* и др. // Акуст. журн. 1985. Т. 31. № 2. С. 277–278.
- [6] *Sigrist M.W., Kneubuhl F.K.* // J. Acoust. Soc. Am. 1978. Vol. 64. P. 1652–1657.
- [7] *Душина Т.А., Егеров С.В., Лямшев Л.М., Наугольных К.А.* // Акуст. журн. 1979. Т. 25. № 1. С. 60–64.
- [8] *Дрейден Г.В., Островский Ю.И., Самсонов А.М.* и др. // ЖТФ. 1989. Т. 59. Вып. 1. С. 203–208.
- [9] *Гусев В.Э., Каработов А.А.* Лазерная оптоакустика. М.: Наука, 1991.