

УДК 534—14:535

В. М. Гордиенко

А. Б. Решиллов

В. И. Шмальгаузен

ВИЗУАЛИЗАЦИЯ ОПТИКО-

АКУСТИЧЕСКИХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

При поглощении жидкими средами лазерного излучения возможно проявление различных эффектов, приводящих к возбуждению акустических возмущений. Такими эффектами являются тепловой (тепловой механизм генерации), испарительный, стрикционный, ВРМБ, а также лазерный пробой вещества.

В том случае, когда интенсивность излучения недостаточна для пробоя, а объемная плотность поглощаемой энергии — для испарения, основную роль играет тепловой механизм генерации акустических возмущений [1—3]. По мере повышения объемной плотности энергии начинает проявляться испарительный механизм генерации [4], который вначале существует наряду с тепловым, а затем подавляет его. Начиная с некоторых значений интенсивности поглощаемого излучения начинается лазерный пробой вещества [5].

Изучение акустических возмущений, возбуждаемых лазерным излучением, традиционными акустическими методами представляет известные трудности. Это связано с ограниченной полосой пропускания гидрофонов, а также с их сравнительно большими пространственными размерами (~ 1 см). Учитывая, что пространственные характеристики акустического поля неизвестны, расшифровка сигнала гидрофона затруднительна.

В свете изложенного представляется целесообразным применить для исследования оптико-акустических взаимодействий оптические методы, такие, как интерферометрический и теневой, т. е. регистрировать связанные с акустическим возмущением изменения показателя преломления среды. Сказанное относится, конечно, к взаимодействиям в прозрачных средах.

В описываемых экспериментах мы применили оптические методы для визуализации взаимодействия излучения лазера на алюмоиттриевом гранате ЛТИПЧ-8 и ТЕА-СО₂ лазера с жидкими средами. Поглощение излучения лазера ЛТИПЧ-8 происходило в водном растворе соли CuCl_2 , в котором, меняя концентрацию соли, можно задавать желаемый коэффициент поглощения (вплоть до $\alpha = 1000 \text{ см}^{-1}$) для обеспечения оптимального режима преобразования свет — звук [3]. В качестве поглотителя для ТЕА-СО₂ использовалась дистиллированная вода ($\alpha = 800 \text{ см}^{-1}$).

Источником света для системы регистрации служил лазер ЛТИПЧ-4, работающий в режиме преобразования света во вторую гармонику ($\lambda = 0,53 \text{ мкм}$).

Основными элементами в оптической системе регистрации были интерферометр Маха — Цендера и теневой дифракционный интерферо-

метр [6]. Интерферограммы и тенеграммы регистрировались на фотопленке. Схема экспериментальной установки с оптической системой, соответствующей интерферометру Маха — Цендера, приведена на рис. 1. Описание установки с теневым дифракционным интерферометром приведено в работе [5]. Оптическая система юстировалась таким образом, что фотопленка находилась в плоскости, сопряженной с плоскостью ис-

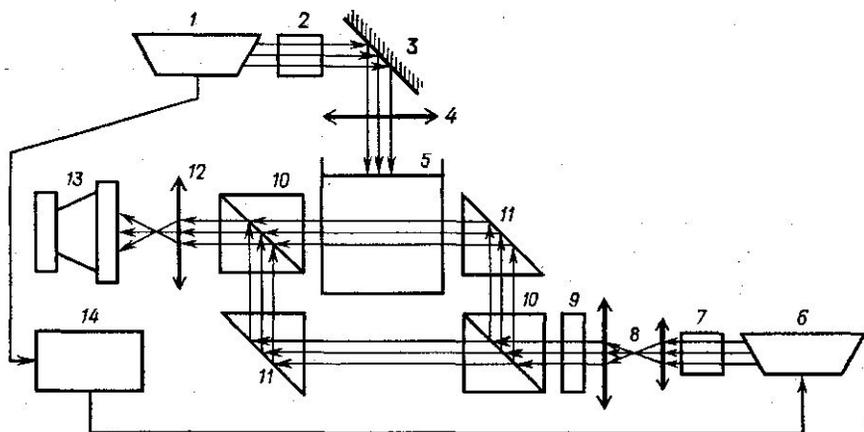


Рис. 1. Схема экспериментальной установки. 1 — ЛТИПЧ-8 или ТЕА—CO₂-лазер, 2 — компенсатор, 3 — зеркало, 4 — линза, 5 — кювета с жидкостью, 6 — ЛТИПЧ-4, 7 — LiNbO₃, 8 — коллиматор, 9 — светофильтр, 10 — делительный и сводящий кубики, 11 — призмы, 12 — объектив ($f=30$ см), 13 — фотокамера ($f=30$ см), 14 — генератор Г5-15 (задержка)

следуемого объекта — в данном случае бегущего акустического возмущения. Временное разрешение такой системы определяется длительностью зондирующего светового импульса (она составляла ~ 10 нс) и разрешающей способностью используемой оптики, которая в описываемом эксперименте составляла ~ 200 см⁻¹. Поскольку акустическое возмущение распространяется со скоростью $c_0=1,5 \cdot 10^5$ см·с⁻¹, то временное разрешение составляет ~ 30 нс. Для получения такого временного разрешения акустическими методами необходим гидрофон с полосой пропускания, превышающей 30 МГц.

Таким образом, в экспериментах с лазером ЛТИПЧ-8 нам не удалось получить точных количественных данных о профиле возбуждаемого акустического импульса и амплитуде давления в нем, так как в этом случае характерное время должно составлять ~ 10 нс. Однако нами получены интересные данные о пространственных характеристиках акустических полей и их поведении во времени. Последнее облегчалось тем, что лазер ЛТИПЧ-8 может работать в импульсно-периодическом режиме с максимальной частотой 100 Гц, и, таким образом, удается осуществить стробоскопический режим наблюдения [5]. Характерная для теплового механизма генерации тенеграмма приведена на рис. 2. Она сделана при поглощении импульса излучения лазера на алюмоиттриевом гранате в водном растворе CuCl₂. Две широкие светлые полосы соответствуют зонам положительного и отрицательного давлений. Это подтверждается также и интерферограммами, полученными в аналогичных условиях. Расщепление полос на рис. 2 означает, что набег фазы световой волны зондирующего пучка превышает π .

Точка наблюдения находится на расстоянии от поверхности $L_{\text{набл}} = 1,5$ см.

На рис. 3 приведена тенеграмма, иллюстрирующая испарительный механизм генерации. Рис. 3 соответствует задержке относительно момента поглощения излучения $\tau = 0,8$ мкс. Появление акустического импульса с плоским фронтом вызвано тепловым механизмом генерации в широком световом пятне на поверхности, обусловленном абберация-

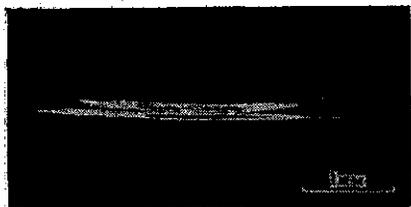


Рис. 2. Тепловой механизм генерации звука лазерным излучением. Тенеграмма звукового импульса

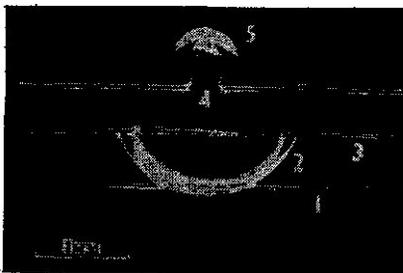


Рис. 3. Испарительный механизм генерации звука: 1 — плоский звуковой импульс, 2 — звуковой импульс со сферическим фронтом, 3 — слой поглотителя, 4 — выброс вещества, 5 — ударная волна в воздухе

ми фокусирующей излучение линзы. Акустический импульс со сферическим фронтом возникает вследствие испарения слоя поглотителя под действием сфокусированного излучения. Вверх от поверхности распространяется сверхзвуковая струя вещества (число Маха $M \sim 2$) и образующаяся на ней ударная волна. Увеличение задержки τ позволяет увидеть кумулятивный выброс жидкости и формирование на поверхности поглотителя пузырька ($\tau \sim 200 \div 1000$ мкс).

Акустические импульсы при лазерном пробое вещества получены в результате фокусировки излучения лазера ЛТИПЧ-8 под поверхность воды на глубине ~ 1 см. Тенеграмма, соответствующая четкому пробое, приведена на рис. 4. На каждой четке формируется акустический импульс со сферическим фронтом. Временная задержка составляет $\sim 0,2$ мкс.

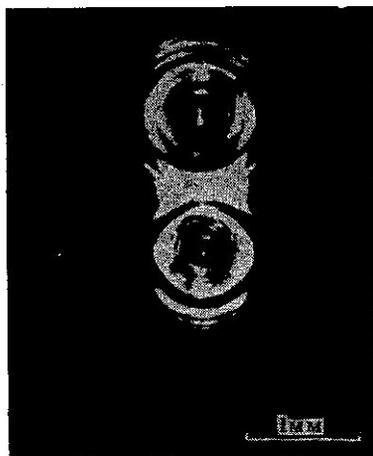


Рис. 4. Тенеграмма лазерного пробоя воды. Задержка $\tau = 0,2$ мкс

На рис. 5 приведена интерферограмма звукового импульса, генерируемого в воде импульсом ТЕА-СО₂ лазера при интенсивностях излучения, существенно превышающих допустимые значения для приближения линейного теплового механизма генерации. Профиль акустического импульса заметно отличается от профиля, получаемого в режиме малых интенсивностей.

Длительность зоны сжатия увеличилась, кроме этого вслед за короткой зоной разрежения вновь следует зона сжатия. Причины этого будут обсуждаться ниже. Полная длительность импульса соответствует длительности лазерного импульса.

По данным интерферометрии была определена зависимость амплитуды звукового давления в зоне сжатия от интенсивности поглощаемого излучения.

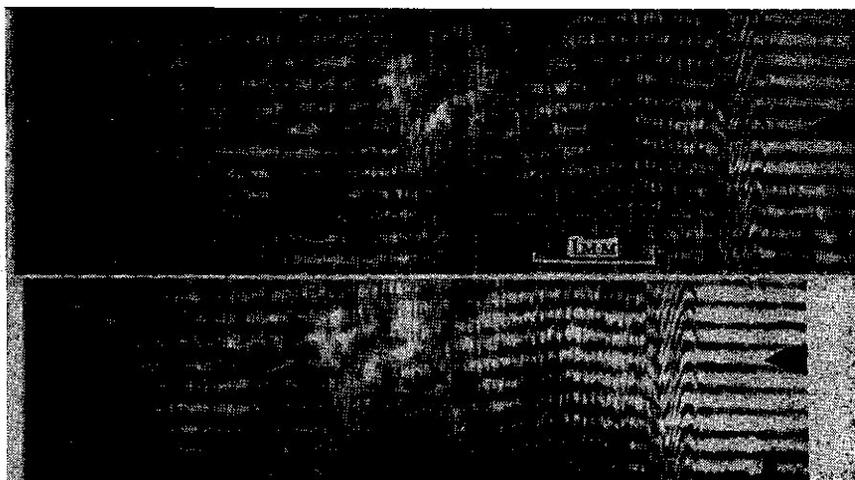


Рис. 5. Генерация звуковых импульсов излучением ТЕА—СО₂-лазера. Интерферограмма звукового импульса

Эта зависимость имеет квадратичный характер, что обусловлено температурной нелинейностью, связанной с изменением коэффициента объемного расширения воды от температуры.

Экспериментальные результаты хорошо согласуются с теоретическими, полученными в результате решения волнового уравнения [3]

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = 2\varepsilon \frac{\partial \xi}{\partial x} \frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} - \frac{b}{2c_0^2 \rho_0} \frac{\partial^3 \xi}{\partial x^2 \partial t} - \frac{\alpha^2 \beta I_0}{\rho_0 c_p} e^{-\alpha x} f(t/\tau_n)$$

с учетом линейной зависимости коэффициента объемного расширения β от температуры [7]. Все обозначения соответствуют приведенным в [3].

На рис. 6 представлены профили первого импульса сжатия на различных расстояниях от поверхности. Интенсивность лазерного излучения достаточна для частичного испарения поверхностного слоя воды. При этом первый импульс сжатия обусловлен тепловой генерацией, так как поглощающий объем не успевает разогреться до 100°C за время, соответствующее его длительности.

Имеющиеся экспериментальные данные позволяют сделать оценку характерных длин нелинейности, дифракции и затухания [8], которые составляют соответственно

$$L_H = \frac{c_0 \tau_{3B}}{\varepsilon M} \sim 2 \text{ см.}$$

$$L_D = \frac{a^2}{c_0 \tau_3 b} \sim 6 \text{ см.}$$

$$L_3 = \frac{2c_0^3 \sigma_{3B}^2}{b} \sim 10 \text{ м.}$$

Поскольку расстояние от поверхности, на котором производилось наблюдение, было $\sim 1,5$ см, то изменение профиля зоны сжатия в акустическом импульсе при его распространении, по-видимому, можно объяснить

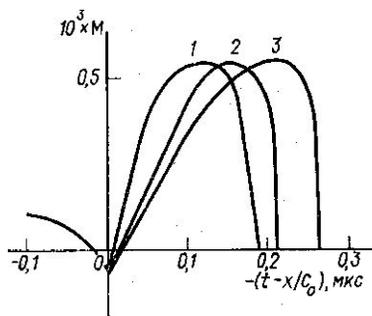


Рис. 6. Профили зоны сжатия в акустическом импульсе на различных расстояниях от поверхности $L_{\text{набл.}}$: 1—0,5; 2—1,5; 3—2, см

нить совместным проявлением нелинейно-акустических и дифракционных эффектов. При этом затухание еще не сказывается, так как характерная длина затухания

$$L_3 \gg L_n, L_d, L_{\text{набл.}}$$

Возникновение второго длинного импульса сжатия связано с проявлением испарительного механизма генерации при нагреве поглощающего слоя до 100°C .

Необходимо отметить, что по мере роста интенсивности оптического импульса излучения амплитуда его, возрастая, подавляет импульс разрежения, формирующийся на этапе проявления теплового механизма генерации звука.

Приведенные результаты показывают, что оптические методы удобны для экспериментального изучения акустических полей. К их достоинствам следует отнести высокую разрешающую способность и наглядность результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бункин Ф. В., Комиссаров В. К. «Акустический журнал», 1973, 3, 305.
2. Есипов И. Б., Наугольных К. А. Тезисы докладов IX Всесоюзной акустической конференции. М., 1977.
3. Ахманов С. А., Гордиенко В. М., Карабутов А. А. и др. Тезисы докладов IX Всесоюзной акустической конференции. М., 1977.
4. Ештон D. C., Geerken V. M., Straaijev A. «Infrared Phys.», 1976, 16, 87—92.
5. Гордиенко В. М., Решилов А. Б., Шмальгаузен В. И. «Акустический журнал», 1978, 1.
6. Васильев Л. А. Теневые методы. М., 1968.
7. Таблицы физических величин. М., 1976.
8. Руденко О. В., Солуян С. И. Теоретические основы нелинейной акустики. М., 1975.

МГУ. Кафедра
общей физики для мехмата