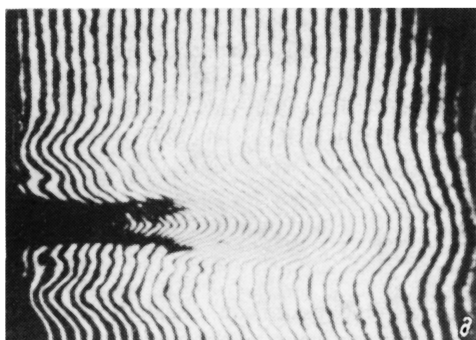
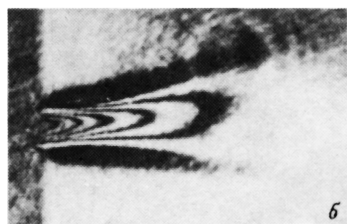
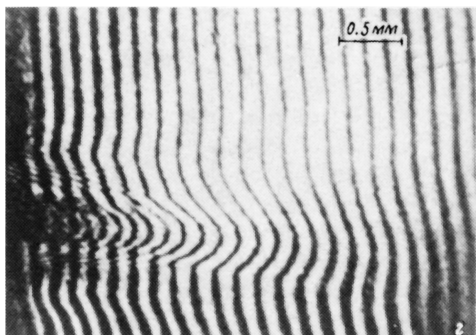
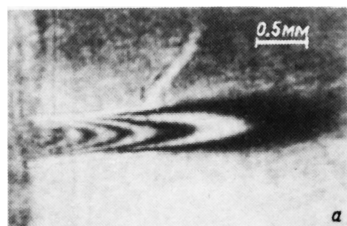


ВИЗУАЛИЗАЦИЯ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН В
РАСТВОРЕ КРАСИТЕЛЯ МЕТОДАМИ
ГОЛОГРАФИЧЕСКОЙ ИНТЕРФЕРОМЕТРИИИ.С. Зейликович, А.М. Ляликов,
Г.Р. Токиер

В данной работе впервые методами голографической интерферометрии исследовано возникновение и развитие акустических волн конечной амплитуды, появляющихся при фокусировке излучения лазера на рубине в кювету с раствором красителя – криптоцианина в эталоне.

Регистрация ультразвуковой волны, распространяющейся в поглощающей жидкости, осуществлялась с помощью пьезодатчика [1, 2]. Используемый в этих работах метод дал возможность определить характер зависимости амплитуды сигнала пьезодатчика от интенсивности возбуждающего излучения, частоту и время затухания ультразвуковой волны, однако не позволил визуализировать фронт акустической волны. Для изучения акусто-оптических искажений, наводимых излучением ламп накачки в растворе красителя, применялись методы голографической интерферометрии [3]. Сложность применения методов голографической интерферометрии для исследования акустических волн, возникающих в растворе красителя, связана с поглощением излучения, используемого для зондирования этого раствора.

Схема экспериментальной установки включала в себя импульсный лазер на рубине с параметрами: $\lambda_p = 0.69$ мкм, $E_p = 1$ Дж, $\tau_p \approx 50$ нс. Вторая гармоника лазера на рубине использовалась для накачки лазера на красителе (родамин 6 Ж) с дифракционной решеткой, установленной в резонаторе под скользящим углом 87° , с параметрами: $\lambda_k = 0.58$ мкм, $E_k \approx 0.5$ мДж, длина когерентности \sim



Интерферограммы, восстановленные с голограмм: а, б, в – настройка на полосу бесконечной ширины (а – временная задержка отсутствует), б – $\tau = 100$ нс, в – $\tau = 200$ нс, г, д – интерферограммы, полученные с одной голограммы ($\tau = 200$ нс), соответствующие коэффициентам чувствительности $\kappa = 1$ (г) и $\kappa = 4$ (д)

0.01 м [4]. Излучение этого лазера использовалось для зондирования. Часть излучения первой гармоники лазера на рубине 20–50 мДж отвечала светоделителем и с помощью линзы фокусировалась в пристеночную область кюветы с этанольным раствором криптоцианина, помещенной в одно из плеч интерферометра Маха-Цендера. Фокальная плоскость фокусирующей линзы совпадала с границей стекложидкость. Излучение лазера на красителе направлялось в многослойную оптическую линию задержки, позволяющую регулировать временной интервал τ между воздействующим и зондирующим импульсами излучения до 200 нс. При поглощении воздействующего излучения в растворе красителя в каустике формировалась осесимметричная область прогрева с характерными размерами: диаметром ~ 0.25 мм и длиной ~ 1 мм. При этом энергия, выделяемая в объеме, составляла ~ 1 КДж/см³. Поглощенная раствором красителя энергия приводила к резкому нагреву в зоне поглощения до температуры ~ 250 °С и повышению давления в этой области до величины ~ 5 кбар.

Физику такого процесса можно смоделировать на основе теории взрыва цилиндрического заряда в жидкости [5], согласно которой

резкое повышение давления в прогретой зоне приводит к образованию цилиндрической акустической волны сжатия, распространяющейся от прогретой зоны и волны разрежения, уходящей в прогретую зону.

С помощью голографической интерферометрии измерялось изменение показателя преломления, обусловленное повышением температуры T в прогретой области и изменением плотности среды ρ в области акустической волны.

Интерферограммы, приведенные на рисунке, а-в, показывают зоны изменения показателя преломления в растворе красителя при воздействии на него излучения лазера на рубине для различных времен задержек τ . Для интерферограммы (см. рисунок, а) временная задержка между максимумами зондирующего и воздействующего импульсов отсутствует. В этом случае изменение показателя преломления связано только с нагревом среды:

$$dn = \left(\frac{\partial n}{\partial T} \right)_{\rho} dT. \quad (2)$$

Интерферограммы (см. рисунок, б, в) характеризуют изменение показателя преломления при задержках $\tau = 100$ и 200 нс соответственно. Как видно из этих интерферограмм, на границе раздела прогретой и холодной областей жидкости возникает цилиндрическая акустическая волна конечной амплитуды, распространяющаяся от прогретой области. Скорость распространения волны можно оценить из интерферограмм (см. рисунок, б, в). Скорость распространения волны $\sim 1.5 \cdot 10^3$ м/с. Следует отметить, что за время 200 нс резкий фронт акустической волны еще не сформировался, поэтому интерференционные полосы в зоне акустической волны имеют плавный изгиб (см. рисунок, д).

Обработка интерферограмм (см. рисунок, г, д), полученных с одной голограммы ($\tau = 200$ нс), соответствующих коэффициентам чувствительности $K = 1$ и $K = 4$ [4, 6], показала, что изменение показателя преломления Δn жидкости в прогретой излучением области отрицательно и составляет величину $\Delta n \approx -5 \cdot 10^{-3}$, при этом $\left(\frac{\partial n}{\partial T} \right)_{\rho} \approx -2 \cdot 10^{-5}$ град $^{-1}$. Для жидкостей $\left| \left(\frac{\partial n}{\partial T} \right)_{\rho} \right| \sim 10^{-5} - 10^{-6}$ град $^{-1}$ [7]. В области акустической волны Δn имеет сложную зависимость вдоль радиальной координаты r , что связано со сжатием и разрежением среды при распространении в ней цилиндрической волны [8]. Максимальное значение Δn в области сжатия акустической волны составляет 10^{-3} у пристеночной области кюветы и уменьшается в два раза при удалении от стенки на расстояние 1 мм. При этом ширина области сжатия волны увеличивается от 0.15 до 0.3 мм.

Таким образом, методы голографической интерферометрии позволили наблюдать возникновение и развитие акустической волны конечной амплитуды, возникающей при поглощении излучения, сфокусированного в кювету с раствором красителя. Обработка полученных интерферограмм позволила определить форму и оценить некоторые характеристики акустической волны.

В заключение выражаем признательность Н.В. Карнаухову, В.Н. Комару, Е.М. Платонову за помощь в постановке эксперимента и обработке результатов.

Л и т е р а т у р а

- [1] Бонч-Бруевич А.М., Разумова Т.К., Старобогатов И.О. - Оптика и спектроскопия, 1974, т. 36, № 4, с. 692-695.
- [2] Бонч-Бруевич А.М., Разумова Т.К., Старобогатов И.О. - Письма в ЖТФ, 1975, т. 1, № 2, с. 65-68.
- [3] Аристов А.В., Козловский Д.А., Стаселько Д.И., Стригун В.Л. - Оптика и спектроскопия, 1978, т. 45, № 4, с. 766-772.
- [4] Зейликович И.С., Ляликов А.М., Спорник Н.М. - Квантовая электроника, 1986, т. 13, № 7, с. 1386-1390.
- [5] Баум Ф.А., Орленко Л.П., Станюкович К.П. и др. Физика взрыва. 2-е изд., перераб., М.: Наука, 1975. 704 с.
- [6] Зейликович И.С. - Оптика и спектроскопия, 1980, т. 49, № 2, с. 396-398.
- [7] Бойко Б.Б., Инсарова Н.И., Олефир Г.И., Петров Н.С. - ЖПС, 1983, т. 39, № 2, с. 273-278.
- [8] Исакович М.А. Общая акустика. М.: Наука, 1973. 495 с.

Гродненский государственный
университет

Поступило в Редакцию
4 июня 1987 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 6

26 марта 1988 г.

ЭФФЕКТ ЗАКАЛКИ ПРИ СТРУКТУРНОМ ПРЕВРАЩЕНИИ *InSb* ПОД ДЕЙСТВИЕМ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

С.В. Жук, Г.Г. Громов,
К.В. Руденко, В.Б. Уфимцев

Ранее в работах [1-4] сообщалось о структурном превращении из равновесной полупроводниковой фазы в метастабильную высокоотражающую в результате импульсного лазерного облучения в среде жидкого азота. Предполагалось, что роль низкотемпературной среды заключается, в частности, в закалке метастабильной фазы.

В настоящей работе детально исследована роль закалки в структурном переходе *InSb* под действием импульсного лазерного излучения ($\lambda = 1.064$ мкм, $\tau = 10$ нс). Лазерному воздействию подвергались образцы *InSb* термостатированные при $T = 77-300$ К