

Физический
ИНСТИТУТ



имени
П.Н.Лебедева

Российской академии наук

Ф И А Н

ПРЕПРИНТ

7

С. Д. ЗОТОВ, С. Ю. КАЗАНЦЕВ, Е. М. КУДРЯВЦЕВ,
А. А. КУЗНЕЦОВ, А. А. ЛЕБЕДЕВ, К. Н. ФИРСОВ

**ИЗМЕРЕНИЕ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ
В СФЕРИЧЕСКОЙ ВОЛНЕ МЕТОДОМ
ТЁПЛЕРА**

Москва — 2016

ПРЕПРИНТЫ ФИАН им. П. Н. ЛЕБЕДЕВА

ISSN 2410-4914

Главный редактор В. И. Ритус, *зам. главного редактора* А. А. Гиппиус,
научный секретарь С. А. Богачев, *ответственный секретарь* Л. В. Селезнев

Редакционная коллегия: В. С. Бескин, А. А. Горбацевич, О. Д. Далькаров,
Е. И. Демихов, И. Г. Зубарев, К. П. Зыбин, А. А. Ионин, Н. Н. Колачевский,
Е. Р. Корешева, С. Ф. Лихачев, А. С. Насибов, И. Д. Новиков, В. Н. Очкин,
Н. Г. Полухина, В. С. Лебедев, Н. Н. Сибельдин, Д. Р. Хохлов, С. А. Чайковский

Информация

Препринты ФИАН им. П. Н. Лебедева издаются с 1964 г.

Издатель: Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук (ФИАН)

Адрес редакции: Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53, ФИАН

Тел.: +7 (499) 132-6137, +7 (499) 783-3640;

E-mail: preprins@sci.lebedev.ru, irinakh@sci.lebedev.ru

Страница сборника «Препринты ФИАН им. П. Н. Лебедева» в интернете:

<http://preprints.lebedev.ru/>

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ ИМ. П.Н. ЛЕБЕДЕВА

С. Д. Зотов, С. Ю. Казанцев, Е. М. Кудрявцев, А. А. Кузнецов,
А. А. Лебедев, К. Н. Фирсов

**ИЗМЕРЕНИЕ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ
В СФЕРИЧЕСКОЙ ВОЛНЕ МЕТОДОМ ТЁПЛЕРА**

№ 7

Москва 2016

АННОТАЦИЯ

С.Д. Зотов, С.Ю. Казанцев, Е.М. Кудрявцев, А.А. Кузнецов, А.А. Лебедев,
К.Н. Фирсов

Измерение показателя преломления в сферической волне методом Тёплера

Рассмотрен вопрос об измерении показателя преломления в сферической волне методом Теплера. Рассчитана форма сигнала с двухсекционного фотодетектора при различных профилях волнового фронта. Установлена взаимосвязь между характеристиками ширен-сигнала и параметрами исследуемой волны.

Проведены измерения волновых возмущений, возбуждаемых в воде при воздействии инфракрасного лазерного импульса на ее поверхность. Показано, что эти возмущения имеют ширину ~ 2 мм и распространяются со скоростью звука.

Получена нижняя оценка для амплитуды изменения показателя преломления Δn_b и установлено, что ее значения обратно пропорциональны радиусу волны. Минимальная зарегистрированная величина Δn_b составляет $\sim 10^{-8}$.

Для определения формы возбуждаемых волн и повышения точности измерения их ширины и амплитуды следует улучшать быстродействие системы регистрации.

Измерение показателя преломления в сферической волне методом Тёплера

С.Д.Зотов^{*}, С.Ю.Казанцев^{**}, Е.М.Кудрявцев^{*}, А.А.Кузнецов^{*}, А.А.Лебедев^{*},
К.Н. Фирсов^{**}

^{*} Физический институт им.П.Н.Лебедева Российской Академии Наук,
119991 г. Москва, Ленинский просп., д. 53, e-mail: smith@sci.lebedev.ru

^{**} Институт общей физики им.А.М.Прохорова Российской Академии Наук,
119991 г. Москва, ул. Вавилова, 38

1. Введение

Теневые методы широко применяются в различных областях для исследования неоднородностей в прозрачных преломляющих средах [1-6]. Они могут использоваться не только для проверки наличия участков с отклонением показателя преломления, но и для определения характера этих отклонений. В случае одномерных неоднородностей измеряемый шпирен-сигнал соответствует производной профиля показателя преломления, поэтому нетрудно извлечь информацию об их величине и пространственном распределении. В остальных случаях зависимость носит более сложный характер, и для каждой конкретной ситуации необходимо установить связь между формой измеряемого сигнала и параметрами исследуемых неоднородностей.

Целью настоящей работы являлась отработка простой и универсальной методики для измерения изменений оптических характеристик среды, вызванных распространяющимся в ней волновым процессом. Рассмотрен вопрос об определении показателя преломления в упругой сферической волне с помощью метода Тёплера без ножа Фуко. Рассчитана форма сигнала с двухсекционного фотодетектора при различных профилях волнового фронта. Проведено сравнение с экспериментальными данными, полученными при воздействии лазерного импульса на поверхность воды. Определены ширина возмущенного участка и скорость его распространения. Получена оценка амплитуды показателя преломления и указаны границы применимости данного метода.

2. Расчет шлирен-сигнала для сферической волны

Рассмотрим вопрос об измерении показателя преломления в сферической волне, распространяющейся в однородной среде из точки O (см. Рис. 1). На расстоянии L от центра волны проходит зондирующий луч He-Ne лазера с длиной волны $\lambda = 0,63$ мкм. Излучение зондирующего лазера попадает на фотодетектор ФД 20КП, разностный сигнал с двух секций которого усиливается и поступает на систему регистрации.

Лазерный пучок настроен симметрично на обе секции детектора, что дает нулевой разностный сигнал. При возникновении в области зондирования оптической неоднородности лазерный пучок отклоняется в направлении градиента показателя преломления, а пятно на детекторе смещается, вызывая появление ненулевого сигнала.

Распределение показателя преломления в сферической волне описывается функцией $n(\rho)$, где ось ρ проходит через точку O и направлена к ней, а нулевая отметка расположена в начале переднего волнового фронта. Показатель преломления отличается от своего значения в невозмущенной среде n_0 только в области $0 < \rho < 2h$ ($2h$ – ширина возмущенного участка) и достигает максимального значения ($n_0 + \Delta n$) при $\rho = h$.

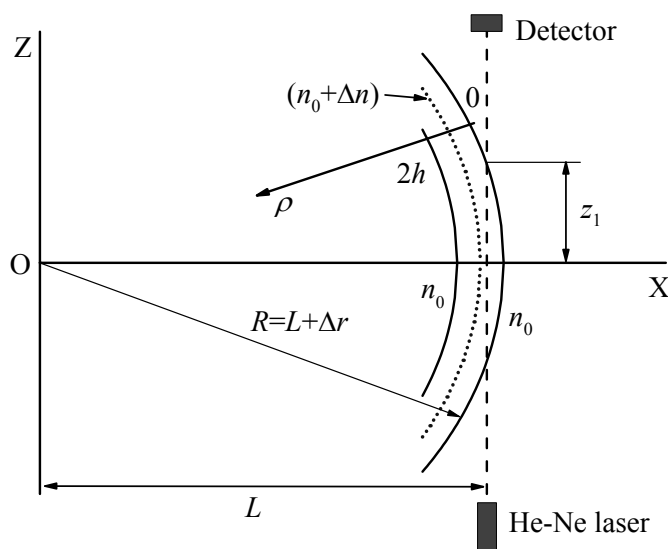


Рис.1. Схема для расчета шлирен-сигнала.

Изменение направления лазерного пучка $d\alpha$ при прохождении небольшого неоднородного участка длиной dz определяется величиной проекции градиента показателя преломления на ось X, выходящую из центра волны и пересекающую зондирующий луч (его изначальное положение) под прямым углом [7]

$$d\alpha = (1/n_0) \cdot (\partial n / \partial \rho) \cdot \cos \gamma \cdot dz \quad (1)$$

где γ – минимальный угол между осями ρ и X. Результирующий (суммарный) угол отклонения зондирующего луча α после прохождения всего возмущенного участка равняется

$$\alpha = \frac{2}{n_0} \int_0^{z_1} (\partial n / \partial \rho) \cdot \cos \gamma \cdot dz \quad (2)$$

где $(z_1 - 0)$ – половина длины возмущенного участка. Ее величина зависит от радиуса кривизны исследуемой волны $R = L + \Delta r$ и при $L < R < L + 2h$ составляет

$$z_1 = \sqrt{2L \cdot \Delta r + (\Delta r)^2} \quad 0 < \Delta r < 2h \quad (3)$$

При радиусе кривизны волнового фронта $R > (L + 2h)$ половина длины возмущенного участка равняется $(z_1 - z_2)$, где значение z_2 дается формулой

$$z_2 = \sqrt{2L \cdot (\Delta r - 2h) + (\Delta r - 2h)^2} \quad \Delta r > 2h \quad (4)$$

В этом случае для вычисления угла отклонения зондирующего луча α можно воспользоваться интегралом (2), заменив нижний предел интегрирования с 0 на z_2 . При интегрировании следует учитывать, что $\cos(\gamma) = [1 + (z/L)^2]^{-0,5}$, а связь между величинами ρ и z для любой точки, расположенной на оси зондирующего пучка как в пределах $0 < z < z_1$, так и $z_2 < z < z_1$, определяется выражением $\rho = L + \Delta r - (L^2 + z^2)^{0,5}$.

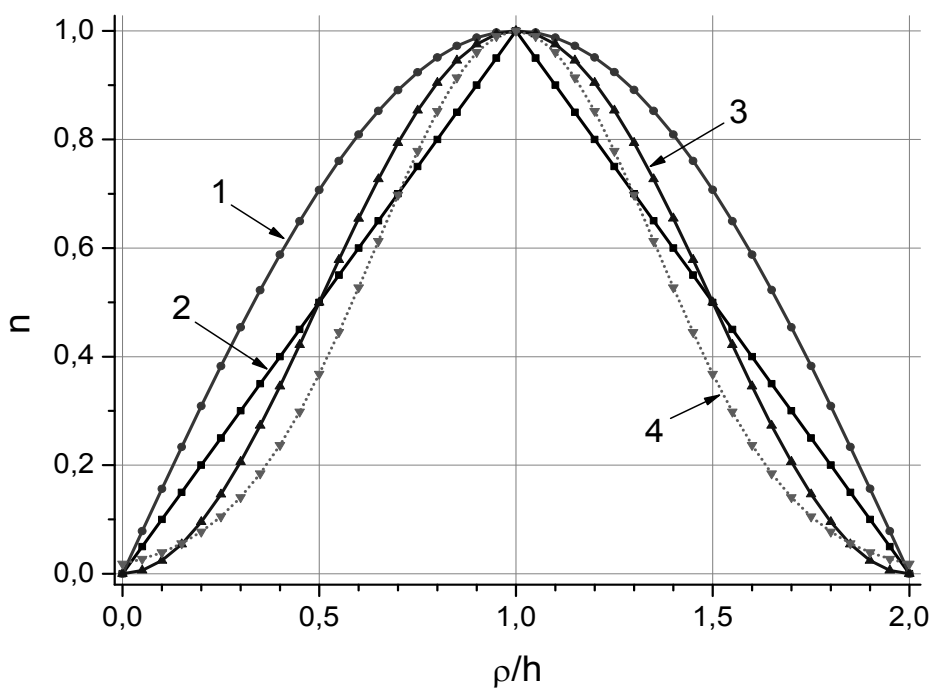
В работе исследованы различные профили показателя преломления: с монотонным уменьшением производной от края к вершине (выпуклость вверх); с постоянной производной (линейная зависимость); с колоколообразной формой производной (с точкой перегиба) при разных положениях максимума между краем и вершиной.

Из проведенного анализа следует, что при $L \gg h$ зависимости угла отклонения зондирующего луча α от приращения радиуса волны Δr пропорциональны величине $\sim (\Delta n/n_0) \cdot (L/h)^{0,5}$. А по оси абсцисс масштабирующим множителем является $-1/h$, т. е. выражение для угла отклонения имеет следующий вид

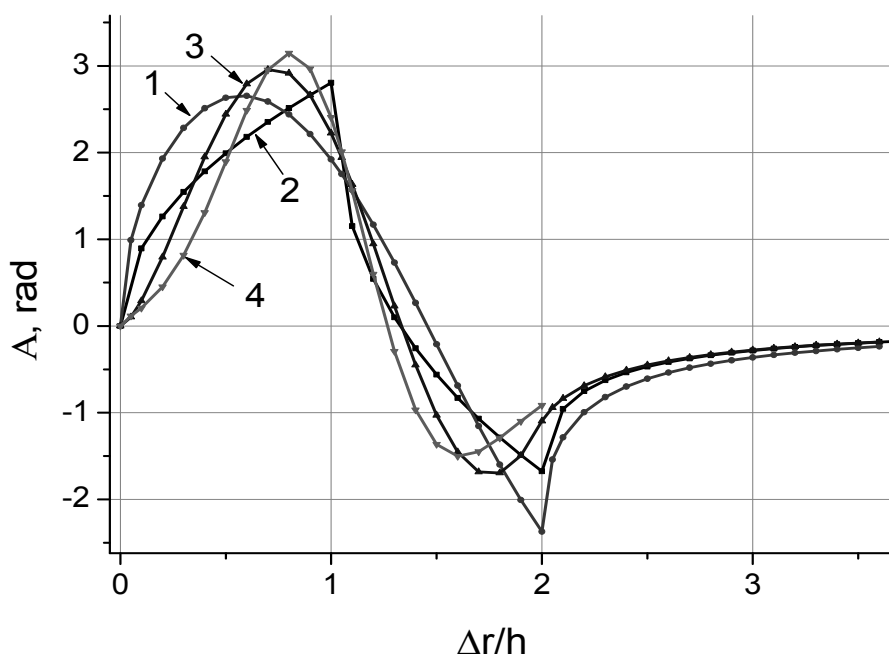
$$\alpha(\Delta r/h) = A(\Delta r/h) \cdot (\Delta n/n_0) \cdot \sqrt{L/h} \quad (5)$$

где зависимость $A(\Delta r/h) = \alpha(\Delta r/h) / [(\Delta n/n_0) \cdot (L/h)^{0,5}]$ можно назвать приведенной ширен-функцией для уединенной сферической волны. Вид функции $A(\Delta r/h)$ полностью определяется формой распределения показателя преломления в исследуемой волне $n(\rho)$ и не зависит от его амплитуды Δn и ширины $2h$, а также от показателя преломления в невозмущенной среде n_0 и расстояния между центром волны и зондирующим лучом L .

На Рис. 2а показаны распределения показателя преломления $n(\rho/h)$ исследованных профилей: Кривая 1 – $n = \sin(\pi\rho/2h)$, 2 – $|\rho/h - 1| - 1$, 3 – $\sin^2(\pi\rho/2h)$, 4 – $\exp\{-[2(\rho/h - 1)]^2\}$. На Рис. 2б – результаты расчета приведенных ширен-функций $A(\Delta r/h)$, соответствующих этим распределениям. Видно, что все 4 функции состоят из положительной и отрицательной (с меньшей амплитудой) полуволн. Обратим внимание на то, что для всех исследованных профилей разность между максимальным и минимальным значениями $A(\Delta r/h)$ с точностью до 6 % составляет 4,75 рад. А «ширина» положительной полуволны с точностью до $\sim 7\%$ равна 1,36 ($\Delta r/h$).



a)



б)

Рис. 2. Распределения показателя преломления (а) и соответствующие им функции $A(\Delta r/h)$ (б): Кривая 1 – $n = \sin(\pi\rho/2h)$, 2 – $|\rho/h - 1| - 1$, 3 – $\sin^2(\pi\rho/2h)$, 4 – $\exp\{-[2(\rho/h - 1)]^2\}$.

3. Экспериментальная установка

Схема экспериментальной установки показана на Рис.3. Исследовались волновые возмущения, возбуждаемые в воде при воздействии на ее поверхность излучения нецепного электрохимического HF лазера, спектр генерации которого ($\lambda=2.6 \div 3$ мкм) содержит линии с экстремально большими коэффициентами поглощения в гидроксилсодержащих жидкостях $K \sim 10^4 \text{ см}^{-1}$ [8,9]. Энергетические и спектральные характеристики использовавшегося лазера подробно описаны в работе [10]. Система медных зеркал Z_1, Z_2, Z_3 позволяла варьировать угол падения излучения и размер лазерного пятна на поверхности воды. Для ослабления интенсивности излучения HF лазера использовались калиброванные фильтры. Форма и энергия возбуждающего импульса регистрировались с помощью фотоприемника Vigo systems PVI-2TE с временным разрешением ~ 1 нс и калориметром QE95ELP-H-MB-CO соответственно. Сигнал с фотоприемника приведен на Рис. 4, энергия импульса составляла 50 мДж, длительность – $\Delta t_{0,5} = 60$ нс.

Вода находилась в аквариуме, имеющем форму параллелепипеда с внутренними размерами 489 x 395 x 289 мм³. Толщина стеклянных стенок 4 мм. Ось возбуждающего пучка была направлена вертикально и проходила через центр аквариума, с целью максимального удаления области взаимодействия излучения HF лазера с водой от стенок сосуда. Размер пятна облучения на поверхности воды составлял около 3мм.

Заполненный водой аквариум пересекался зондирующими лучами двух He-Ne лазеров ($\lambda = 0,63$ мкм, мощность излучения ~ 5 мВт). Для их ослабления использовался нейтральный фильтр NG9 1мм. Оба горизонтальных луча лежали в одной плоскости с осью возбуждающего пучка. После прохождения аквариума излучение попадало на двухсекционные фотодетекторы ФД 20КП, расположенные на расстоянии 945 мм и 815 мм от него. Изменяя уровень воды H можно регулировать глубину L_1 и L_2 , на которой происходит зондирование.

Сигналы со всех фотоприемников поступали на цифровой запоминающий 4-канальный осциллограф Tektronix TDS 2024C с полосой пропускания 200

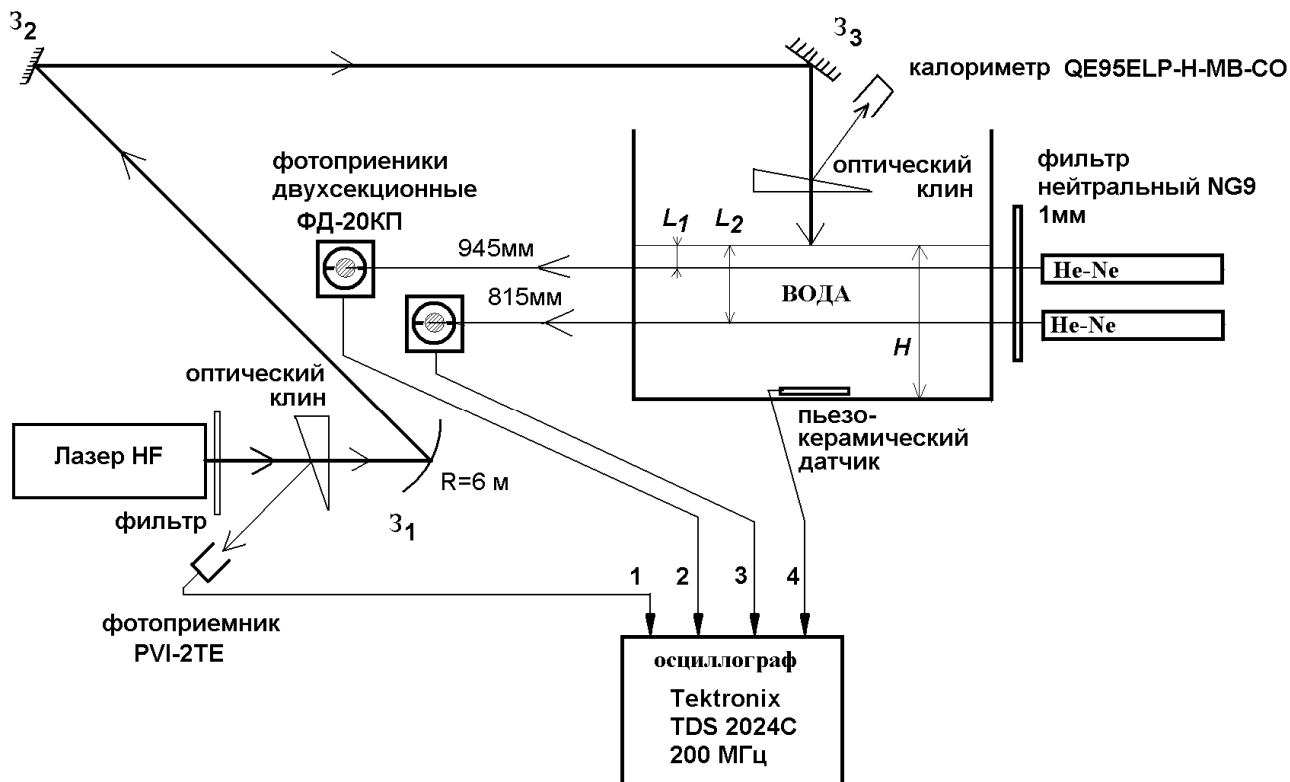


Рис.3. Схема экспериментальной установки.

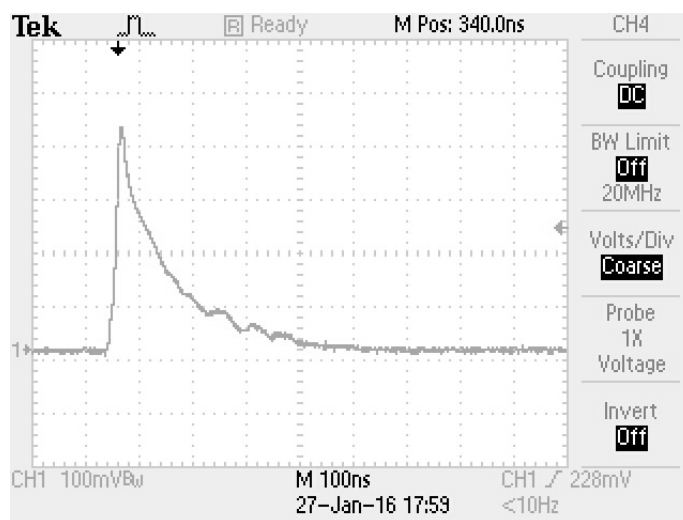


Рис. 4. Осциллограмма импульса излучения HF лазера.

МГц. Каналы Ch1, Ch2 и Ch3 относятся к возбуждающему импульсу HF лазера, верхнему и нижнему зондирующим He-Ne лазерам соответственно. Четвертый канал Ch4 подключен к пьезокерамическому датчику, который устанавливался под центром волнового возмущения на различной глубине. В данной модели осциллографа предусмотрен режим регистрации данных, позволяющий усреднять до 128 осциллограмм.

4. Результаты и их обсуждение

4.1. Скорость распространения волны

На Рис. 5 представлены результаты эксперимента с глубиной воды в аквариуме 328 мм, усредненные по 64 измерениям. Видно, что на нижнем канале (Ch3) зарегистрированы три сигнала, относящиеся к прохождению волнового возмущения. Причем второй сигнал соответствует пересечению зондирующего луча, расположенного на глубине 40 мм, после отражения волны от дна аквариума, а третий – от поверхности воды. Аналогичная картина наблюдается и на верхнем канале (Ch2). Отличие состоит лишь в том, что третий сигнал сильно «зашумлен», и установить точное время его появления не представляется возможным. Эти «шумы» могут возникать при отражении волны от поверхности воды и воздействовать на зондирующий луч, расположенный на небольшой глубине (~ 3,5 мм).

На Рис. 6 показаны расстояния R , пройденные волной за соответствующий период времени: кружками для канала Ch2, квадратами – для Ch3. Там же приведен результат другого эксперимента, полученный усреднением 64 измерений с пьезокерамического датчика Ch4, расположенного на глубине 328 мм (обозначен треугольником).

Видно, что все экспериментальные точки лежат на прямой линии, соответствующей скорости распространения волны $v = 1,48$ мм/мксек, совпадающей со справочным значением скорости звука в воде [11]. То есть, регистрируемые изменения показателя преломления связаны с распространением упругой волны.

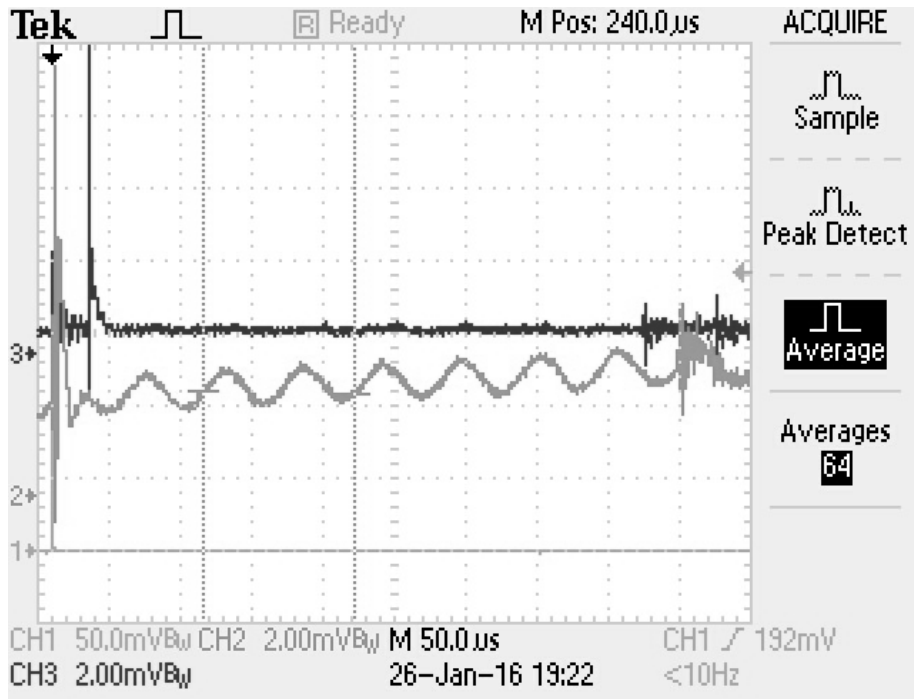


Рис. 5. Осциллограммы ширен-сигналов для каналов Ch2 (средний луч) и Ch3 (верхний луч).

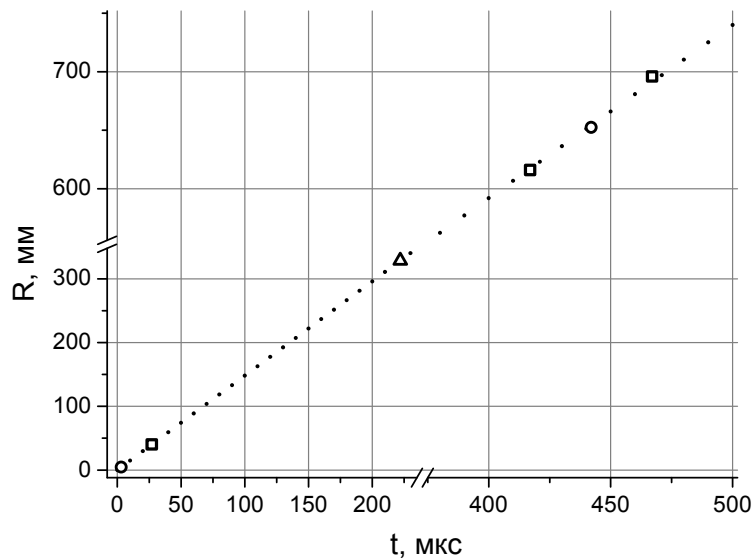


Рис. 6 Зависимость расстояния, пройденного волной, от времени.
Кружки – канал Ch2, квадраты – Ch3, треугольник – Ch4.

4.2. Быстродействие системы регистрации и ширина волны.

На Рис. 7 приведена типичная экспериментальная зависимость шлирен-сигнала $U(t)$, зарегистрированного при пересечении зондирующего луча возбужденной волной. Кривая получена на канале Ch2 на глубине 7,5 мм, усреднением 64 измерений. Видно, что характер зависимости в целом согласуется с результатами расчета, приведенными в Разделе 2. На графике наблюдаются две полуволны, причем отрицательная – с меньшей амплитудой. Из этого можно заключить, что при воздействии лазерного импульса на поверхность в воде возбуждается и распространяется сферическая волна показателя преломления с передним и задним фронтами.

Длительность положительной полуволны $T_{0,5}$ равняется $\sim 0,85 \div 1,05$ мкс, что приблизительно соответствует сигналу с периодом $\sim 1,7 \div 2,1$ мкс и частотой $f = 1/(2 \cdot T_{0,5}) \sim 480 \div 600$ кГц. Сопоставим эти параметры с быстродействием измерительной системы.

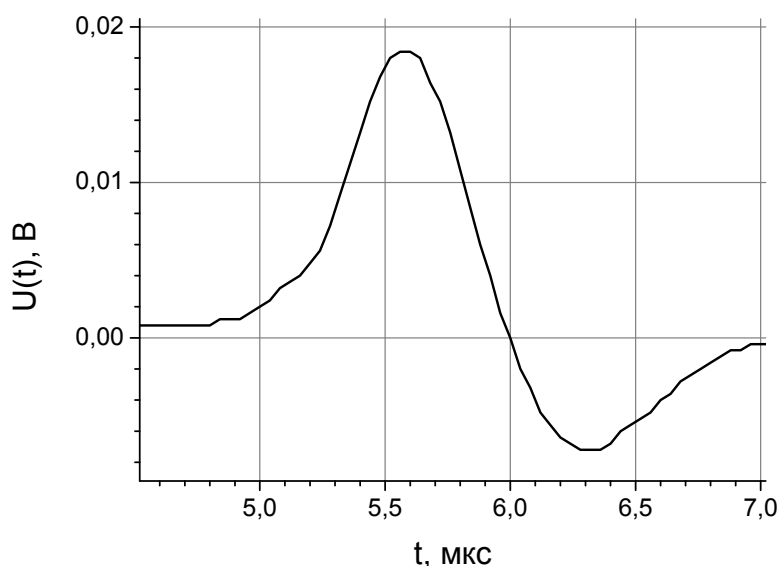


Рис. 7. Экспериментальная зависимость шлирен-сигнала (канал Ch2, $L = 7,5$ мм).

Для оценки быстродействия была определена реакция канала Ch2 на лазерный импульс длительностью 5 нсек (длина волны генерации 1 мкм, мощность излучения 100 мВт, частота следования импульсов 6 кГц). Результат измерений приведен на Рис. 8, из которого следует, что длительность лазерного импульса много меньше времени переходного процесса. Поэтому входной сигнал можно приближенно рассматривать как дельта-функцию Дирака $\delta(t)$, а измеренный отклик – как весовую функцию $w(t)$. Интеграл по времени от весовой функции представляет собой переходную характеристику $h(t)$, т. е. реакцию системы регистрации на единичную ступенчатую функцию $1(t)$. На Рис. 9 показан график зависимости $h(t) = -\int w(t) \cdot dt$, из которого длительность переходного процесса $t_{\text{пр}}$ можно оценить в несколько микросекунд (от 1 до 3 мкс). Справочное значение для фотодетектора ФД 20КП – не более 5 мкс [12].

Если полагать, что передаточная функция измерительного тракта описывается апериодическим звеном 1-го порядка, то постоянная времени $\tau = t_{\text{пр}}/3$ будет составлять от 0,33 до 1,67 мкс. Тогда граничная (предельная) частота $f_0 = 1/2\pi\tau$ будет лежать в пределах от ~ 100 кГц до 480 кГц.

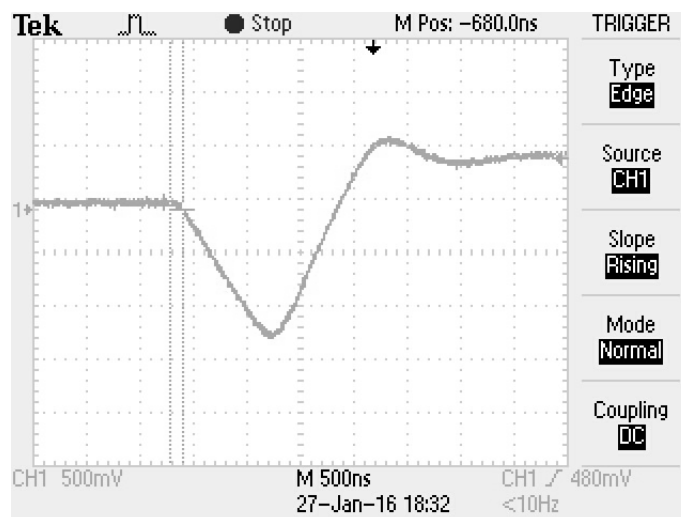


Рис. 8. Осциллограмма отклика канала Ch2 на короткий (5 нсек) лазерный импульс.

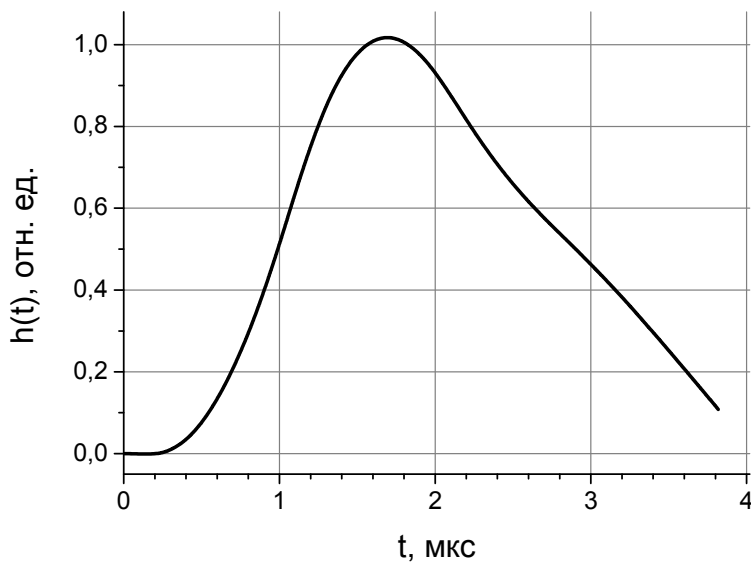


Рис. 9. Переходная характеристика $h(t)$ канала Ch2.

Таким образом, основная (первая) гармоника регистрируемого сигнала $U(t)$ больше граничной частоты f_0 . Тем не менее, как уже отмечалось выше, характер измеренной зависимости в целом согласуется с результатами расчета.

В этой ситуации, по-видимому, из экспериментальных данных более или менее достоверно можно определить только ширину исследуемой волны $2h$. Для амплитуды волны Δn можно получить лишь нижнюю оценку, так как из-за недостаточного быстродействия фотодетектора сигнал не «успевает» достигать максимальных значений. Соответственно, искаженная форма сигнала $U(t)$ не позволяет судить о распределении показателя преломления.

Длительность положительной полуволны $T_{0,5}$ шпирен-сигнала $U(t)$ равняется $0,95 \pm 0,1$ мкс. Основная погрешность при измерении $T_{0,5}$ возникает из-за трудности точного определения момента появления сигнала, вследствие пологого фронта на начальном участке и наличия шумов. Это связано, в частности, с инерционностью фотоприемника. Размер распространяющейся в воде волны $2h$ с точностью до $\sim 7\%$ описывается формулой $2h = 2 \cdot v \cdot T_{0,5} / 1,36$ (см. раздел 2), и составляет $\approx 2,1$ мм. Полная относительная погрешность около 18% .

4.3. Амплитуда показателя преломления.

Величина регистрируемого шпирен-сигнала U пропорциональна чувствительности системы $S = dU/d\alpha$ и углу отклонения зондирующего луча α , определяющемуся соотношением (5). Если учесть, что среднее значение разности между максимумом и минимумом приведенной шпирен-функции $A(\Delta r/h)$ равно 4,75 рад (см. раздел 2), то выражение для амплитуды показателя преломления Δn можно записать в виде

$$\Delta n \approx \frac{(\Delta U)_{\max}}{4,75 \cdot S} \cdot \frac{n_0}{\sqrt{L/h}} \quad (6)$$

где $(\Delta U)_{\max} = (U_{\max} - U_{\min})$ – разность между максимальным и минимальным значениями измеренного шпирен-сигнала. Формула (6) применима, когда постоянная времени системы регистрации τ , полуширина исследуемой волны h , и скорость ее распространения v удовлетворяют следующему условию – $\tau \ll h/(4 \cdot v)$. Кроме того, в этом случае из зарегистрированного сигнала U можно извлечь информацию о профиле показателя преломления. Для более узких и/или быстрых волн выражение (6) может служить оценкой снизу Δn_b для амплитуды волны Δn .

Чувствительность системы к отклонению S определяется расстоянием от пересечения зондирующего пучка с неоднородностью до детектора z_{det} , диаметром пятна на приемной площадке $2w$ и суммарным сигналом с обеих секций U_{tot} . Если лазерное излучение полностью находится в пределах приемной площадки детектора, то при малых отклонениях ($|\alpha| < 0,4 \cdot w/z_{det}$) чувствительность системы можно вычислить с помощью формулы [13,14]

$$S \approx 1,5 \cdot U_{tot} \cdot z_{det} / w \quad (7)$$

В этом случае выражение (6) можно представить в следующем виде

$$\Delta n \approx \frac{(\Delta U)_{\max}}{7 \cdot U_{\text{tot}}} \cdot \frac{n_0}{\sqrt{L/h}} \cdot \frac{w}{z_{\text{det}}} \quad (8)$$

Однако, в наших экспериментах диаметр пятна практически совпадает с шириной приемной площадки, и крылья гауссова пучка выходят за ее пределы. Это может приводить к понижению чувствительности, поэтому величина S определялась экспериментально с помощью калиброванного смещения. При измерениях получены значения 1,7 В/мрад и 1,1 В/мрад для каналов Ch2 и Ch3 соответственно.

На Рис. 10 представлены значения нижней оценки для амплитуды изменения показателя преломления Δn_b , полученные из (6), при различных расстояниях $R = L$, пройденных упругой волной. Треугольниками обозначены результаты для канала Ch2, кружками – для Ch3. Значок, соответствующий $R = 4,5$ мм, немного выпадает из общей последовательности. Это может быть связано с тем, что глубина, на которой расположен зондирующий луч, сопоставима с размером пятна от возбуждающего лазера на поверхности воды. Поэтому достоверность определения Δn_b в данной точке вызывает сомнение.

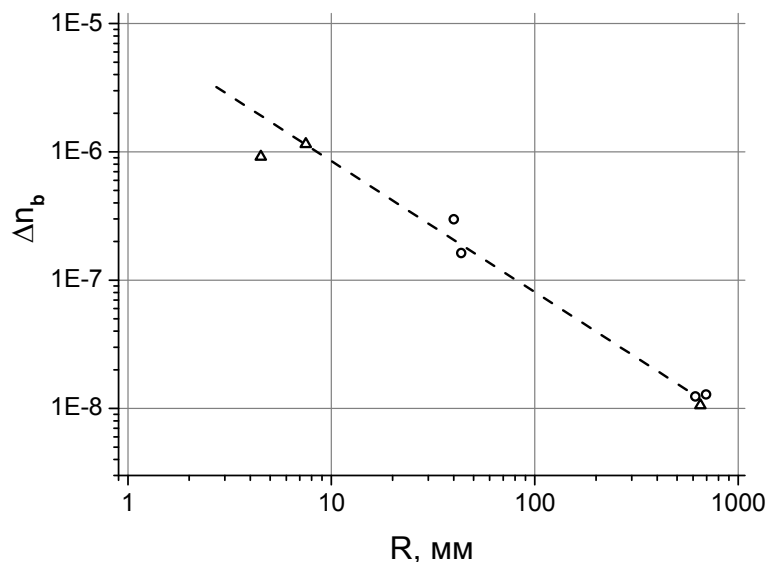


Рис. 10. Зависимость нижней оценки для амплитуды волны от ее радиуса.

Из рисунка видно, что, остальные экспериментальные точки, несмотря на имеющийся разброс в области ~ 40 мм, можно аппроксимировать прямой (штриховая линия), которая соответствует обратной пропорциональной зависимости амплитуды показателя преломления от радиуса волны, т. е. $\Delta n_b \sim 1/R$. Минимальное зарегистрированное значение $\Delta n_b = 10^{-8}$.

5. Заключение

Рассмотрен вопрос об измерении показателя преломления в сферической волне с помощью метода Тёплера. Рассчитана форма сигнала с двухсекционного фотодетектора при различных профилях волнового фронта. Установлено, что зависимости угла отклонения зондирующего луча α от приращения радиуса волны Δr пропорциональны относительному изменению показателя преломления и квадратному корню из отношения расстояния от центра волны до зондирующего луча к ширине волны, т. е. величине $\sim (\Delta n/n_0) \cdot (L/h)^{0,5}$.

Экспериментально показано, что при облучении поверхности импульсом НФ-лазера (энергия 50 мДж, длительность $\Delta t_{0,5} = 60$ нс, $\lambda \sim 2,8$ мкм, размер пятна 3мм) в воде возбуждается упругая сферической волна, сопровождающаяся возмущением показателя преломления. Сформулированы требования к быстродействию измерительной системы, выполнение которых необходимо для нахождения параметров этого возмущения.

В условиях нашего эксперимента быстродействие системы ~ 1 мкс, ширина регистрируемых возмущений составляет ~ 2 мм при относительной погрешности ~ 18 %. Значения нижней оценки их амплитуды Δn_b , полученные при различных расстояниях R , пройденных волной, можно аппроксимировать обратно пропорциональной зависимостью, т. е. $\Delta n_b \sim 1/R$. Минимальная величина зарегистрированной амплитуды $\Delta n_b = 10^{-8}$.

Для определения формы возбуждаемых возмущений и повышения точности измерения их ширины и амплитуды необходимо улучшать быстродействие системы регистрации.

Литература

1. В.С. Зиборов, Р.А. Галиуллин, В.П. Ефремов, В.В. Шумова, В.Е. Фортов. Вестник МГОУ, Серия: Физика-Математика, 2014, № 4, с. 105-109.
2. V.M. Yermachenko, A.P. Kuznetsov, V.N. Petrovskiy, N.M. Prokopova, A.P. Strel'tsov, and S.A. Uspenskiy. Laser Physics, 2011, Vol. 21, No. 8, pp. 1530-1537.
3. A. Kuznetsov, A. Golubev, K. Gubskii, D. Koshkin. Physics Procedia, 2015, 71, pp. 282-286.
4. S. Yamamoto, Y. Tagawa, M. Kameda. Experiments in Fluids, 2015, 56:93, 7 p.
5. П.В. Козлов, Ю.В. Романенко. Физико-химическая кинетика в газовой динамике, 2014, Т.15, вып. 2; <http://chemphys.edu.ru/issues/2014-15-2/articles/220/>
6. А.А. Павлов, Ал.А. Павлов, М.П. Голубев. Вестник Новосибирского гос. ун-та, Серия: Физика, 2014, Т. 9, вып. 1, с. 15-28.
7. Л.А. Васильев. Теневые методы. М.: Наука, 1968, 400 с.
8. S.N. Andreev, K.N. Firsov, S.Yu. Kazantsev, I.G. Kononov and A.A. Samokhin. Laser Physics, 2007, Vol. 17, No. 6, pp. 834-841.
9. S.N. Andreev, N.N. Il'ichev, K.N. Firsov, S.Yu. Kazantsev, I.G. Kononov, L.A. Kulevski and P.P. Pashinin. Laser Physics, 2007, Vol. 17, No. 8, pp.1041-1052.
10. K.N. Firsov, E.M. Gavrishchuk, S.Yu. Kazantsev, I.G. Kononov, A.A. Maneshkin, G.M. Mishchenko, S.M. Nefedov, S.A. Rodin, S.D. Velikanov, I.M. Yutkin, N.A. Zaretsky, E.A. Zotov. Laser Physics Letters, 2014, Vol. 11, No. 12, 125004.
11. А.П. Бабичев, Н.А. Бабушкина, А.М. Братковский и др. Физические величины: Справочник. М.: Энергоатомиздат, 1991, 1232 с.
12. М.Д. Аксененко, М.Л. Баранчиков. Приемники оптического излучения: Справочник. М.: Радио и связь, 1987. – 296 с.
13. А.А. Кузнецов. Оптимизация метода Тёплера с двухсекционным фотодетектором. Препринт ФИАН № 21, 2011, 19 с.
14. А.А. Кузнецов. Современная наука: актуальные проблемы теории и практики, серия Естественные и технические науки, 2012, № 4-5, с. 3-9.

Сергей Дмитриевич ЗОТОВ
Сергей Юрьевич КАЗАНЦЕВ
Евгений Михайлович КУДРЯВЦЕВ
Алексей Анатольевич КУЗНЕЦОВ
Александр Анатольевич ЛЕБЕДЕВ
Константин Николаевич ФИРСОВ

**Метод решения задачи о рассеянии фотонов на релятивистских электронах
на основе концепции дополнительного пространственного измерения**

Формат 60x84/16. Бумага офсетная. Печать офсетная. Тираж 140 экз. Заказ № 27
Отпечатано с оригинал-макета заказчика в типографии РИИС ФИАН
119991 Москва, Ленинский проспект 53