

01;07;08;12

Особенности регистрации сигнала при акустооптической визуализации рассеивающих сред

© А.П. Соловьев, М.И. Перченко, Ю.П. Синичкин, О.В. Зюрюкина

Научно-исследовательский институт механики и физики при Саратовском государственном университете,
410026 Саратов, Россия
e-mail: yasin@optics.sgu.ru

(Поступило в Редакцию 30 октября 2001 г.)

Получено выражение для сигнала с фотоприемника на ультразвуковой частоте, возникающего в результате смешения на его фотокатоде полей волн дифракции в случае ограниченных в пространстве оптического и звукового пучков и малых углов Брэгга. Проведены измерения переменного тока при освещении рассеивающей среды, пересекаемой сфокусированным ультразвуковым пучком с частотой 3 МГц, непрерывным излучением He-Ne лазера. Удовлетворительное соответствие экспериментальных данных результатам расчета по полученным формулам свидетельствует о правомерности предложенного представления об акустооптическом взаимодействии в среде — дифракции Рамана–Ната. Теоретически предсказаны и экспериментально подтверждены оптимальные с точки зрения максимального сигнала и отношения сигнала к шуму условия измерения переменного тока, являющегося параметром акустооптической визуализации.

Введение

Анализ характеристик прошедшего через рассеивающую среду оптического излучения и их изменений лежит в основе оптической томографии сред. Проблема оптической визуализации с высоким контрастом и пространственным разрешением неоднородностей, расположенных в рассеивающих средах, является объектом значительной исследовательской активности [1]. Акустооптическая визуализация, являющаяся одним из видов когерентной оптической визуализации, основана на анализе характеристик света, прошедшего через среду, пересекаемую ультразвуковым (УЗ) пучком [2,3]. При этом в прошедшем оптическом излучении появляется частотная модуляция на ультразвуковой частоте. Пространственное разрешение метода тем выше, чем выше УЗ частота, но с ростом частоты увеличивается затухание акустической волны в среде. Поэтому при глубоком зондировании, до 10 с водных сред, в том числе и биологических, используются УЗ частоты в диапазоне 1–10 МГц [4,5], чтобы избежать, с одной стороны, значительного затухания и в то же время получить достаточно высокое пространственное разрешение. Характеристики же рассеивающей среды, на которую воздействуют пересекающиеся оптический и акустический пучки, могут анализироваться путем измерения пространственного распределения модуляционных характеристик прошедшего через среду света при сканировании области зондирования в среде и восстановления характеристик среды по измеренным распределениям.

В настоящей работе в качестве причины модуляции света рассматривается его дифракция на упругой акустической волне. Поскольку дифрагированные поля возникают в области пересечения светового и акустического излучений, они несут информацию о состоянии среды, а следовательно, о наличии и характере неоднородностей с отличающимися оптическими свойствами в этой области. Очень малые углы дифракции при низких частотах

звука приводят к перекрытию дифрагированных пучков и трудностям пространственного разделения модулированного и дифрагированного сигналов. В этом случае модуляционные характеристики вышедшего из среды света удобно изучать по переменному току на ультразвуковой частоте, возникающему в результате смешения на фотоприемнике полей волн дифракции. Фазовые соотношения этих полей становятся важными, поскольку приводят к зависимости переменного тока от условий его регистрации.

В предлагаемой работе показано, что смещение полей дифрагированных пучков на фотокатоде приводит к появлению переменного тока на ультразвуковой частоте в результате гетеродинамирования, причем в качестве гетеродина выступает поле нулевого порядка дифракции, обладающее наибольшей интенсивностью при малой мощности звукового пучка. Приведена схема получения выражения переменной составляющей фототока на ультразвуковой частоте для случая ограниченных в пространстве оптического и звукового пучков и малых углов дифракции. Теоретически и экспериментально исследованы пространственные амплитудно-фазовые характеристики переменной составляющей тока в зависимости от положения фотоприемника относительно точки пересечения осей звукового и лазерного излучений. Теоретически получены и сопоставлены с экспериментом оптимальные условия наблюдения переменной составляющей тока на ультразвуковой частоте для разных значений частот звуковой волны. Анализируется возможность использования внешнего гетеродина.

Теоретическое рассмотрение

При распространении для определенности вдоль оси x оптического излучения в среде с показателем преломления n_0 (ω , k_0 — частота и волновой вектор оптической

волны в среде), пересекаемой ультразвуковым пучком (Ω, K — круговая частота и волновой вектор звуковой волны, w — ширина пучка), направленным вдоль оси z , возникает дифракция Рамана–Ната, если выполнено условие $Q = \omega K^2/k_0 \ll \pi/2$ [4]. Все дифрагированные волны, порядок которых отличается на единицу, могут участвовать в возникновении тока на ультразвуковой частоте Ω в результате смещения их полей на фотокатоде приемника. В случае малых значений параметра дифракции Рамана–Ната $v = n_0^2 p S_0 k_0 \omega / 2 < 1$ [4] можно пренебречь вкладом полей от высоких порядков дифракции. Здесь p — пьезооптический коэффициент; S_0 — амплитуда деформации среды, связанная со звуковой волной. Следуя, например [4], при малом угле Брэгга $\theta = K/2k_0 \ll 1$ для полей волн нулевого и первых порядков дифракции в однородной оптически прозрачной среде можно записать

$$E_n \sim E_L(-j)^n J_n(v) \exp j[(\omega + n\Omega)t - (k_0 x + nKz - |n|Kx\theta) + \varphi_0 + n\varphi_S], \quad n = 0, \pm 1. \quad (1)$$

Здесь E_L — амплитуда плоской оптической волны на входе в звуковой пучок, φ_S и φ_0 — начальные фазы звукового и оптического полей. При смещении на фотоприемнике волны нулевого порядка с волнами первого порядка с площадки $dz dy$ фотокатода, плоскость которого ориентирована перпендикулярно оси x , появляются элементарные фототоки на УЗ частоте di_n . Они пропорциональны произведениям полей $E_0 E_{+1}^* + E_0^* E_{+1}$ и $E_0 E_{-1}^* + E_0^* E_{-1}$ на фотокатоде. Используя выражение (1) для симметричного звукового пучка, ось которого совпадает с осью z , для элементарных токов можно записать

$$di_n \sim -n J_0(v) J_1(v) E_L^2 \sin[\Omega t - Kz_0 - nK(L_0 + n_0 L)\theta + \varphi_S] dy dz, \quad n = \pm 1. \quad (2)$$

Здесь L_0 и L — расстояния от границы среды до оси звука в среде и до фотоприемника соответственно (рис. 1). Из (2) нетрудно видеть, что составляющие фазы элементарных токов $nK\theta(L_0 + n_0 L)$ имеют противоположный знак. Следовательно, суммарный элементарный ток $di = di_1 + di_{-1}$ будет существенно зависеть от положения фотоприемника L и оси звука в среде L_0 . Так, при $K\theta(L_0 + n_0 L) = (m - 1)\pi$, где $m = 1, 2, \dots$, элементарные токи находятся в противофазе и суммарный ток равен 0, а при $K\theta(L_0 + n_0 L) = (2m - 1)\pi/2$ имеет максимальное значение, так как элементарные токи находятся в фазе.

Приведенные выражения (1), (2) получены для случая, когда оптическое поле E_L имеет постоянную амплитуду в плоскости, поперечной распространению. Реально оптическое поле ограничено в пространстве, а его амплитуда непостоянна в поперечном сечении. Положим, что оптическое поле соответствует полю ТЕМ₀₀ моды лазерного излучения, ось которого совпадает с осью x . Перед фотокатодом приемника установлена прямоугольная апертурная диафрагма с размерами d_y и d_z . Тогда

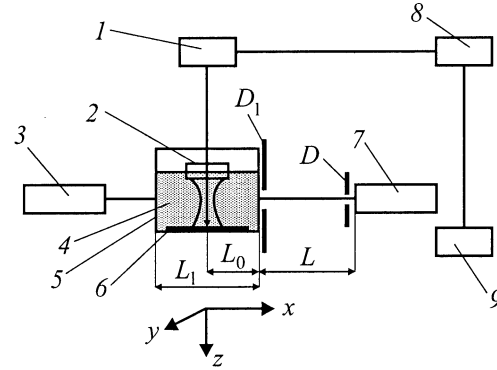


Рис. 1. Схема экспериментальной установки. 1 — УЗ генератор, 2 — УЗ преобразователь с фокусирующей линзой, 3 — He-Ne лазер, 4 — исследуемая среда, 5 — кювета, 6 — УЗ поглотитель, 7 — фотоприемник ФЭУ, 8 — двухлучевой осциллограф, 9 — селективный вольтметр.

выражение для полного тока на звуковой частоте с фотоприемника имеет вид

$$i_\Omega \sim J_0(v) J_1(v) E_L^2 (a_0^2/a_L) (2/K) (\pi(A^2 + B^2))^{0.5} \times \sin(Kd_z/2) \exp[-(z_0^2 + y_0^2 + H^2/2)/a_L^2] \times \cos[\Omega t - Kz_0 - \varphi(L, L_0, z_0) + \varphi_S], \quad (3)$$

где

$$A = 2 \operatorname{sh}(z_0 H/a_L^2) \cos \Phi; \quad B = 2 \operatorname{ch}(z_0 H/a_L^2) \sin \Phi; \\ \Phi = K\theta(Ln + L_0); \quad H = 2\theta[n_0 L + L_0], \\ \varphi = \operatorname{arctg}[\operatorname{th}(z_0 H/a_L^2) \operatorname{ctg} \Phi] \\ \text{при } 2\pi n \leq \Phi \leq (2n + 1)\pi, \\ \varphi = \operatorname{arctg}[\operatorname{th}(z_0 H/a_L^2) \operatorname{ctg} \Phi] + \pi \\ \text{при } (2n + 1)\pi \leq \Phi \leq 2(n + 1)\pi, \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (4)$$

Здесь $x_0 = L_0 + L$, y_0, z_0 — координаты центра апертурной диафрагмы, E_L и a_0 — амплитуда оптического поля на оси и радиус пучка у плоского выходного зеркала лазера, a_L — радиус лазерного пучка на расстоянии L . Радиус лазерного пучка определен здесь по уровню уменьшения интенсивности поля в e раз. L_S — расстояние от выходного зеркала лазера до звуковой оси, H имеет физический смысл расстояния между центрами пучков нулевого и первого порядков дифракции на расстоянии L .

Уравнение (3) записано для случая, когда мощность звуковой волны постоянна в области пересечения с лазерным излучением, размеры диафрагмы $d_z \ll a_L$, $d_y \geq a_L$ и амплитуды полей дифрагированных пучков являются медленно меняющимися функциями z по сравнению с функцией Kz_0 . Поэтому при выводе этого выражения интегрирование по размеру диафрагмы d_y было заменено величиной $a_L \sqrt{\pi}$ с большой степенью

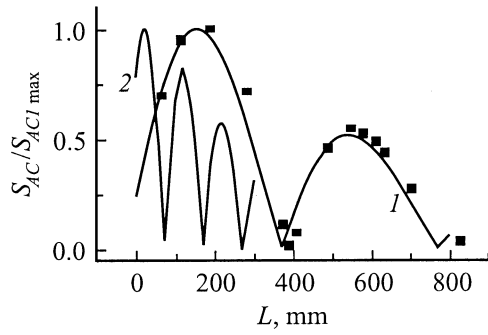


Рис. 2. Зависимость нормированной амплитуды переменного тока на УЗ частоте S_{AC} от положения фотоприемника вдоль оси лазерного излучения. Точки — эксперимент, сплошные кривые — расчет. Ω , МГц: 1 — 3, 2 — 6.

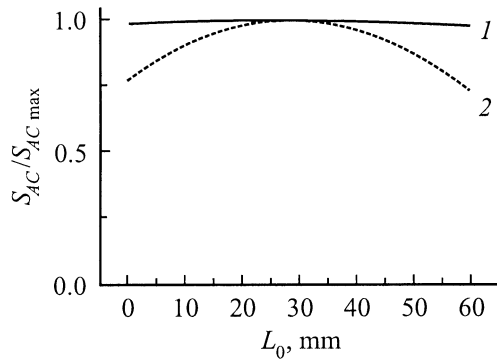


Рис. 3. Зависимость нормированной амплитуды переменного тока на УЗ частоте S_{AC} от глубины зондирования L_0 : 1 — $\Omega = 3$ МГц, 2 — $\Omega = 6$ МГц.

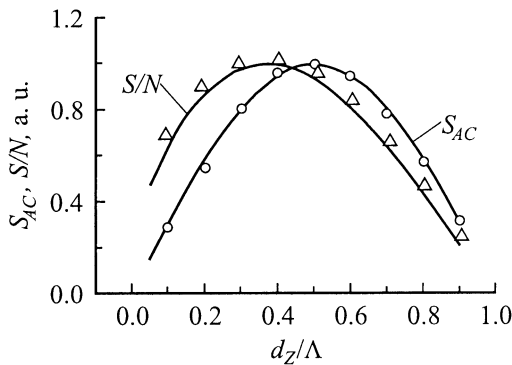


Рис. 4. Зависимость нормированной амплитуды переменного тока на УЗ частоте S_{AC} и отношение сигнала к шуму S/N от относительного размера апертурной диафрагмы d_z/Λ .

точности и амплитуды полей считались неизменными в пределах d_z .

Анализируя выражения (3)–(5), можно видеть, что амплитуда и фаза переменного тока на УЗ частоте зависят от положения фотоприемника на оси лазерного излучения L , глубины зондирования L_0 , от положения

центра апертурной диафрагмы в плоскости yz , а также от относительного размера Kd_z апертурной диафрагмы и от параметров оптического и звукового излучения (E_{L0} , v , k_0 , K , θ). На оси лазерного излучения выражения для тока (3) упрощаются и имеют вид

$$i_{\Omega} \sim E_L^2 J_0(v) J_1(v) [\exp(-H^2/2a_L^2)] a_L^{-1} \sin(Kd_z/2) \times \sin[K(L_0 + n_0L)\theta] \cos(\Omega t - Kz_0 + \varphi_S). \quad (6)$$

Для удобства сравнения с экспериментом результаты численных расчетов по формулам (3)–(6) представлены ниже (рис. 2–6). Выражения для переменного тока на ультразвуковой частоте (3)–(6) получены для нерассеивающей среды. Поскольку интенсивность коллимированного (баллистического) света, распространяющегося

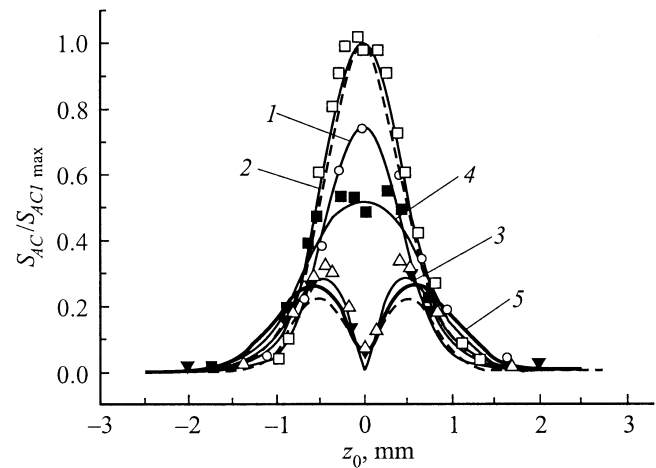


Рис. 5. Зависимость амплитуды переменного тока на УЗ частоте S_{AC} от смещения фотоприемника параллельно звуковой оси при $L_0 = 37$ мм для разных значений L . 1, \circ — $L = 67$ мм; 2, \square — $L = 175$ мм; 3, Δ — $L = 375$ мм; 4, \blacksquare — $L = 570$ мм; 5, \blacktriangledown — $L = 750$ мм. Сплошные кривые — расчет для $\Omega = 3$ МГц, штриховые — для $\Omega = 6$ МГц, значки — эксперимент.

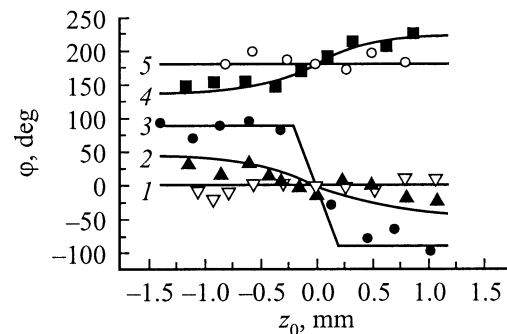


Рис. 6. Зависимость изменения фазы φ сигнала на УЗ частоте от смещения фотоприемника параллельно звуковой оси при $\Omega = 3$ МГц, $L_0 = 37$ мм и нескольких значениях L . 1, ∇ — $L = 175$ мм; 2, \blacktriangle — $L = 280$ мм; 3, \bullet — $L = 375$ мм; 4, \blacksquare — $L = 475$ мм; 5, \circ — $L = 575$ мм. Кривые — расчет, значки — эксперимент.

через рассеивающую среду, имеющую размер L_1 вдоль оси оптического излучения, изменяется как $\exp(-\mu L_1)$, где μ — коэффициент экстинкции, то для рассеивающей среды выражение для переменного фототока $i_{\Omega\mu}$, соответствующего баллистическому свету, можно записать в виде

$$i_{\Omega\mu} = \exp(-\mu L_1) i_{\Omega}(\mu = 0).$$

Условия и методика проведения экспериментальных исследований

Схема установки для проведения исследований представлена на рис. 1. В качестве рабочей среды использовался раствор молока в воде. Жидкость наливалась в прямоугольную кювету из органического стекла. Ее размер вдоль оси лазерного пучка L_1 составлял 62 мм. Ультразвуковой преобразователь с фокусирующей линзой, погруженной в раствор, возбуждал бегущую вдоль оси z волну на частоте 3 МГц. Диаметр преобразователя был равен 23 мм, длина волны звука Λ , фокусное расстояние и диаметр фокального пятна в воде составили 0,5, 45 и 1,4 мм соответственно. Для устранения отражения УЗ волны от стенок кюветы напротив излучателя помещали поглотитель звука. Излучение одномодового лазера (мода TEM_{00} ; длина волны $\lambda = 632,8$ мм; выходная мощность 25 мВт; диаметр пучка, измеренный на уровне половинной мощности в области пересечения со звуковым пучком, был примерно 1,2 мм) пересекало фокальную область звукового пучка нормально его оси. Прошедший через кювету свет регистрировался фотоэлектронным умножителем ФЭУ. Плоскость фотокатода приемника и стенки кюветы были ориентированы перпендикулярно оси лазерного пучка. Апертурная диафрагма D устанавливалась непосредственно на фотокатоде. Ее размер d_Y был равен 1 мм, а размер d_Z вдоль оси звука можно было менять. Диафрагма D_1 в виде квадрата 4×4 мм служила для уменьшения общего фона засветки фотоприемника и устанавливалась на внешней стенке кюветы со стороны фотоприемника. Ультразвуковой преобразователь и ФЭУ вместе с апертурной диафрагмой можно было независимо перемещать вдоль и поперек оси лазерного пучка и параллельно оси звука. Двухлучевой осциллятор использовался для удобства юстировки элементов установки, а также для регистрации изменения фазы переменного сигнала, а селективный вольтметр измерял переменную составляющие тока и шума в полосе 1 кГц с центром на частоте 3 МГц. Для ввода фотоприемника в линейный режим при малых параметрах рассеяния среды μL_1 между кюветой и фотоприемником устанавливались нейтральные калиброванные светофильтры, не показанные на схеме.

При выбранных экспериментальных условиях параметр $Q = 0,08$ был много меньше $\pi/2$ (за ширину звукового пучка w принимался размер фокального пятна), параметр дифракции Рамана–Ната $v \cong 0,4$ меньше 1 и угол Брэгга ($\theta = 0,036^\circ$) очень мал. В плоскости наблюдения, перпендикулярной оси лазерного пучка, на

расстоянии более 2 м можно было наблюдать серию пятен дифракции Рамана–Ната, тогда как на расстоянии L менее 800 мм дифракционные максимумы первых порядков находились в границах пятна нулевого порядка дифракции.

Для анализа зависимости амплитуды и фазы переменного тока и величины постоянного тока от геометрии эксперимента фотоприемник смещался вдоль лазерной и параллельно звуковой оси, а размер апертурной диафрагмы изменялся при фиксированном положении лазера и излучателя звука. Составляющие переменного и постоянного сигналов, а также фоновый шум регистрировались в каждом положении ФЭУ и при всех размерах апертурной диафрагмы. Измерение изменения фазы переменного сигнала в зависимости от положения ФЭУ проводилось путем сравнения фазы переменного сигнала, подаваемого на один вход двухлучевого осциллографа, с фазой опорного сигнала от звукового генератора, подаваемого на другой вход, для всех положений ФЭУ. Для излучения влияния рассеивающего параметра среды на переменную и постоянную составляющие тока постепенно изменялась концентрация молока в кювете, значения тока регистрировались при каждом положении ФЭУ и при всех значениях концентрации.

Результаты и обсуждение

Экспериментальное исследование зависимости амплитуды S_{AC} и фазы F переменного тока от геометрии эксперимента проводилось как для подтверждения предложенной модели, так и с целью получения максимального сигнала или максимального отношения сигнала к шуму.

На рис. 2 представлена экспериментальная зависимость (точки) нормированной амплитуды переменного сигнала от положения фотоприемника на лазерной оси L при положении оси звукового пучка в кювете $L_0 = 37$ мм. Здесь же приведены рассчитанные по формуле (6) кривые нормированных амплитуд переменного тока для двух значений УЗ частоты 3 и 6 МГц при том же значении L_0 и начальном радиусе лазерного пучка $a_0 = 0,5$ мм. Результаты расчета амплитуды тока для УЗ частоты 3 МГц хорошо совпадают с экспериментом, в котором использовалась та же частота, что является одним из подтверждений правильности предложенной модели. Можно видеть, что представленные зависимости имеют вид модуля затухающей синусоиды. Нулевые значения амплитуды переменного тока имеют место при $L_0 + n_0 L = (m - 1)\pi/K\theta$, где $m = 1, 2, \dots$. Положения максимумов $L_{m \max}$ приближенно можно определить из соотношения $L n_0 + L_0 = (2m - 1)\pi/2K\theta$. Период синусоид обратно пропорционален квадрату ультразвуковой частоты. Уменьшение амплитуд второго и следующих максимумов связано с расхождением расстояния H между их центрами с ростом L . При этом максимумы в случае УЗ частоты 6 МГц уменьшаются быстрее из-за большей величины угла Брэгга.

На рис. 3 показаны рассчитанные зависимости амплитуды переменного сигнала S_{AC} от изменения параметра L_0 для тех же значений УЗ частоты. Заметим, что расстояние от оси звука до стенки кюветы L_0 (рис. 1) характеризует глубину зондирования при акустооптической визуализации, так как именно из области звукового пучка на фотокатод приемника приходит волны дифракции, несущие информацию об оптических параметрах среды. Значение L_0 может меняться от нуля до размера исследуемой среды вдоль оси лазера L_1 . В расчете было использовано значение параметра $L = L_{1\max}$, соответствующее первому максимуму амплитуды тока в выражении (6) при положении звуковой оси в середине кюветы ($L_0 = 31$ mm). Заметим, что для разных УЗ частот расстояния фотоприемника от кюветы $L_{1\max}$ различны и составляют примерно 180 и 25 mm для УЗ частот 3 и 6 MHz соответственно. Из рис. 3 можно видеть, что в случае меньшей частоты перемещение УЗ излучателя вдоль оси лазера от 0 до 60 mm приводит к незначительному изменению сигнала (порядка 2%) при неизменном положении фотоприемника (параметр L). В случае использования частоты 6 MHz при аналогичном смещении области исследования внутри кюветы сигнал меняется существенно, более чем на 30%, что следует учитывать при реальных исследованиях. В то же время пространственное разрешение в x - и y -направлениях при акустооптической визуализации сред выше при более высоких частотах, так как оно пропорционально УЗ частоте. Следует помнить, что затухание звука в среде, которое в расчете не учитывалось, растет пропорционально квадрату ультразвуковой частоты.

Амплитуда тока на УЗ частоте в выражениях (3), (6) имеет синусоидальную зависимость от относительного размера апертурной диафрагмы Kd_z и, следовательно, максимальна при значениях размера диафрагмы $d_z = (2n - 1)\Lambda/2$, где $n = 1, 2, \dots$. Минимальное значение размера диафрагмы d_z ($n = 1$), соответствующее максимуму переменного сигнала, составляет $d_z = 0.5\Lambda$. На практике сигнал, несущий информацию, приходится выделять на фоне шума на УЗ частоте в полосе частот приемника Δf . Исследования показали [5], что шумовой ток N пропорционален корню квадратному из постоянной составляющей фототока S_{DC} и полосы частот Δf , т.е. $N \sim (S_{DC}\Delta f)^{0.5}$. Из этого следует, что он определяется в основном дробовым шумом с фотокатода, связанным с его засветкой — освещением лазерным, в том числе и рассеянным в среде, излучением и посторонним светом. Постоянная составляющая фототока, как и засветка фотокатода, изменяется пропорционально площади апертурной диафрагмы $d_z d_y$. Соответственно при постоянном значении размера диафрагмы вдоль y -оси d_y шумовой тока N пропорционален $\sqrt{d_z}$. Таким образом, отношение сигнала к шуму S/N пропорционально функции $\sin(0.5Kd_z)/\sqrt{d_z}$, максимум которой реализуется при $d_z \cong 0.375\Lambda$. На рис. 4 показаны расчетные и экспериментальные зависимости нормированных значений переменного сигнала S_{AC} и отношения сигнала к шуму S/N , полученные для чистой воды

при положении фотоприемника вдоль оси лазерного излучения $L = L_{1\max}$. Размер d_y апертурной диафрагмы был равен 1 mm. Можно видеть, что результаты расчета и эксперимента хорошо согласуются. Поскольку эксперимент проводился при длине волны звука $\Lambda = 0.5$ mm, обсуждаемые размеры апертурной диафрагмы составили $d_z = 0.25$ mm для получения максимального сигнала и $d_z \cong 0.19$ mm для максимального отношения сигнала к шуму. Экспериментальные результаты, представленные на рис. 2 и ниже, были проведены с использованием диафрагмы с размером $d_z \cong 0.19$ mm.

Экспериментальная зависимость амплитуды переменного сигнала от y -положения ФЭУ совпадала с результатами расчета и имела вид гауссова контура. Здесь она не приведена ввиду ее очевидности.

Измеренные и расчетные значения амплитуды S_{AC} и изменения фазы F переменного сигнала в зависимости от z -координаты центра апертурной диафрагмы ФЭУ z_0 представлены на рис. 5 и 6 для нескольких характерных величин L положения ФЭУ вдоль оси лазерного излучения и глубине зондирования $L_0 = 37$ mm. Можно видеть хорошее качественное совпадение теоретических и экспериментальных результатов измерения амплитуды переменного сигнала для УЗ частоты 3 MHz (рис. 5). На рис. 5 штриховыми кривыми проведены рассчитанные для УЗ частоты 6 MHz распределения амплитуды переменного тока для двух положений фотоприемника, соответствующих первому максимуму (кривая 6) и первому минимуму (кривая 7). Видно, что характер распределения сигнала остается практически таким же, как и для частоты 3 MHz, так как он в основном определяется параметрами лазерного излучения. Изменяются лишь значения характерных величин L . Полученные распределения амплитуды переменного сигнала параллельно звуковой оси связаны с ограниченным поперечным размером лазерного пучка.

В соответствии с выражением (3) при положениях фотоприемника, соответствующих максимумам амплитуды переменного тока $L = L_{n\max}$, полное изменение фазы переменного тока $F = (-Kz_0 - \varphi)$ линейно зависит от z , так как при этом $\varphi(z_0, L_{n\max}) = 0$. В эксперименте при $L = 175$ и 575 mm, соответствующим первому и второму максимумам амплитуды переменного тока, изменения фазы φ были отличны от 0 и вели себя как некоторые функции z . Они достаточно хорошо аппроксимировались функцией ΔKz_0 при $|\Delta K|/K < 0.05$. Отличие $|\Delta K|$ от нуля было связано со смещением центра лазерного пятна вдоль оси звука в процессе измерения, т.е. с изменением начальной фазы звуковой волны φ_S , что приводило к дополнительному, положительному или отрицательному, набегу фазы сигнала относительно опорного. На рис. 6 построены экспериментальные зависимости $[\varphi(z_0L) - \Delta Kz_0]$ для некоторых характерных величин L . Видно, что после такой обработки данных экспериментальные и теоретические результаты удовлетворительно совпадают.

Из выражения для переменного тока (3) следует, что для широких лазерных пучков можно использовать многощелевые апертурные диафрагмы с целью увеличения

сигнала. Положение центра n -й щели z_n следует искать из уравнения $[Kz_n + \varphi(z_n, L)] = 2\pi n$ ($n = 0, 1, 2, \dots$) для каждого конкретного положения фотоприемника относительно выходной грани кюветы (величина L) и глубины зондирования (величина L_0), где $\varphi(z_n, L)$ определено выражениями (4), (5). В положениях фотоприемника $L = L_{n \max}$, где изменение фазы $\varphi = 0$ (положения, соответствующие максимуму амплитуды тока i_Ω), расстояние между центрами соседних щелей точно равно длине волны звука Λ .

Экспериментальные данные, представленные в работе, получены для прозрачной воды. Зависимости переменного сигнала от координат ФЭУ (L и z) и размера апертурной диафрагмы для концентрации молока C от 0 до 0.7%, соответствующей изменению параметра рассеяния μL_1 от 0 до 17.5, вели себя аналогично таким же зависимостям для чистой воды и поэтому здесь не приведены. Амплитуда переменного тока в точке первого максимума изменялась примерно как $\exp(-\mu L_1)$ до значения параметра рассеяния $\mu L_1 = 17.5$. Это может означать, что переменный ток соответствовал баллистической составляющей лазерного излучения.

При дальнейшем росте концентрации молока в растворе пространственные характеристики переменного тока заметно отличались от рассмотренных выше. Так, при концентрации $C = 1.1\%$ зависимость амплитуды тока от L можно было описать в отличие от (3) функцией $1/(L + L_0)$. Иной характер приобретала зависимость амплитуды тока от z -положения фотоприемника. Изменения характеристик переменного тока связаны с появлением в нем составляющей, обусловленной рассеянным в среде (небаллистическим) лазерным излучением.

Одним из способов повышения баллистической составляющей тока может быть использование внешнего гетеродина, например подача на фотокатод приемника ответвленной части лазерного излучения [2]. Обозначим амплитуду поля внешнего гетеродина E_G , а его начальную фазу φ_G запишем как $\varphi_G = \varphi_0 + \Delta\varphi$. Тогда в выражении для переменной составляющей тока (3) амплитуда тока увеличится примерно в $E_G/E_0 \exp(-\mu L_1)$ раз, параметр Φ также изменится и будет равен $\Phi_G = K\theta(Ln + L_0) - \Delta\varphi$, на оси лазерного излучения амплитуда переменного тока будет пропорциональна $\sin(K\theta(Ln + L_0) - \Delta\varphi)$. Нетрудно видеть, что, изменяя оптическую длину пути волны гетеродина, при любом положении фотоприемника вдоль оси лазерного излучения L и любой глубине зондирования L_0 можно подобрать значение $\Delta\varphi$, при котором амплитуда переменного тока будет максимальной. При фиксированном положении фотоприемника (L) и изменении глубины зондирования (L_0) оптимальные условия регистрации сигнала S_{AC} могут быть обеспечены подачей управляющего сигнала с УЗ излучателя на устройство, изменяющее фазу сигнала гетеродина в процессе сканирования среды.

Отметим, что в представленных экспериментах величина переменного тока определялась по одному измерению, т.е. без усреднения, при отношении сигнала к

шуму ≥ 1 . Мощности использованных источников оптического и акустического излучений далеко не предельны с точки зрения исследования биологических тканей. Кроме того, поскольку баллистическая составляющая носит регулярный характер, для ее регистрации можно применить методы накопления сигнала. Это позволило бы увеличить долю баллистической составляющей в регистрируемом сигнале S_{AC} и тем самым увеличить значение μL_1 с сохранением отношения сигнала к шуму при акустооптической визуализации.

Заключение

Полученное удовлетворительное качественное и количественное совпадение результатов проведенных экспериментов в нерассеивающей среде с теоретическими расчетами в предположении ограниченных в пространстве оптического и звукового пучков и малых углов Брэгга свидетельствуют о правильности предложенной модели появления переменной составляющей тока на ультразвуковой частоте в результате смешения на фотокатод приемника полей волн дифракции Рамана–Ната. Теоретическое и экспериментальное рассмотрение характеристик переменного тока проведено для малого значения параметра дифракции $\nu < 1$, что позволило не учитывать в теории высшие порядки дифракции. Это оправдано тем, что для звуковых пучков, используемых в диагностических применениях, параметр ν обычно меньше 1. В случае рассеивающей среды амплитудные и фазовые характеристики не отличались от расчетных до величины параметра рассеяния $\mu L_1 \leq 17.5$, что позволяет распространить предложенную модель взаимодействия и на рассеивающие среды в указанных пределах параметра рассеяния. Полученные теоретические и экспериментальные результаты выявили существенное влияние положения фотоприемника в пространстве, положения оси звукового пучка в среде, размера и формы апертурной диафрагмы и параметров звукового и оптического излучений на величину амплитуды и фазы тока на ультразвуковой частоте. Найдены положения фотоприемника, при которых амплитуда переменного тока имеет максимальное значение. Теоретически рассчитаны размеры апертурной диафрагмы, соответствующие максимальному сигналу и отношению сигнала к шуму. Экспериментальная проверка подтвердила количественное соответствие оптимальных размеров диафрагмы с расчетными значениями. Возможность оптимизировать размер для достижения максимального отношения S/N особенно важна при измерениях в рассеивающей среде, когда полезный сигнал становится очень малым. Проведен анализ использования разных УЗ частот и внешнего гетеродина при измерениях переменного тока. Представленные в работе результаты исследований могут быть полезны при разработке приемной системы и выборе источников оптического и ультразвукового излучений для акустооптической визуализации поглощающих объектов в рассеивающих средах.

Работа поддержана грантом (№ 015.11.01.05) научной программы „Фундаментальные исследования Высшей школы в области естественных и гуманитарных наук. Университеты России“ и частично грантом АФГИР (№ REC-006).

Список литературы

- [1] *Тучин В.В.* Лазеры и волоконная оптика в биомедицинских исследованиях. Саратов: изд-во СГУ, 1998. 384 с.
- [2] *Ketpe M., Larionov M., Zaslavsky D.* et al. // *J. Opt. Soc. Am.* Vol. 4. P. 1151–1158.
- [3] *Wang L.* // *Photochem. Photobiol.* 1998. Vol. 67. P. 41–49.
- [4] *Кайно Г.* Акустические волны. Устройства, визуализация и аналоговая обработка результатов. Пер. с англ. М.: Мир, 1990. 656 с.
- [5] *Perchenko M.I., Sinichkin Yu.P., Solov'ev A.P.* et al. // *Proc. SPIE.* 2000. Vol. 4002. P. 189–195.