

К.П. Бурнейка, В.Н. Добрыгин, Г.И. Йонушаускас, А.С. Пискаркас, В.И. Смильгвичюс

ОТРАЖЕНИЕ ПИКОСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ СВЕТА ОТ РАССЕИВАЮЩЕЙ СРЕДЫ

Обсуждаются экспериментальные результаты зависимости временного уширения отраженного сигнала, изменения интенсивности отраженного сигнала относительно максимальной интенсивности импульса зондирующего излучения и времени запаздывания прихода пиковой интенсивности от показателя ослабления рассеивающей среды при зондировании ее узким пучком сверхкоротких, длительностью $t_0 = 10$ пс, импульсов света.

В работе [1] рассматривались методика измерений и результаты экспериментальных исследований пространственно-временной структуры узкого пучка пикосекундных импульсов света, прошедших конечную толщину рассеивающей среды. Для решения задач дистанционного зондирования плотных гидрометеообразований особый интерес представляют характеристики излучения, отраженного от среды. Так, в [2] представлены результаты экспериментальных исследований и их теоретическое обоснование трансформации формы импульсов света длительностью 10 пс, отраженных от модельных рассеивающих сред с размерами частиц 0,481 и 2,02 мкм.

В настоящей статье в плане развития методики [1], обсуждаются экспериментальные результаты зависимости временного уширения отраженного сигнала, изменения интенсивности отраженного сигнала относительно максимальной интенсивности импульса зондирующего излучения и времени запаздывания прихода максимальной (пиковой) интенсивности от показателя ослабления рассеивающей среды.

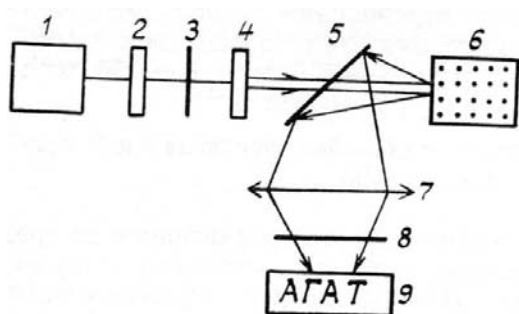


Рис. 1. Структурная схема экспериментальной установки

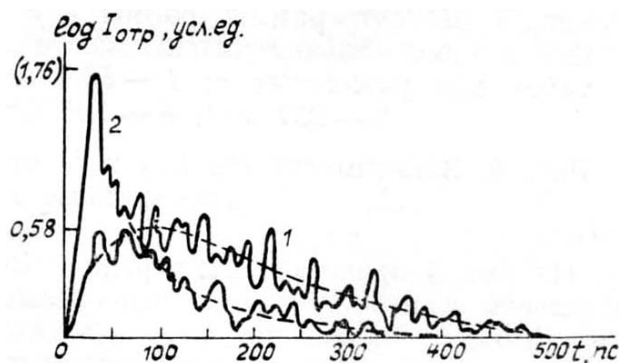


Рис. 2. Денситограммы формы и интенсивности отраженного сигнала при различных показателях ослабления рассеивающей среды: 1 — $\epsilon_{\min} = 56,6 \text{ м}^{-1}$; 2 — $\epsilon_{\max} = 3600 \text{ м}^{-1}$. Штриховыми линиями показано усредненное значение денситограмм

Структурная схема экспериментальной установки приведена на рис. 1. Лазер 1 на бериллате лантана, легированного неодимом ($\text{BeLaO}_5: \text{Nd}$) генерировал цуг из 7–10 импульсов на длине волны излучения $\lambda = 1,07$ мкм. Частота излучения удваивалась в генераторе второй гармоники 2 на нелинейном кристалле KDP ($\lambda = 0,535$ мкм, средняя длительность одиночного импульса $t_0 = 10$ пс, энергия моноимпульса ~ 100 – 150 мкДж). Для отсечки излучения с $\lambda = 1,07$ мкм использовался фильтр 3 типа СЗС-21. Излучение второй гармоники ($\lambda = 0,535$ мкм) поступало на коллиматор 4 пучка. Коллимированный пучок света диаметром 2 мм падал нормально на плоскость входного окна кюветы с рассеивающей средой 6 через светоделительную пластину 5 с коэффициентом пропускания 0,5, установленную под углом 45° к оси зондирующего пучка. Излучение, отраженное от рассеивающей среды поступало на пластину 5, отражалось от нее и через объектив «Юпитер-9» 7 проектировалось на входную щель шириной 0,2 мм электронно-оптической камеры «Агат-СФЗ» 9. Диаметр входной апертуры объектива равен 42 мм, апертурный угол 42° . Для выбора режима почернения пленки в линейной области перед щелью устанавливались нейтральные светофильтры 8.

Рассеивающая среда представляла собой водную суспензию полистироловых латексных микросфер с размером частиц $d = 0,14$ мкм и относительным показателем преломления $m = 1,2$. Пропуская способность среды измерялась на спектрофотометре СФ-46 для наименьшей концентрации. Растворы разной плотности помещались в цилиндрическую кювету длиной 80 и диаметром 32 мм. Длина кюветы обеспечивала условие отражения излучения от полубесконечной толщины среды.

На рис. 2 представлены денситограммы формы импульсов и интенсивности отраженного сигнала для двух плотностей рассеивающей среды с различными показателями ослабления. По оси абсцисс отложено время в пикосекундах, по оси ординат логарифм интенсивности в условных единицах. Для кривой 2 масштаб указан в скобках. Денситограммы формы импульсов получались микрофотометрированием с угловым разрешением $\sim 3,5^\circ$, что определялось выбранным размером диафрагмы, равным 1 мм. Характерной особенностью денситограмм является наличие выбросов во временной структуре, достигающих 30% амплитуды основного максимума отраженного излучения.

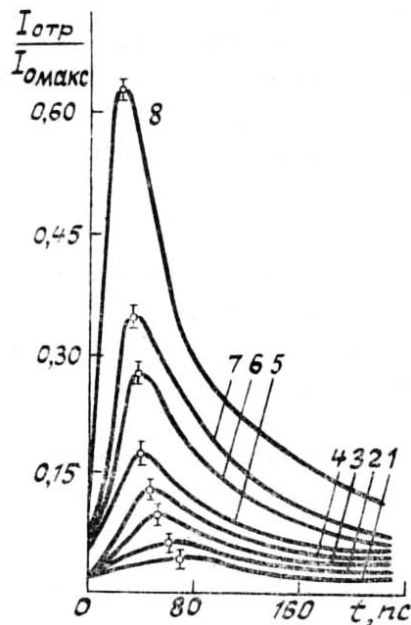


Рис. 3. Денситограммы формы и интенсивности отраженного сигнала, отнесенные к максимальной интенсивности зондирующего импульса (в линейном масштабе) для различных ϵ : 1—56,6 м⁻¹; 2—73 м⁻¹; 3—115 м⁻¹; 4—186 м⁻¹; 5—257 м⁻¹; 6—506 м⁻¹; 7—1200 м⁻¹; 8—3600 м⁻¹

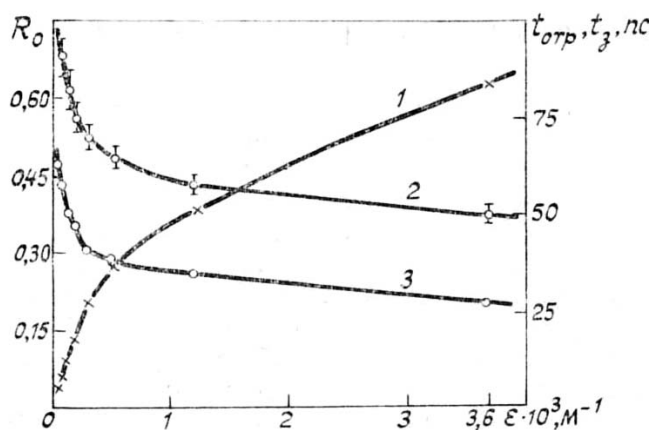


Рис. 4. Зависимость R_0 , $t_{отр}$ и $t_з$ от показателя ослабления рассеивающей среды — кривые 1, 2, 3 соответственно

На рис. 3 представлены усредненные денситограммы формы отраженных от среды импульсов и интенсивности, отнесенные к максимальной интенсивности импульсов зондирующего излучения в линейном масштабе. Нижний предел чувствительности регистрируемой интенсивности ограничен устанавливаемыми перед входной щелью электронно-оптической камеры светофильтрами. Пиковая интенсивность зондирующего импульса определялась по отражению излучения от зеркальной поверхности, устанавливаемой на торце кюветы. Начало отраженного импульса отсчитывалось от максимального значения интенсивности «реперного» импульса, образованного за счет отражения от входного окна кюветы. При небольших плотностях рассеивающей среды ($\epsilon \leq 256,6 \text{ м}^{-1}$) максимум отраженного сигнала выражен слабо и «размыт» во времени. Это связано с тем, что узкий пучок света глубоко проникает в толщу среды и интенсивность однократно рассеянного света, за счет которого в основном формируется максимум отраженного сигнала, незначительна. С увеличением концентрации рассеивающих частиц проникающая способность пучка уменьшается и, хотя кратность рассеяния увеличивается, возрастает интенсивность однократно рассеянного излучения, отраженного в обратном направлении по оси зондирующего пучка. Отраженный сигнал, с увеличением ϵ , по форме приближается к исходному. Для максимальной плотности рассеивающей среды, используемой в эксперименте, $\epsilon_{\text{макс}} = 3600 \text{ м}^{-1}$, отношение пиковой интенсивности отраженного сигнала к пиковой интенсивности зондирующего импульса $R_0 = I_{отр.макс} / I_{0макс}$, составляет — 0,61. При этом длительность отраженного импульса на уровне 0,5 максимальной амплитуды равна — 40 пс.

На рис. 4 (кривая 1) показана зависимость величины R_0 (левая ось ординат) от показателя ослабления среды ϵ . На начальном участке кривой 1 ($\epsilon \lesssim 350 \text{ м}^{-1}$) величина R_0 возрастает пропорционально квадрату показателя ослабления среды: $R_0 \sim \epsilon^2$. Максимум отраженного сигнала формируется в основном за счет однократно рассеянного излучения. При дальнейшем увеличении ϵ рост величины R_0 замедляется в связи с возрастанием роли многократного рассеяния в формировании отраженного сигнала, а зависимость R_0 от ϵ хорошо удовлетворяет условию: $R_0 \sim \sqrt{\epsilon}$.

На этом же рисунке представлены зависимости длительности отраженного импульса, на уровне 0,5 максимальной амплитуды, $t_{отр}$ и времени задержки прихода пиковой интенсивности отраженного

сигнала t_3 (правая ось ординат) от показателя ослабления среды ϵ (кривая 2 и 3 соответственно). Время задержки определялось по временному интервалу между максимальными значениями интенсивности «реперного» и отраженного от среды импульсов. Используя соотношение $L = c(t_3 - t'_3)/2n$, где t'_3 — время задержки сигнала при двойном прохождении через входное окно кюветы — кварцевое стекло толщиной 1 мм; c — скорость света в вакууме; n — показатель преломления воды, можно оценить глубину слоя L рассеивающей среды, в которой формируется максимум интенсивности отраженного сигнала. Так, для $\epsilon_{\min} = 56,6 \text{ м}^{-1}$ значение $L \approx 7 \text{ мм}$, а для $\epsilon_{\max} = 3600 \text{ м}^{-1}$ — $L \approx 0,88 \text{ мм}$, т.е. с увеличением плотности среды максимум отраженного сигнала формируется от близлежащих слоев рассеивающей среды. Если линейные размеры рассеивающей среды $l < L$, то отраженный сигнал формируется только частью мощности зондирующего импульса.

1. Бурнейка К.П., Добрыгин В.Н., Йонушаускас Г.И., Пискарскас А.С., Смилгавичюс В.И. // Оптика атмосферы. 1989. Т. 2. № 3. С. 332–334.
2. Shimizu K., Ishimaru A., Reynolds L. and Bruckner A.P. // Appl. Optics. 1979. V. 18. № 20. P. 3484.

Вильнюсский госуниверситет им. В. Капсукаса

Поступило в редакцию
15 февраля 1990 г.

K.P. Burneika, V.N. Dobrygin, G.I. Jonushauskas, A.S. Piskarskas, V.I. Smilgavichius. **Backscattering of Picosecond Light Pulses from a Scattering Medium.**

The experimental results on the backscattering characteristics of a picosecond pulse ($t_0 = 10 \text{ ps}$) scattered from a scattering medium are presented. The results obtained on the dependence of the reflected pulse broadening, of its relative intensity (normalized by the sounding pulse peak intensity) variations as well as of the arrival time delay on the extinction coefficient of scattering medium are discussed in the paper.