

УДК 535.3

ВЛИЯНИЕ РАССЕЯНИЯ НА ТОЧНОСТЬ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПОКАЗАТЕЛЯ ПОГЛОЩЕНИЯ В МЕТОДЕ «ТЕПЛОВОЙ ЛИНЗЫ»

Петропавловский В.М.

ФБГОУ ВО Поволжский государственный университет телекоммуникаций и информатики,
Самара, e-mail: Petropavlovsky-Vlad@yandex.ru

Морская и океаническая вода в сине-зеленой области обладает очень малым показателем поглощения ($\alpha \sim 10^{-4} - 10^{-3} \text{ м}^{-1}$). Его определение является сложной технической задачей, в первую очередь из-за того, что она обладает значительным показателем рассеяния ($k_s \sim 10^{-2} - 10^{-1} \text{ м}^{-1}$). Метод «тепловой линзы» основан на явлении самодефокусировки лазерного пучка при прохождении через исследуемую среду и позволяет определять малые показатели поглощения. Рассмотрена экспериментальная установка для его реализации. Относительное изменение мощности излучения после диафрагмы в первом приближении прямо пропорционально показателю поглощения среды. Предложено использовать данный способ для исследования сред, в которых показатель рассеяния значительно превышает показатель поглощения. Цель данной работы – изучить возможность применения метода «тепловой линзы» для определения малого показателя поглощения сильно рассеивающей среды и исследовать зависимость точности определения поглощения от показателя рассеяния для разных размеров рассеивающих сфер. Рассмотрено рассеяние света в среде с однородными частицами в виде сфер. Показано, что свет, рассеянный на большие углы, быстро выходит из области тепловой линзы, что приводит только к экспоненциальному уменьшению его интенсивности пучка. Были проведены измерения зависимости изменения интенсивности в центре лазерного пучка из-за самодефокусировки (сигнала «тепловой линзы») от показателя рассеяния среды для рассеивающих сфер диаметром 0,5 мкм, 1,2 мкм и 3 мкм. Получено, что частицы с диаметром меньше или порядка длины волны не оказывают влияния на уровень сигнала, т.е. на точность метода. Для частиц большого размера погрешность метода может составить от 10% до 40%.

Ключевые слова: лазер, высокочувствительная лазерная спектроскопия, тепловая линза, слабопоглощающие жидкости, рассеяние света

THE EFFECT OF SCATTERING ON THE ACCURACY OF THE ABSORPTION INDEX IN THE «THERMAL LENS» METHOD

Petropavlovskiy V.M.

The Federal State Budget Educational Institution of Higher Education Povolzhskiy State University
of Telecommunications and Informatics, Samara, e-mail: Petropavlovsky-Vlad@yandex.ru

Marine and oceanic water in the blue-green region has a very low absorption index ($\alpha \sim 10^{-4} - 10^{-3} \text{ M}^{-1}$). Its determination is a complex technical task, primarily due to the fact that it has a significant scattering index ($k_s \sim 10^{-2} - 10^{-1} \text{ m}^{-1}$). The «thermal lens» method is based on the phenomenon of self-focusing of a laser beam when passing through the medium under study and allows determining small absorption rates. An experimental setup for its implementation is considered. The relative change in the radiation power after the diaphragm in the first approximation is directly proportional to the absorption index of the medium. It is proposed to use this method for the study of media in which the scattering index significantly exceeds the absorption index. The purpose of this work is to study the possibility of using the «thermal lens» method to determine the small absorption index of a highly scattering medium and to investigate the dependence of the accuracy of the absorption determination on the scattering index for different sizes of scattering spheres. Light scattering in a medium with homogeneous particles in the form of spheres is considered. It is shown that light scattered at large angles quickly leaves the area of the thermal lens, which only leads to an exponential decrease in its beam intensity. Measurements were made of the dependence of the intensity change in the center of the laser beam due to self-focusing (the «thermal lens» signal) on the scattering index of the medium for scattering spheres with a diameter of 0.5 microns, 1.2 microns and 3 microns. It is found that particles with a diameter less than or on the order of the wavelength do not affect the signal level, i.e., the accuracy of the method. For large particles, the error of the method can range from 10% to 40%.

Keywords: laser, high-sensitivity laser spectroscopy, thermal lens, weakly absorbing liquids, light scattering

Морская и океаническая вода в сине-зеленой области обладает очень малым показателем поглощения ($\alpha \sim 10^{-4} - 10^{-3} \text{ м}^{-1}$). Его определение является сложной технической задачей, в первую очередь из-за того, что она обладает значительным показателем рассеяния ($k_s \sim 10^{-2} - 10^{-1} \text{ м}^{-1}$). Классические методики определения поглощения основаны на измерении интенсивностей падающего, прошедшего и рассеянного излучения и поэтому дают значительную ошибку (100–500%).

В работе [1] изложено применение метода «тепловой линзы» для стабилизации мощности излучения лазера. Он основан на явлении самодефокусировки лазерного пучка при прохождении через исследуемую среду. В [2] описывается использование этого метода для нахождения показателя поглощения слабопоглощающих жидкостей. Там же рассмотрена экспериментальная установка для его реализации, показано, что относительное изменение мощности излучения

после диафрагмы в первом приближении прямо пропорционально показателю поглощения среды. Оценен динамический диапазон и чувствительность метода. Также было сделано предположение, что данный способ может использоваться для исследования сред, в которых показатель рассеяния значительно превышает показатель поглощения.

Цель данной работы – изучить возможность применения метода «тепловой линзы» для определения малого показателя поглощения сильно рассеивающей среды и исследовать зависимость точности определения поглощения от показателя рассеяния для разных размеров рассеивающих сфер.

Рассеяние в среде с однородными частицами

Диаграмма рассеяния света одиночной частицей зависит от ее размера и формы.

Пусть частица освещается плоской волной бесконечной протяженности, идущей в направлении оси z.

$$E_i = E_0 \exp[i(kz - \omega t)]. \quad (1)$$

Рассеянная волна на большом расстоянии является сферической волной с амплитудой, зависящей от угла и обратно пропорциональной расстоянию r.

$$E_s = S(\theta, \varphi) \frac{e^{i(kr - \omega t)}}{ikr}. \text{ Амплитудная функция}$$

$S(\theta, \varphi)$ комплексная и может быть записана в виде $S(\theta, \varphi) = s \cdot \exp[i\varphi(\theta)]$, где s положительно а φ вещественно, причем $\varphi - \pi/2 < 0$, т.е. фаза рассеянной волны запаздывает относительно падающей. Так как интенсивность волны пропорциональна квадрату амплитуды, то интенсивность находится как

$$I_s = \frac{S^2(\theta, \varphi)}{k^2 r^2} I_0. \quad (2)$$

Для направления вперед ($\theta = 0$) из соображений непрерывности получаем $S(0) = s(0) \exp[i\varphi(0)]$.

В нашем случае свет, рассеянный на большие углы, быстро выходит из области тепловой линзы, что приводит только к экспоненциальному уменьшению его интенсивности пучка. Поэтому для света, рассеянного вперед (под малыми углами), можно использовать параксиальное приближение $r = z + (x^2 + y^2)/2z$. Общая амплитуда волны определяется суперпозицией рассеянной и падающей волн.

$$E = E_i \left[1 + S(0) \frac{e^{\frac{ik(x^2+y^2)}{2z}}}{ikz} \right]. \quad (3)$$

В этом выражении второе слагаемое много меньше 1, поэтому полная интенсивность света может быть найдена как

$$I = I_0 \left[1 + \frac{2}{kz} \operatorname{Re} \left\{ \frac{S(0)}{i} e^{\frac{ik(x^2+y^2)}{2z}} \right\} \right]. \quad (4)$$

Зависимость от формы частицы незначительна [3] и ее в первом приближении можно не учитывать. Поэтому мы будем рассматривать рассеяние на однородных шарах с показателем преломления, отличным от показателя преломления среды.

Для сферической рассеивателя зависимость от φ не будет. Кроме этого исчезает зависимость от поляризации света и матричные уравнения переходят в скалярные

$$I_s = |S(\theta)|^2 \cdot I_0. \quad (5)$$

Основной вклад в рассеяние на небольшой угол вносит дифракция света. Основная интенсивность светового потока (98%) сосредоточена в угле определяющим первый дифракционный минимум. В случае сферы диаметром d – угол $\theta = (1,22\lambda)/(n_2 d)$, λ – длина волны, n_2 – показатель преломления среды. Для шаров с размером $d \gg \lambda$ и гладкой поверхностью нужно учитывать рефракцию и отражение света. Это приводит к появлению дополнительных поправочных членов в конечном выражении.

Если диаметр шара мал и относительный показатель преломления невелик ($4\pi d(n_{21}-1)/\lambda \ll 1$, то можно найти $S(\theta)$ по формулам теории Релея-Ганса:

$$S(\theta) = ik^3 \alpha \cdot \exp(i\varphi) \cdot \cos(\theta); \quad (6)$$

$\alpha = (n_{21} - 1)d^3/12$, $k = 2\pi/\lambda$, φ – сдвиг фазы, зависящий от θ . При этом каждый элемент объема дает релеевское рассеяние независимо от других элементов объема. Волны, рассеянные в данном направлении разными элементами, интерферируют. Расчеты диаграммы направленности проводились численными методами на основании классических формул, рекомендуемых для практического применения в работе [4]. Результаты расчета для некоторых случаев представлены на рис. 1.

Прохождение света через облако частиц

Когерентная составляющая лазерного пучка, проходя через облако частиц экспоненциально убывает

$$I(z) = I_0 \cdot \exp(-k_s \cdot z), \quad (7)$$

k_s – показатель рассеяния света, $k_s = \sigma n$, σ – эффективное сечение рассеяния, n – концентрация частиц. Рассеянный свет может повлиять на конечный сигнал, если он вы-

идет незначительно за пределы области взаимодействия ($\theta = 0,5^\circ - 1^\circ$) [5]. Практически такие углы соответствуют рассеянию на рассеивателях больших размеров ($d \gg \lambda$). Рассеяние можно считать однократным, если выполняется условие $\sigma N < S$, N – общее число частиц, S – освещаемая в образце площадь. Для среды длиной L это условие легко свести к виду $\sigma \cdot n \cdot L < 1$. Используя (7) получаем макроусловие для однократного рассеяния. Ему соответствует ослабление интенсивности прошедшего света не более чем в 2,7 раза ($I_0/I < 2,7$).

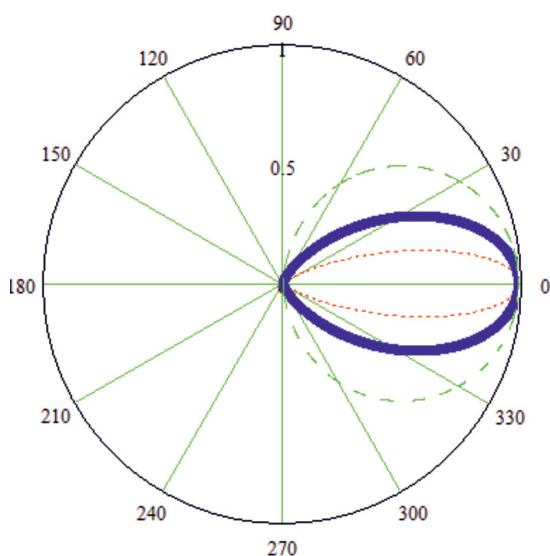


Рис. 1. Диаграмма направленности света (длина волны $\lambda = 0,65$ мкм), рассеянного вперед одиночными сферическими объектами разных размеров (относительный показатель преломления сферы $n_{21} = 1,15$): 1 – диаметр сферы 3 мкм (внешняя пунктирная линия), 2 – диаметр сферы 1,2 мкм (толстая линия), 3 – диаметр сферы 0,5 мкм (внутренняя пунктирная линия)

Использование сферических частиц, для которых вероятность рассеяния неполяризованного света не зависит от азиму-

тального угла φ , позволяет оценить средний угол для m случаев рассеяния как $\theta_m \approx \theta_1^{0,8 \cdot m}$, θ_1 – средний угол однократного рассеяния. Таким образом, при многократном рассеянии вероятность выхода излучения за пределы области «тепловой линзы» выше, чем при однократном.

Схема эксперимента

Лазерное излучение с длиной волны $\lambda \approx 650$ нм и мощностью $P = 10$ мВт проходило через коллиматор (рис.2), конструктивно объединенный с электрооптическим модулятором света, который создавал импульсы длительностью 0,01–50 мс. Шейка каустики формировалась линзой с фокусным расстоянием $F = 25$ см.

Диаметр пучка на линзе составил $d = 3$ мм. Первоначально использовалась кювета длиной 1 см. Используя методику расчета комплексного параметра пучка q ($\frac{1}{q} = \frac{1}{R} - \frac{i\lambda}{\pi w^2}$) (R – радиус кривизны волнового фронта, $w = d/2$), легко получить положение и размер перетяжки за линзой.

$$v_0 = \frac{w_0}{\sqrt{1 + \left(\frac{b_0}{F}\right)^2}} = 46 \text{ мкм,}$$

$$x = \frac{|F|}{1 + \left(\frac{|F|}{b_0}\right)^2} = 24,9 \text{ см.}$$

Кювета с образцом помещалась таким образом, чтобы ее середина находилась на расстоянии, равном конфокальному параметру ($b_1 = \frac{\pi v_0^2}{\lambda} = 5,5$ мм, за плоскостью максимальной фокусировки. На таком расстоянии изменение расходимости пучка будет наибольшим. В последующих экспериментах длина кюветы менялась от 3 до 40 мм.

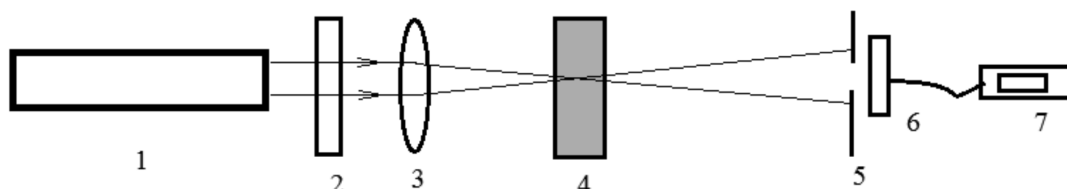


Рис. 2. Экспериментальная установка: 1 – полупроводниковый лазер OMEGA LASER PEN RP50, 2 – коллиматор с электрооптическим модулятором света, 3 – фокусирующая линза, 4 – исследуемый образец, 5 – диафрагма, вырезающая центральную часть пучка, 6 – фотодиод, 7 – цифровой вольтметр

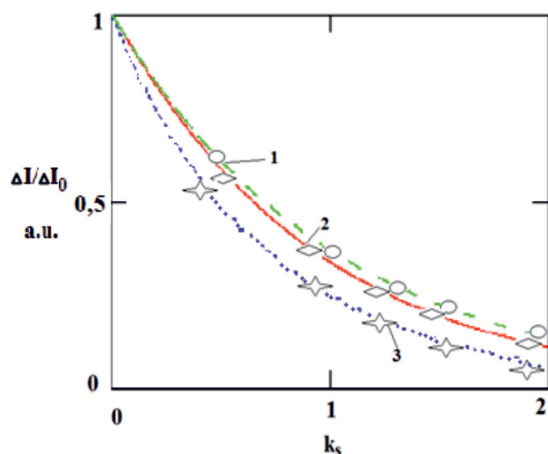


Рис. 3. Зависимость изменения интенсивности света в центре лазерного пучка от показателя рассеяния среды для различных размеров рассеивающих сфер: 1) $d = 0,5 \mu\text{м}$, 2) $d = 1,2 \mu\text{м}$, 3) $d = 3 \mu\text{м}$

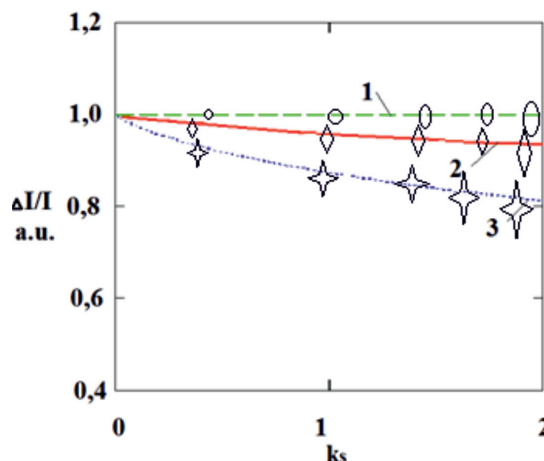


Рис. 4. Относительное изменение интенсивности света в центре лазерного пучка в зависимости от показателя рассеяния среды для различных размеров рассеивающих сфер: 1) $d = 0,5 \mu\text{м}$, 2) $d = 1,2 \mu\text{м}$, 3) $d = 3 \mu\text{м}$.

В качестве рассеивателей использовалась водная гидрозоль с калиброванными полистирольными шариками (для $\lambda = 650 \text{ нм}$ показатель преломления $n = 1,57$, относительный показатель преломления $n_{21} = 1,18$) диаметром $d = 0,5 \mu\text{м}$, $1,2 \mu\text{м}$ и $3 \mu\text{м}$.

Экспериментальные результаты

На данной установке были проведены измерения зависимости изменения интенсивности в центре лазерного пучка из-за самодефокусировки (сигнала «тепловой линзы») от показателя рассеяния среды для рассеивающих сфер диаметром $0,5 \mu\text{м}$, $1,2 \mu\text{м}$ и $3 \mu\text{м}$. Результаты измерений и расчеты для данных рассеивателей с учетом их диаграмм направленностей приведены на рис. 3. Для шариков диаметром $0,5 \mu\text{м}$ результаты измерений с вероятностью 99% ложатся на экспоненциальную зависимость ослабления интенсивности (верхняя штриховая линия соответствует рассчитанной зависимости). То есть рассеяние на таких объектах практически не влияет на определение показателя поглощения веществом методом «тепловой линзы».

На рис. 4 это выглядит как неизменное значение относительного изменения интенсивности света в центре пучка. В случае сферических рассеивателей диаметром $1,2 \mu\text{м}$ сигнал уменьшается несколько сильнее (средняя сплошная линия). Относительный сигнал (фактически точность измерения показателя поглощения), как видно из рис. 4, падает, но незначительно. Изменение сравнимо с погрешностью. Для сфер

диаметром $3 \mu\text{м}$ получено самое большое изменение сигнала с ростом показателя рассеяния (нижняя пунктирная кривая). Для показателя рассеяния $k_s = 2$ относительный сигнал (точность измерения) уменьшился более чем на 20%. Как следует из расчетов, для более крупных рассеивателей погрешности измерения будут возрастать.

Заключение

В работе изучена возможность применения метода «тепловой линзы» для определения малого показателя поглощения сильно рассеивающей среды, исследована зависимость изменения интенсивности в центре лазерного пучка из-за самодефокусировки при прохождении через слабо поглощающую среду (сигнала «тепловой линзы») от показателя рассеяния и найдена зависимость точности определения показателя поглощения от показателя рассеяния для разных размеров рассеивающих сфер. Экспериментальные значения показали хорошее совпадение с расчетами. Частицы малого размера (порядка длины волны света) рассеивают излучение на большие углы, что приводит только к уменьшению полной мощности пучка. Для такого случая эта методика может быть применена для определения поглощения даже сред с малым поглощением и значительным рассеянием (показатель поглощения $\alpha \sim 10^{-3} \text{ м}^{-1}$, показатель рассеяния $k_s \sim 10^2 \text{ м}^{-1}$). Для частиц большого размера ($d \geq 3 \mu\text{м}$) погрешность метода может составить 5–10% для $k_s \sim 10 \text{ м}^{-1}$ и 20–40% для $k_s \sim 10^2 \text{ м}^{-1}$.

Список литературы

1. Петропавловский В.М., Топоркова Л.В. Способ стабилизации мощности излучения лазера // Инфокоммуникационные технологии. 2013. № 2. С. 65–68.

2. Петропавловский В.М. Определение показателя поглощения слабопоглощающей жидкости методом «тепловой линзы». // Международный журнал прикладных и фундаментальных исследований. 2019. № 8. С. 135–139.

3. Шиганов И.Н., Мельников Д.М., Якимова М.А. Исследование взаимодействия лазерного излучения с рассеи-

вающими жидкими средами в условиях изменения функции распределения взвешенных частиц по размерам // Квант. электрон. 2016. Т. 46. № 9. С. 855–859.

4. Исимару А. распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах. В 2-х томах. Т. 1. М.: «Мир», 1981. 280 с.

5. Банах В.А., Герасимова Л.О. Численное моделирование распространения импульсных лазерных пучков // Труды XXIV Всероссийской науч. конф. РРВ-24, 29 июня – 5 июля 2014. Иркутск: ИСЗФ СО РАН Распростр. радиоволн, 2014. С. 127–130.