

09

## Исследование оптических свойств наночастиц алюминия в тетранитропентаэритрите с использованием фотометрического шара

© Б.П. Адуев,<sup>1</sup> Д.Р. Нурмухаметов,<sup>1</sup> Г.М. Белокуров,<sup>1</sup> А.А. Звекон,<sup>1</sup>  
А.В. Каленский,<sup>2</sup> А.П. Никитин,<sup>1</sup> И.Ю. Лисков<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт углеродной и химического материаловедения СО РАН,  
650000 Кемерово, Россия

<sup>2</sup> Кемеровский государственный университет,  
650043 Кемерово, Россия  
e-mail: lesinko-iuxm@yandex.ru, kriger@kemsu.ru

(Поступило в Редакцию 22 января 2014 г.)

С использованием фотометрического шара экспериментально исследована зависимость коэффициентов пропускания и суммы коэффициентов пропускания и поглощения света с длиной волны 643 nm в прессованных образцах тетранитропентаэритрита (тэна), содержащих нановключения алюминия (средний радиус 50 nm), от толщины таблетки и массовой доли наночастиц алюминия в ней. Проведено моделирование процесса поглощения и рассеяния света в данной системе с привлечением теории Ми и уравнения переноса излучения. Показано, что распределение поглощенной энергии по глубине образца приблизительно подчиняется законам Бугера и Бера. Эффективное значение сечения поглощения излучения наночастицами металла, учитывающее как поглощение, так и рассеяние света ансамблем частиц, превышает геометрическое сечение.

### Введение

Изучению оптических свойств наночастиц металлов посвящен широкий спектр экспериментальных и теоретических работ, например [1–6]. Актуальность данной темы объясняется тем, что на оптические свойства влияет не только природа металла, но и размерные, морфологические и структурные характеристики наночастиц. Прикладной аспект проблемы заключается в возможности практического использования процессов поглощения и рассеяния света наночастицами в таких устройствах, как полупроводниковые солнечные батареи [1,2] и оптические детонаторы [7–11]. В первом случае рассеяние света наночастицами приводит к падению коэффициента отражения света от ячейки и повышению ее эффективности [1,2], во втором — к поглощению энергии лазерного излучения и снижению критической плотности энергии инициирования в десятки раз [7–11]. Обсуждается возможность применения наночастиц для устройств нанофотоники [3] и гипертермической терапии рака [5].

Сложность определения оптических свойств связана с одновременным наличием эффектов рассеяния и поглощения излучения, которые невозможно разделить при классической методике получения спектров экстинкции. При типично используемых концентрациях наночастиц становится значительным эффект многократного рассеяния света, роль которого отмечалась ранее [12]. Несмотря на большой накопленный объем экспериментальных результатов, связь между сечениями поглощения и рассеяния света и наблюдаемыми экспериментально оптическими свойствами наночастиц пока не определена.

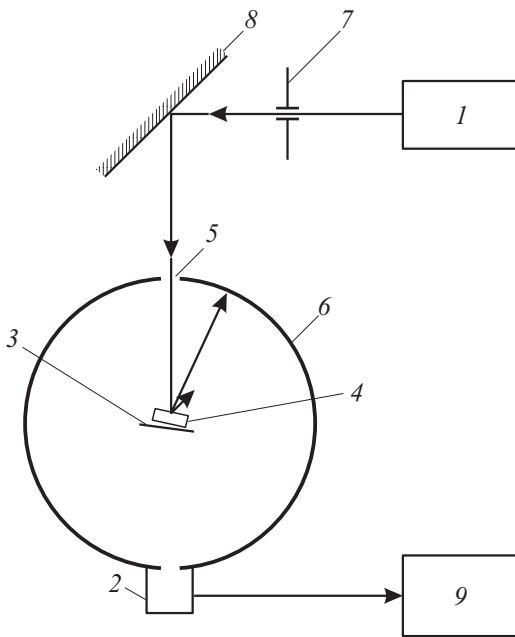
Цель работы — определение сечений поглощения и рассеяния света наночастицами с использованием экспериментально измеренных с помощью фотометрического шара величин коэффициентов рассеяния и пропускания.

### Методика эксперимента

В качестве образцов использовались прессованные порошки тетранитропентаэритрит (тэна) с добавками наноразмерного алюминия. Выбор образцов определяется возможностью их использования в качестве капсульных составов для оптических детонаторов. Для подготовки образцов использовался синтезированный нами порошок тэна с характерными размерами зерен 1–2 μm [7].

В качестве добавок использовался порошок алюминия, изготовленного методом газозафазного синтеза в Институте физики металлов УрО РАН, с диаметром частиц в максимуме распределения 100–120 nm (использовался тот же порошок, что и в работах [7,8]). Возраст порошка на момент проведения экспериментов составлял 4 г. Известно, что в результате хранения наночастицы Al покрываются оксидной пленкой. Количественное содержание оксида алюминия (Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>), рассчитанное по результатам электронно-зондового микроанализа (рентгеновская флуоресценция), проведенное при помощи сканирующего электронного микроскопа JEOL JSM63901A, оснащенного спектрометром JEOL JED2400, составило 24 массовых процента.

Проводилась следующая процедура подготовки образцов. В порошок тэна добавлялись наночастицы Al до получения нужной концентрации. Смесь помещалась в гексан и перемешивалась в ультразвуковой ванне для



**Рис. 1.** Схема измерения оптических характеристик: 1 — источник излучения, 2 — фотодиод, 3 — светоотражатель, 4 — образец, 5 — входное окно фотометрического шара, 6 — фотометрический шар, 7 — диафрагма, 8 — поворотное зеркало, 9 — милливольтметр.

получения равномерного распределения наночастиц в объеме смеси. После этого проводили испарение гексана, сушку смеси и навеску образца необходимой величины. Образцы с применением специальной пресс-формы прессовались в виде таблеток с требуемой толщиной и диаметром  $3 \pm 0.01$  мм. При прессовании давление поднималось в течение 30 мин до величины 1.8 ГПа. В результате прессования получали образец с плотностью, близкой к плотности монокристалла ( $1.73 \pm 0.03$  г/см<sup>3</sup>). Данная методика обеспечивает отсутствие посторонних включений, пузырей и трещин, видимых дефектов на поверхности [7].

Измерения проводились с применением фотометрического шара [12,13] (рис. 1). В качестве источника света применялся лазерный диод (643 нм, 5 мВт) 1. Для измерения интенсивности светового потока применялся PIN-фотодиод 2, сигнал  $I$  с которого фиксировался милливольтметром. Угол между падающим пучком и нормалью к образцу не превышал  $5^\circ$ .

Контрольный замер  $I_0$  осуществлялся путем измерения освещенности внутри шара без образца. В этом случае свет рассеивался светоотражателем 3, имеющим ту же окраску, что и стенки шара. Экспериментально измерялись коэффициент пропускания  $T = I_T/I_0$ , сумма коэффициентов отражения и пропускания  $T + R = I_{T+R}/I_0$ . Для измерения коэффициента пропускания  $T$  образец 4 помещался на пути лазерного луча на входное окно 5, и измерялась интенсивность светового потока  $I_T$ . Для измерения  $T + R$  образец 4

помещался в центре шара (как показано на рисунке). Измерялась интенсивность светового потока  $I_{T+R}$ .

Погрешность определения оптических параметров зависела в основном от качества образцов, в частности, их однородности, случайного отклонения концентрации включений от заданной. В связи с этим на каждой использованной концентрации включений проводились измерения на 5 одинаковых образцах, вычислялось среднее значение и доверительный интервал при доверительной вероятности  $\alpha = 0.9$ .

Тестирование методики проводилось на стандартных стеклах с известными  $T$  и  $R$  [13], которое подтвердило ее корректность.

## Методика моделирования

В рамках теории переноса излучения среда характеризуется линейными показателями экстинкции  $k$ , поглощения  $k_{\text{abs}}$  и рассеяния  $k_{\text{sca}}$ , величиной альbedo однократного взаимодействия кванта света с рассеивающей средой  $\Lambda = k_{\text{sca}}/k$  и индикатрисой рассеяния. Обозначим средние значения коэффициентов эффективности поглощения и рассеяния включений как  $Q_{\text{abs}}$  и  $Q_{\text{sca}}$ . Соответственно выражения для коэффициентов поглощения, рассеяния и ослабления принимают вид [14]

$$k_{\text{abs}} = \pi r_{\text{eff}}^2 Q_{\text{abs}} C,$$

$$k_{\text{sca}} = \pi r_{\text{eff}}^2 Q_{\text{sca}} C,$$

$$k = \pi r_{\text{eff}}^2 C (Q_{\text{sca}} + Q_{\text{abs}}), \quad (1)$$

где  $r_{\text{eff}}$  — эффективный радиус включения,  $C$  — концентрация включений (см<sup>-3</sup>). Эффективный радиус принимался равным 50 нм (максимум распределения). Концентрация рассчитывалась из массовой доли

$$C = \frac{w \rho_{\text{PETN}}}{M}, \quad (2)$$

где  $w$  — массовая доля добавки (вкладом добавки в массу образца при массовой доле менее 1% можно пренебречь),  $\rho_{\text{PETN}}$  — плотность тэна (1.73 г/см<sup>3</sup>), средняя масса включения вычислялась по выражению

$$\bar{M} = \frac{4\pi}{3} \rho_i \frac{\sum N_i R_i^3}{\sum N_i}, \quad (3)$$

где  $\rho_i$  — плотность вещества включения (для алюминия 2.7 г/см<sup>3</sup>),  $R_i$  — радиус включений,  $N_i$  — количество включений с радиусом  $R_i$ . Две последние величины определялись из экспериментальной гистограммы [7].

Для решения уравнения переноса излучения использована разновидность метода сферических гармоник, в которой освещенность разделяется на падающую (нерассеянную  $I_0$ ) и рассеянную ( $I_s$ ) составляющие [15]:

$$I = I_0 + I_s. \quad (4)$$

Нерассеянная составляющая освещенности уменьшается по закону Бугера с учетом отражения от нижней границы образца:

$$I_0 = J(\exp(-\tau) + R_f \exp(\tau - 2L)), \quad (5)$$

где  $\tau = kx$  — безразмерная координата,  $J = J_0(1 - R_f)$ ,  $R_f$  — коэффициент отражения нормально падающего света от границы образца,  $J_0$  — интенсивность падающего на образец излучения. Система дифференциальных уравнений для коэффициентов разложения рассеянной составляющей освещенности по сферическим гармоникам ( $C_m$ ) имеет вид [15]

$$\frac{1}{2m+1} \left[ (m+1) \frac{dC_{m+1}}{d\tau} + m \frac{dC_{m-1}}{d\tau} \right] + \left( 1 - \frac{\Lambda x_m}{2} \right) C_m = \frac{J\Lambda x_l}{2} [\exp(-\tau) + R_f \exp(\tau - 2L)], \quad (6)$$

где  $x_l$  — коэффициенты разложения индикатрисы рассеяния по сферическим гармоникам. Граничные условия для системы (6), соответствуют френелевскому отражению [16,17]:

$$I_s(0, \mu) = R(\mu)I_s(0, -\mu), \quad 0 \leq \mu \leq 1, \quad (7)$$

$$I_s(L, -\mu) = R(\mu)I_s(L, \mu), \quad -1 \leq \mu \leq 0, \quad (8)$$

где  $R(\mu)$  — угловая зависимость френелевского коэффициента отражения,  $\mu = \cos \theta$  — косинус сферического угла. Формулы (7) и (8) определяют граничные условия на верхней и нижней поверхностях образца соответственно. Применив разложение  $R(\mu)$  по полиномам Лежандра, получим граничное условие для вкладов гармоник

$$\sum_{m=0}^N (N_{lm} - R'_{lm}) C_m(0) = 0, \quad (9)$$

где матричные элементы имеют вид

$$R'_{lm} = (-1)^m \frac{2m+1}{2} \int_0^1 P_m(\mu) R(\mu) P_l(\mu) d\mu, \quad (10)$$

$$N_{lm} = \frac{2m+1}{2} \int_0^1 P_m(\mu) P_l(\mu) d\mu. \quad (11)$$

Аналогичным образом для нижней границы получаем

$$\sum_{m=0}^N (\tilde{N}_{lm} - \tilde{R}'_{lm}) C_m(L) = 0. \quad (12)$$

Матричные элементы связаны следующими соотношениями:

$$\begin{aligned} \tilde{N}_{lm} &= (-1)^m N_{lm}, \\ \tilde{R}'_{lm} &= (-1)^m R'_{lm}. \end{aligned} \quad (13)$$

В соответствии с формулами Френеля угловая зависимость коэффициента отражения при  $\mu \geq \sqrt{1-n^{-2}}$  имела вид

$$R(\mu) = \frac{1}{2} \left( \frac{\sqrt{n^{-2}-1+\mu^2}-\mu}{\sqrt{n^{-2}-1+\mu^2}+\mu} \right)^2 \times \left[ 1 + \left( \frac{\mu\sqrt{n^{-2}-1+\mu^2}+\mu^2-1}{\mu\sqrt{n^{-2}-1+\mu^2}-\mu^2+1} \right)^2 \right]. \quad (14)$$

При  $\mu < \sqrt{1-n^{-2}}$  происходит полное внутреннее отражение и  $R(\mu) = 1$ .

Система уравнений (6) является неоднородной и не разрешенной относительно производных. Для удобства решения она приводилась к виду

$$\frac{dC_m}{d\tau} = \sum_{n=0}^N A_{mn} C_n + J\Lambda B_m [\exp(-\tau) + R_f \exp(\tau - 2L)]. \quad (15)$$

Решение (15) можно представить в виде

$$C_m(\tau) = \sum_{l=0}^N a_{ml} \tilde{C}_l \exp(\gamma_l \tau) + C_p^1 \exp(-\tau) + C_p^2 \exp(\tau). \quad (16)$$

Коэффициенты  $C_p^1$  и  $C_p^2$  равны

$$C_p^1 = -J\Lambda \sum_{m=0}^N [\delta_{pm} + A_{pm}]^{-1} B_m, \quad (17)$$

$$C_p^2 = J\Lambda R_f \exp(-2L) \sum_{m=0}^N [\delta_{pm} - A_{pm}]^{-1} B_m. \quad (18)$$

Первое слагаемое в правой части (16) соответствует разложению решения по собственным векторам (матрица  $a_{ml}$ ) с соответствующими собственными числами  $\gamma_l$ . Коэффициенты разложения  $\tilde{C}_l$  определялись из граничных условий (9) и (12), образующих систему из  $2N+2$  уравнений, из которых  $2N$  линейно независимы. Число определяемых коэффициентов  $N+1$ , т.е. система переопределенная. Поэтому использовалась минимизация суммы квадратов отклонений величин в левых частях (9) и (12) от нуля методом Нелдера–Мида. Типичные значения суммы квадратов отклонений не превышали  $10^{-4}$  при  $J=1$ , что говорит об удовлетворительной точности расчета.

Для сравнения с экспериментом вычислялись наблюдаемые величины коэффициентов отражения, пропускания и поглощения. Поглощение света в каждой точке составляет  $(1-\Lambda) \int_{-1}^1 I d\mu$  (в размерных переменных коэффициент перед интегралом равен  $(1-\Lambda)k$ ). Поглощенная энергия в единице объема от рассеянного света равна  $(1-\Lambda)C_0$ . Следовательно, выражение для коэффициента поглощения света образцом с учетом

отражения падающего излучения от верхней границы имеет вид

$$A = (1 - \Lambda) \left( \frac{1}{J_0} \int_0^L C_0 d\tau + (1 - R_f) \times [1 - \exp(-L) + R_f \exp(-L)(1 - \exp(-L))] \right). \quad (19)$$

Пропущенное и отраженное излучение складывается из рассеянной и нерассеянной составляющей. Первая определяется интегралами от  $I_s(0)$  и  $I_s(L)$  по углу от доли пропущенной энергии в каждом направлении, спроектированном на нормаль к поверхности. Составляющие в отраженном и пропущенном свете от рассеянного излучения примут вид  $\sum_{m=0}^N (-1)^m C_m(0) \xi_m$  и  $\sum_{m=0}^N C_m(\tau) \xi_m$  соответственно, где компоненты вектора  $\xi_m$  равны

$$\xi_m = \frac{2m+1}{2} \int_0^1 P_m(\mu) [1 - R(\mu)] \mu d\mu. \quad (20)$$

К ним необходимо прибавить отражение и пропускание нерассеянной компоненты на границах образца. Соответственно получим

$$T = \left( \frac{1}{J_0} \sum_{m=0}^N C_m(\tau) \xi_m + (1 - R_f)^2 \exp(-L) \right), \quad (21)$$

$$R = \left( \frac{1}{J_0} \sum_{m=0}^N (-1)^m C_m(0) \xi_m + R_f + R_f(1 - R_f) \exp(-2L) \right). \quad (22)$$

Из формулы (22) следует, что отражение от рассеивающей свет системы больше френелевского.

При численном моделировании использовались первые восемь гармоник, так как дальнейшее увеличение их количества перестает влиять на результаты расчета. Для апробации методики выполнен расчет распределения поглощенной энергии излучения при  $Q_{sca} = 1.0$ ,  $Q_{abs} = 0.01$ . При этих параметрах реализуется диффузионный режим рассеяния света [18], и безразмерный показатель поглощения составляет  $\sqrt{3}(1 - \Lambda)$ . Рассчитанная величина безразмерного показателя поглощения составляет 0.1775 и отличается на 3% от теоретического значения, что свидетельствует о корректности расчета.

В работе проведено решение обратной задачи: определение из обработки экспериментально измеренных коэффициентов пропускания и поглощения света в прессованных образцах тэна, содержащих наночастицы известной концентрации и дисперсности, сечений поглощения и рассеяния и параметров индикатрисы рассеяния. Рассеяние осуществлялось на наночастицах металлов, которое рассчитывалось в рамках теории Ми.

Сечения поглощения и рассеяния [8,11,14], а также индикатриса рассеяния зависят от комплексного показателя преломления, следовательно, остается два варьируемых параметра. Подпрограмма рассчитывала вначале параметры рассеяния, затем они использовались для расчета методом сферических гармоник пространственного распределения интенсивности и интегральных характеристик: коэффициентов отражения и суммы коэффициентов отражения и пропускания образца. Критерием согласия расчета и эксперимента служила величина суммы квадратов отклонений.

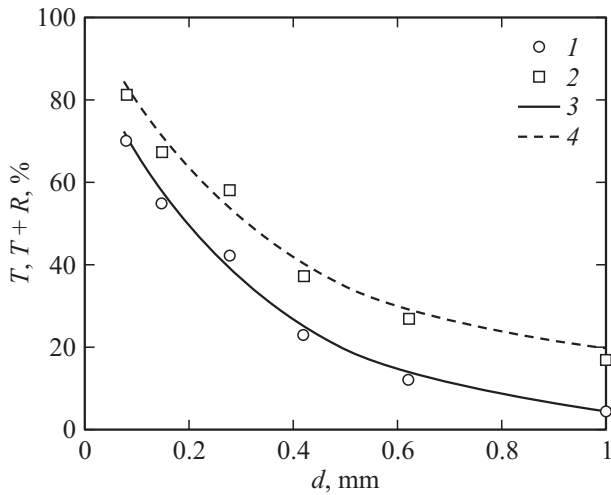
## Результаты и обсуждение

В первой серии экспериментов использовались образцы с содержанием включений 0.025, 0.05, 0.075, 0.1, 0.15, 0.2 массовых процента, при этом толщина образцов составляла величину  $0.13 \pm 0.01$  mm. Измерения при больших массовых долях не проводились, поскольку пропускание было близко к нулю. Результаты измерений представлены на рис. 2. Во второй серии экспериментов исследовалось поглощение света образцами с концентрацией 0.017%, но варьировалась толщина образцов. Результаты измерений представлены на рис. 3.

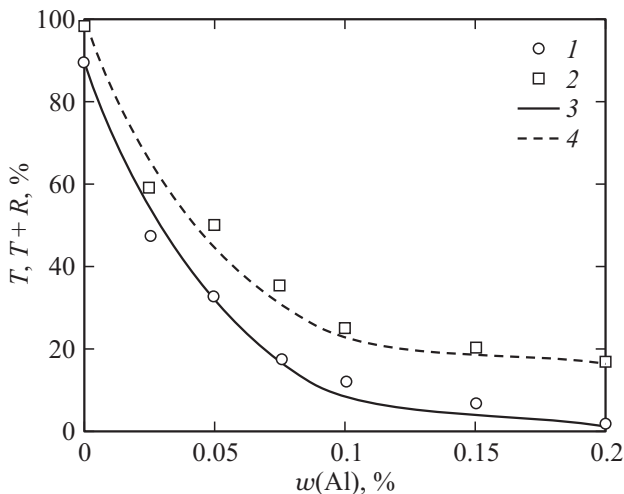
Для прессованных образцов без включений значение  $R$  близко к коэффициенту френелевского отражения для монокристалла. Действительно, при коэффициенте преломления  $n = 1.54$  для тэна френелевское отражение от передней и тыльной поверхности составляет  $R = 0.09$ . Таким образом, матрица является слабопоглощающей и слаборассеивающей средой.

При переходе к образцам, содержащим включения, доля отраженной и рассеянной энергии увеличивается до  $\sim 15\%$ . В пределах погрешности измерений эта величина практически не меняется ни при вариации концентрации включений, ни при вариации толщины образца при заданной концентрации включений. Увеличение коэффициента отражения при введении добавок является прямым следствием рассеяния света на них. Следует отметить, что коэффициент отражения у образцов с включениями больше, чем без включений, даже если коэффициент пропускания пренебрежимо мал.

На рис. 2 и 3 представлено сравнение теоретических и экспериментальных зависимостей коэффициентов отражения и суммы коэффициентов отражения и пропускания от толщины образца и массовой доли включений при длине волны 643 nm. Теоретические зависимости получены при варьировании показателя преломления алюминия. Из рисунка следует хорошее согласие эксперимента и расчета при показателе преломления  $1.28 - 5.90i$ . Согласно справочным данным, показатель преломления алюминия при длине волны 650 nm составляет  $(1.14 \pm 0.16) - (6.54 \pm 0.57)i$  [19], что близко к полученной из эксперимента величине. Это позволяет сделать вывод, что в случае алюминия экстраполяция коэффициента преломления массивного образца в область



**Рис. 2.** Зависимость коэффициентов пропускания (1, 3) и суммы коэффициентов пропускания и отражения (2, 4) от толщины образца при массовой доле алюминия 0.017%. 1, 2 — эксперимент, 3, 4 — расчет.



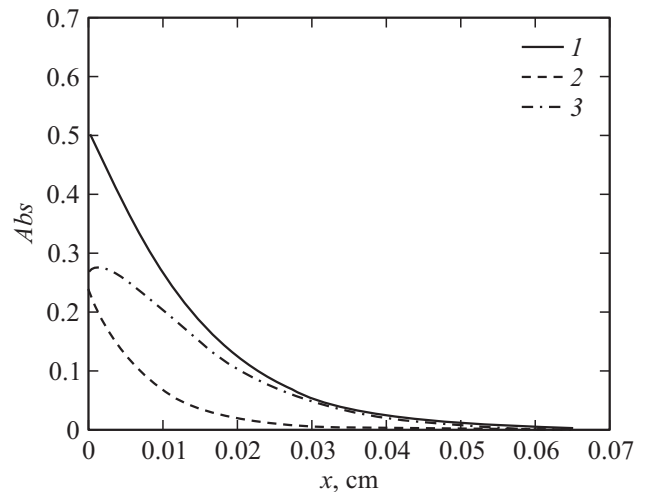
**Рис. 3.** Зависимость коэффициентов пропускания (1, 3) и суммы коэффициентов пропускания и отражения (2, 4) от массовой доли алюминия при толщине образца 0.13 мм. 1, 2 — эксперимент, 3, 4 — расчет.

малых частиц обоснована. Рассчитанные средние по распределению коэффициенты эффективности поглощения и рассеяния света наночастицами при длине волны света 643 nm составляют 0.6614 и 2.1561 соответственно. В точке максимума гистограммы (50 nm) они равны 0.7022 и 1.8506 соответственно. Различия связаны с конечной шириной распределения по размерам.

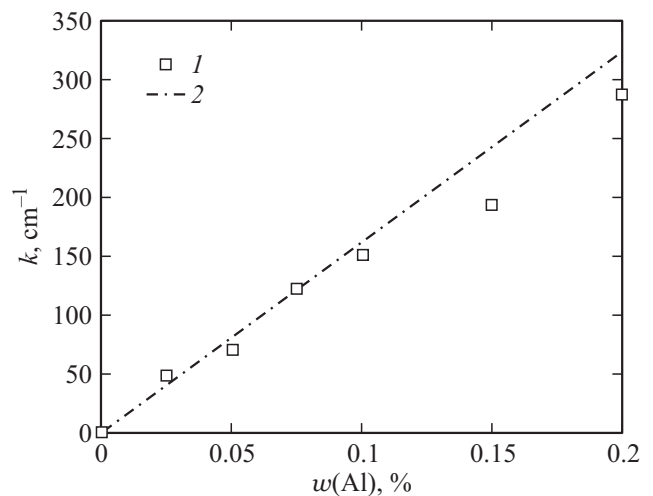
На рис. 4 приведено распределение поглощенной энергии  $I$  в относительных единицах по глубине образца в случае массовой доли алюминиевых включений 0.05%, также нанесены составляющие от нерассеянного 2 и рассеянного 3 излучения. Вклады обеих компонент сопоставимы только на поверхности образца. По мере удаления от нее вклад рассеянной компоненты начинает

доминировать. Наблюдаемый максимум на зависимости для рассеянной компоненты является типичным, возникая из-за частичной проницаемости границы образца для излучения. Зависимость поглощаемой энергии от глубины образца близка к экспоненциальной, т.е. приблизительно выполняется закон Бугера, в котором наблюдаемый показатель поглощения определяется как поглощением, так и рассеянием света в среде. При моделировании ощутимые отклонения от закона Бугера наблюдались только для очень тонких образцов, когда становится значительным отражение излучения от тыльной границы.

На рис. 5 представлены рассчитанные по экспериментальным данным 1 линейные коэффициенты поглощения света образцом и полученные в результате модели-



**Рис. 4.** Рассчитанное распределение поглощенной энергии излучения по глубине образца в относительных единицах. 1 — распределение поглощенной энергии, 2 — вклад нерассеянной составляющей, 3 — вклад рассеянной составляющей.



**Рис. 5.** Зависимость коэффициента поглощения света (с учетом рассеяния) от массовой доли алюминия. 1 — обработка эксперимента, 2 — расчет.

рования 2 при различных значениях массовой доли алюминия. Экспериментальные величины определялись как  $d^{-1} \ln[(1 - R)/T]$ . Теоретические значения были рассчитаны из коэффициента наклона зависимости логарифма поглощаемой энергии от глубины образца. Между ними видно хорошее согласие. И теория, и эксперимент приводят к зависимости от массовой доли, близкой к линейной, что говорит о приближенном выполнении закона Бера.

В ранних работах было высказано предположение, что рассеяние света способно приводить к значительному увеличению поглощаемой наночастицами энергии [12]. Оценим коэффициент, связывающий плотность энергии падающего на образец излучения с энергией, поглощаемой на одну наночастицу. Определяя концентрацию по формуле (2) и используя полученные значения действующего коэффициента поглощения, получим действующее сечение поглощения (уже учитывающее эффект рассеяния света)  $k/C = 1.52 \cdot 10^{-10} \text{ cm}^2$ . Сечение рассчитывалось при эффективном радиусе 50 nm, поэтому для действующего коэффициента эффективности поглощения получим  $(1 - R)k/\pi r_{\text{eff}}^2 C = 1.64$  ( $R \approx 0.15$ ). Таким образом, эффект многократного рассеяния действительно приводит в некоторых случаях к тому, что включение поглощает больше энергии, чем должно было бы упасть на ее поверхность. Эффект на первый взгляд представляется менее выраженным, чем предполагалось ранее (12–24 раз) [12]. Однако, если учесть малую поглощающую способность включений ( $Q_{\text{abs}} < 1$ ), эффект возрастет до 2.48.

## Заключение

Экспериментально определены коэффициенты пропускания и сумма коэффициентов пропускания и поглощения света с длиной волны 643 nm в прессованных образцах тэна, содержащих нановключения алюминия. Для обработки результатов использовались теория Ми и решение уравнения переноса излучения методом сферических гармоник. Получены распределения поглощенной энергии по глубине образца, показано, что оно приближенно подчиняется законам Бугера и Бера. Определено наблюдаемое сечение поглощения излучения наночастицами алюминия, учитывающее как поглощение, так и рассеяние, которое превышает геометрическое. Полученный из экспериментальных данных коэффициент преломления алюминия согласуется со справочными данными.

Авторы благодарны проф. В.Ю. Яковлеву за полезные дискуссии и помощь в проведении эксперимента.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ (№ 13-03-98032 р\_сибирь\_a) и министерства образования и науки РФ, госзадание № 2014/64.

## Список литературы

- [1] Wang H.-H., Su Ch., Wu Ch.-Y., Tsai H.-B., Li Ch.-Y., Li W.-R. // *Thin Solid Films*. 2013. Vol. 529. P. 15–18.
- [2] Moulin E., Sukmanowski J., Luo P., Carius R., Royer F.X., Stiebig H. // *J. Non-Crystalline Sol.* 2008. Vol. 354. P. 2488–2491.
- [3] Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Панина Е.К. // *Изв. вузов. Физика*. 2010. Т. 53. № 4. С. 76–85.
- [4] Светличный В.А., Лапин И.Н. // *Изв. вузов. Физика*. 2013. Т. 56. № 5. С. 86–91.
- [5] Dombrovsky L.A., Timchenko V., Jackson M., Yeoh G.H. // *Intern. J. Heat and Mass Transfer*. 2011. Vol. 54. P. 5459–5469.
- [6] Рутберг Ф.Г., Гусаров В.В., Коликов В.А., Воскресенская И.П., Снегов В.Н., Стогов А.Ю., Черепкова И.А. // *ЖТФ*. 2012. Т. 82. Вып. 12. С. 33–36.
- [7] Адуев Б.П., Белокуров Г.М., Нурмухаметов Д.Р., Нелюбина Н.В. // *Физика горения и взрыва*. 2012. Т. 48. № 3. С. 127–132.
- [8] Адуев Б.П., Нурмухаметов Д.Р., Фурега Р.И., Звекоев А.А., Каленский А.В. // *Химическая физика*. 2013. Т. 32. № 8. С. 39–42.
- [9] Адуев Б.П., Нурмухаметов Д.Р., Ципилев В.П., Фурега Р.И. // *Физика горения и взрыва*. 2013. Т. 49. № 2. С. 102–105.
- [10] Aluker E.D., Krechetov A.G., Mitrofanov A.Y., Nurmukhatmetov D.R., Kuklja M.M. // *J. Phys. Chem. C*. 2011. Vol. 115. N 14. P. 6893–6901.
- [11] Кригер В.Г., Каленский А.В., Звекоев А.А., Зыков И.Ю., Адуев Б.П. // *Физика горения и взрыва*. 2012. Т. 48. № 6. С. 54–58.
- [12] Александров Е.И., Вознюк А.Г., Ципилев В.П. // *Физика горения и взрыва*. 1989. Т. 25. № 1. С. 3–9.
- [13] Зинченко А.Д., Погребов А.И., Таржанов В.И., Токарев Б.Б. // *Физика горения и взрыва*. 1992. Т. 28. № 5. С. 80–87.
- [14] Шифрин К.С. *Рассеяние света в мутной среде*. М.; Л.: Гос. изд-во технико-теоретической лит., 1951. 288 с.
- [15] Будак В.П. *Методы решения уравнения переноса излучения*. М.: Издательский дом МЭИ, 2007. 52 с.
- [16] Garcia R.D.M. // *J. Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer*. 2013. Vol. 115. P. 28–45.
- [17] Garcia R.D.M. // *J. Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer*. 2012. Vol. 113. P. 306–317.
- [18] Исимару А. *Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах*. М.: Мир, 1981. Т. 1. С. 202.
- [19] Золотарев В.М., Морозов В.Н., Смирнова Е.В. *Оптические постоянные природных и технических сред*. Л.: Химия, 1984. 216 с.