

ОПТОВОЛОКОННЫЙ МЕТОД ДИАГНОСТИКИ НАНОМАТЕРИАЛОВ

О.О. ОБСЕЙЧУК¹, В.И. ИВАНОВ¹, Г.Д. ИВАНОВА¹

¹Дальневосточный государственный университет путей сообщения

E-mail: ivanov@festu.khv.ru

Нелинейно-оптические методы диагностики наноматериалов часто имеют преимущества даже перед традиционными методами оптической диагностики [1]. Данные методы позволяют более эффективно использовать уникальные свойства когерентного излучения. Процессы взаимодействия лазерного излучения с такими средами описываются методами нелинейной оптики. В жидкофазных наноматериалах проявляются специфические механизмы оптической нелинейности, обусловленные светоиндуцированными потоками наночастиц [2]. При этом, например, метод светоиндуцированной линзы позволяет исследовать характеристики даже прозрачных наноматериалов.

Целью данной работы является теоретический анализ стационарного светового отклика в прозрачной дисперсной среде в оптоволоконной однолучевой схеме.

Мы будем рассматривать жидкофазную среду с наночастицами (дисперсная фаза), находящуюся под воздействием лазерного излучения с гауссовым профилем интенсивности [3]. Будем считать обе компоненты среды прозрачными для излучения, тем самым устраняя влияние термодиффузии [4].

Два одномодовых оптоволокна (излучающее и приемное) находятся соосно на расстоянии z_1 друг от друга и погружены в дисперсную среду. Для гауссова пучка распределение интенсивности падающего излучения в плоскости, перпендикулярной оптической оси z :

$$I = I_0 \left(1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi r_0^2} \right)^2 \right)^{-1} \exp(-r^2(z)/r_1^2(z)), \quad (1)$$

где $r_1(z) = r_0 \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi r_0^2} \right)^2}$ - радиус пучка на расстоянии z от выходного торца

излучающего оптоволокна, r - расстояние от оси пучка, λ - длина волны излучения, r_0 - радиус пучка в перетяжке, I_0 - интенсивность излучения на оси в плоскости перетяжки пучка.

Балансное уравнение, описывающее динамику концентрации наночастиц в жидкофазной среде с учётом диффузионного и электрострикционного потоков ($J_{el} = \gamma C \nabla I$ - электрострикционный поток), можно записать в виде [5]:

$$\frac{\partial C}{\partial t} = D \nabla^2 C - \operatorname{div}(\gamma C \nabla I). \quad (2)$$

Здесь приняты следующие обозначения: $C(r, t)$ - объемная концентрация дисперсных частиц, D - коэффициент диффузии, $\gamma = b\mu$, $b = \frac{4\pi\beta D}{c_0 n k T}$, $\mu = (6\pi\eta a)^{-1}$ - подвижность микрочастицы, a - радиус наночастицы, η - вязкость жидкости, β - поляризуемость частицы, k - постоянная Больцмана, T - температура среды, c_0 - скорость света в вакууме, n - эффективный показатель преломления среды.

Далее, используя представление $C(r, t) = C_0(1 + C'(r, t))$ и полагая изменение относительной концентрации части малым $C'(r, t) \ll 1$, получим для уравнения (2) начальные и граничные условия:

$$C'(r,0)=0, \quad \frac{\partial C'}{\partial r}(r=0)=0, \quad 0 \leq r < \infty. \quad (3)$$

Решая уравнения (2) в стационарном режиме, получаем:

$$C'(r,t) = \gamma D^{-1} I_0 \exp\left(-\frac{r^2}{r_0^2}\right). \quad (4)$$

Для частиц с радиусом, много меньшим длины волны излучения λ , показатель преломления среды пропорционален концентрации частиц [5]: $n = n_1(1 + \Phi\delta)$, где $\delta = (n_2 - n_1)/n_1$; n_1 и n_2 - показатели преломления вещества дисперсионной среды и дисперсной фазы соответственно, $\Phi = (4/3)\pi a^3 C$ - объемная доля дисперсной среды.

Для расчета светового сигнала используем выражение для линзовой прозрачности слоя нелинейной среды [6]:

$$T = 1 + \frac{(l/l_0) F_{nl}(0)}{(1 + l^2/4l_0^2)(1 + 3l^2/4l_0^2)}, \quad (5)$$

где $F_{nl}(0)$ - нелинейный набег фаз в оптической ячейке на оси пучка, $l_0 = \pi r_0^2 / \lambda$, l - расстояние между торцами выходного и приемного оптоволокон. Используя (4-5), можем получить для значения нелинейного набег фазы:

$$F_{nl}(0) = 2\pi n_1 z_1 \gamma D^{-1} I_0 \Phi_0 \delta \lambda^{-1}. \quad (6)$$

Окончательно получаем выражение для светового отклика (интенсивность излучения на оси пучка в плоскости торца приемного оптоволокон).

Таким образом, в работе получено выражение для светового отклика прозрачной дисперсной среды (наножидакости) в оптоволоконной схеме. Полученные результаты актуальны для оптической диагностики дисперсных жидкофазных сред, а также для нелинейной оптики таких сред [7].

Список литературы

1. Иванов В.И., Иванова Г.Д., Хе В.К. Термолинзовая спектроскопия двухкомпонентных жидкофазных сред // Вестник Тихоокеанского государственного университета. – 2011. – № 4. – С. 39-44.
2. Ivanov V.I., Ivanova G.D., Okishev K.N., Khe V.K. Light-induced thermodiffusion in two-component liquid // Proc. SPIE. – 2016.-v.10035. –P. 100354Y.
3. Окишев К.Н., Иванов В.И., Климентьев С.В., Кузин А.А., Ливашвили А.И. Термодиффузионный механизм нелинейного поглощения суспензии наночастиц // Оптика атмосферы и океана.- 2010. -Т. 23. -№ 2. - С. 106-107.
4. Иванова Г.Д., Кирюшина С. И., Мяготин А.В. Динамические голограммы в наносуспензии // Физико-химические аспекты изучения кластеров, наноструктур и наноматериалов. -2014. – №6. - С. 122-125.
5. Ливашвили А.И., Иванова Г.Д., Хе В.К. Стационарный термолинзовый отклик наножидакости // Физико-химические аспекты изучения кластеров, наноструктур и наноматериалов. – 2014. – №6. – С. 227-230.
6. Сухоруков А.П. Дифракция световых пучков в нелинейных средах// Соросовский образовательный журнал. – 1996. - №5. - С. 85-92.
7. Крылов В.И., Иванова Г.Д., Хе В.К. Метод светоиндуцированной псевдо-призмы в наножидакости // Физико-химические аспекты изучения кластеров, наноструктур и наноматериалов. – 2015. – №7. – С. 329-332.