

## СЕЛЕКТИВНЫЙ ЛАЗЕРНЫЙ НАГРЕВ И НЕЛИНЕЙНОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА В ОДНОРОДНОЙ СРЕДЕ

*М.В.Беляев, А.П.Майоров, В.А.Смирнов, В.П.Чеботаев*

Впервые сообщается о наблюдении рассеяния света на температурных неоднородностях, созданных лазерным излучением, центры которых связаны с отдельными поглощающими молекулами. Интенсивность рассеяния, наблюдаемая в эксперименте, хорошо согласуется с теоретической оценкой.

1. Рассмотрим прозрачную жидкость, в которой присутствует небольшое количество молекул, поглощающих свет с длиной волны  $\lambda$ . Так как при наличии тушащих столкновений практически вся поглощенная энергия превращается в тепло, каждая поглощающая молекула является точечным источником тепла. В стационарном случае отклонение температуры от средней вокруг точечного источника тепла имеет вид  $\Delta T(r) = P/4\pi kr$ , где  $P$  – количество тепла, выделяемое в единицу времени,  $k$  – коэффициент теплопроводности. Будем считать для простейших оценок минимальным  $r$ , для которого еще применима эта формула  $r_1 = 2,5n_{\text{ж}}^{-1/3}$ , где  $n_{\text{ж}}$  – концентрация молекул жидкости. Для воды  $r_1 \approx 7,8 \cdot 10^{-8}$  см. При сечении поглощения  $\sigma = 1,5 \cdot 10^{-15}$  см<sup>2</sup> и интенсивности лазерного излучения  $I = 1$  ГВт/см<sup>2</sup>,  $P = \sigma I = 15$  эрг/с,  $\Delta T(r_1) \approx 260$  К. Значительный нагрев среды в ближайшей окрестности поглощающей молекулы может привести к самым различным последствиям и, в частности, к специфическому нелинейному рассеянию света, которое может служить индикатором этого эффекта. Поскольку показатель преломления зависит от температуры, каждая поглощающая молекула является центром оптической неоднородности, величина которой пропорциональна интенсивности падающего света. Рассеяние света на этих неоднородностях по своему физическому содержанию качественно отличается, как от нелинейного рассеяния на малых частицах<sup>1</sup>, так и от рассеяния на тепловых решетках, созданных интерференцией двух световых пучков<sup>2</sup>. В данной работе сообщается о наблюдении этого нового типа нелинейного рассеяния света в оптически однородной среде.

2. Будем считать, что излучение, рассеянное различными неоднородностями, складывается некогерентно. В этом случае можно воспользоваться известной формулой для рэлеевского рассеяния линейно поляризованного света:

$$I_{\text{р}} = I \frac{\pi^2 V}{\lambda^4 r^2} A \sin^2 \Phi [1 + BI^2]. \quad (1)$$

Здесь  $I$ ,  $I_{\text{р}}$  – интенсивности падающего и рассеянного света,  $V$  – наблюдаемый объем,  $\Phi$  – угол между вектором поля падающего излучения и направлением наблюдения,  $A$  – константа, характеризующая молекулярное рассеяние света в данной жидкости. Единица в квадратных скобках соответствует обычному молекулярному рассеянию, а второй член учитывает температурные неоднородности.

$$BI^2 = \frac{n_{\text{эфф}}}{A} \left( \frac{d\epsilon}{dT} \right)^2 (\int \Delta T dV)^2 = \frac{n_{\text{эфф}}}{3A} \left( \frac{d\epsilon}{dT} \right)^2 \left( \frac{\tau \sigma I}{c\rho} \right)^2, \quad \text{при } \tau \ll \tau_{\text{ст}} \quad (2)$$

$$= \frac{n_{\text{эфф}}}{A} \left( \frac{d\epsilon}{dT} \right)^2 \left( \frac{l^2 \sigma I}{2k} \right)^2, \quad \text{при } \tau \gg \tau_{\text{ст}}. \quad (3)$$

Здесь  $c$  – удельная теплоемкость,  $\rho$  – плотность жидкости,  $\tau$  – длительность импульса падающего света,  $\sigma$  – сечение поглощения света данной длины волны,  $\tau_{\text{ст}} = l^2 c\rho/k$ ,  $d\epsilon/dT$  – полная производная от диэлектрической проницаемости по температуре,  $l = n_{\text{эфф}}^{-1/3}$  – среднее рас-

стояние между неоднородностями,  $n_{эфф}$  — концентрация молекул находящихся в резонансе с падающим излучением.

3. Эксперимент проводился на установке, схема которой приведена на рис. 1. Источником излучения служил лазер на АИГ: ЛТИПЧ-8, работающий с частотой повторения 12,5 Гц на длине волны 0,53 мкм в режиме одной поперечной моды. Длительность импульса генерации составляла 20 нс, максимальная энергия в импульсе 1,2 мДж. Лазерное излучение фокусировалось в кювету с раствором йода в воде, сферической или цилиндрической линзой. Интенсивность излучения изменялась в  $10^3$  раз набором светофильтров и контролировалась фотодиодом. Максимальная интенсивность излучения в фокусе линзы составляла 250 МВт/см<sup>2</sup>. Интенсивность рассеянного излучения регистрировалась с помощью ФЭУ-118, в направлении, перпендикулярном направлению распространения излучения лазера. В эксперименте снимались зависимости интенсивности рассеянного излучения от интенсивности падающего лазерного излучения  $I_p(I)$  для дистиллированной воды и слабого раствора йода ( $n = 2,8 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ), которые показаны на рис. 2. Линейная зависимость для дистиллированной воды соответствует обычно рэлеевскому рассеянию. Сплошная кривая проведена по методу наименьших квадратов на основании (1). Величина  $BI^2$ , измеренная таким способом, составила при максимальной интенсивности  $BI_{max}^2 = 15$ . В ходе эксперимента регистрировалась также зависимость коэффициента поглощения раствора от интенсивности падающего излучения. Насыщения не наблюдалось. При использовании цилиндрической линзы интенсивность рассеяния не зависела от угла между осью цилиндра и направлением наблюдения. Отсюда мы делаем вывод, что наблюдаемое рассеяние не является вынужденным, как и следует из нашей модели. Этим наблюдаемый эффект принципиально отличается от ВТРИ<sup>4</sup>.

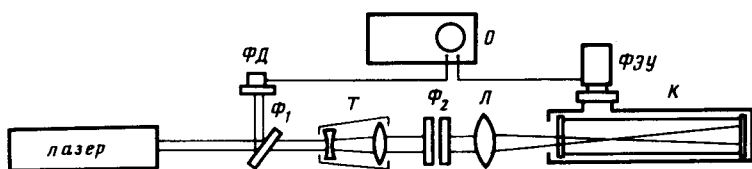


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: ФД — фотодиод ЛФД-2; О — осциллограф С1-75;  $\Phi_1, \Phi_2$  — светофильтры, поглощающие излучение на  $\lambda = 1,06$  и  $\lambda = 0,53$  мкм соответственно, Т — телескоп, Л — линза с  $F = 100$  мм, К — кювета с раствором

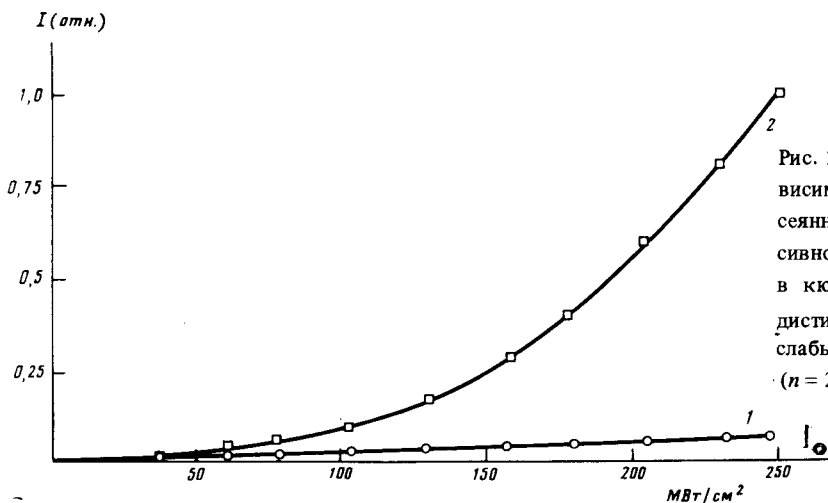


Рис. 2. Экспериментальная зависимость интенсивности рассеянного излучения от интенсивности лазерного излучения в кювете с раствором: 1 — дистиллированная вода, 2 — слабый раствор йода в воде ( $n = 2,8 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ )

4. Значение  $n_{эфф}$  мы оценили по известным коэффициенту поглощения ( $\alpha = 0,21 \text{ см}^{-1}$ ) и дипольному моменту электронного перехода  $d = 1 \text{ Д}$ <sup>5</sup>. В предположении, что однородная полуширина линии  $\Gamma = 10^{12} \text{ с}^{-1}$ , это дает  $n_{эфф} = 1,4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ . Соответственно  $l = 2 \cdot 10^{-5} \text{ см}$ ,

$\tau_{\text{ст}} = 65$  нс, и  $\sigma = 1,5 \cdot 10^{-15}$  см<sup>2</sup>. Поскольку  $\tau < \tau_{\text{ст}}$ , для оценки воспользуемся формулой (2). Представляя  $A = 10^{-24}$  см<sup>-1</sup> (3, с. 121)  $(d\epsilon/dT)^2 = 5,23 \cdot 10^{-8}$  К<sup>-2</sup>, получаем  $BI_{\text{max}}^2 = 7,8$  по сравнению с 15, измеренному в эксперименте. Учитывая оценочный характер использованных формул, согласие следует считать хорошим. В соответствии с оценкой п. 1  $\Delta T$  в центре неоднородности при использованной интенсивности  $I = 250$  МВт/см<sup>2</sup> составляет 65 К, при среднем нагреве воды в фокусе 0,4 К.

Авторы благодарят Б.И.Кидярова за помощь в проведении эксперимента.

#### Литература

1. Данилейко Ю.К., Маненков А.А., Нечитайло В.С., Хаимов-Мальков В.Я. ЖЭТФ, 1971, 60, 1245.
2. Ахманов С.А., Коротеев Н.И. Методы нелинейной оптики в спектроскопии рассеянного света. М., 1981, 523.
3. Вукс М.Ф. Рассеяние света в газах, жидкостях и растворах. Л., 1977, 320.
4. Зельдович Б.Я., Собельман И.И. УФН, 1970, 101, 3.
5. Tellinghuisen J. J. Chem. Phys., 1973, 58, 2821.

Институт теплофизики  
Академии наук СССР  
Сибирское отделение

Поступила в редакцию  
19 сентября 1985 г.