

## "САМОПРОСВЕТЛЕНИЕ" ЛИНЕЙНО ПОГЛОЩАЮЩЕЙ СРЕДЫ ВО ВСТРЕЧНЫХ СВЕТОВЫХ ПУЧКАХ

О.П. Заскалько, А.А. Зозуля, Н.Н. Панаиоти

*Показано, что при взаимодействии двух когерентных встречных световых пучков в линейно поглощающей среде полная диссипация энергии излучения зависит от интенсивности света и может быть существенно меньше, чем диссипация каждого из пучков в отдельности. Это проявляется в том, что во встречных пучках линейно поглощающая среда просветляется.*

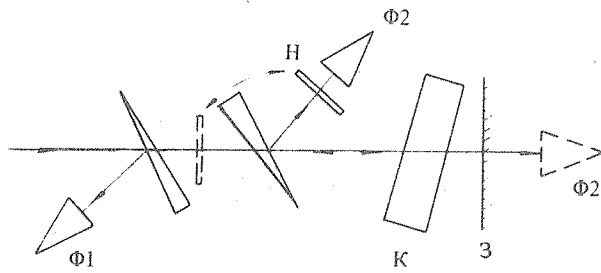
Схема эксперимента по взаимодействию встречных световых пучков показана на рис. 1. На слой поглощающей среды (раствор хлористой меди в этиловом спирте) толщиной  $l = 2$  см направлялось коллимированное излучение неодимового лазера ( $\lambda = 1,06$  мкм,  $t_u = 60$  нс). Пройдя слой среды, лазерный пучок диаметром 1,5 мм отражался назад плоским зеркалом с коэффициентом отражения  $r = 0,99$ . Одновременный контроль параметров падающего на среду и выходящего из нее излучения осуществлялся с помощью двух фотоэлементов Ф1 и Ф2 типа ФК-19, подключенных к соответствующим входам дифференциального усилителя осциллографа С8-12, причем сигнал от Ф2 предварительно был задержан на 120 нс в кабельной линии.

Когда зеркало было наклонено так, что падающий и отраженный лазерные пучки в среде не перекрывались, отношение мощности вышедшего отраженного пучка  $W_-^0$  к мощности падающего  $W_+^0$  оставалось постоянным, равным 0,36, вплоть до максимального значения  $W_+^0 = 0,7$  МВт. При нормальном падении лазерного излучения на зеркало, когда падающий и отраженный пучки перекрывались в среде, увеличение мощности падающего пучка  $W_+^0$  приводило к существенно большему (нелинейному) увеличению мощности  $W_-^0$  выходящего из среды отраженного излучения. Зависимость  $W_-^0/W_+^0$  от  $W_+^0$  показана на рис. 2. Видно, что относительная диссипация энергии излучения в среде  $1 - W_-^0/W_+^0$  при увеличении мощности лазерного импульса от 0,08 до 0,7 МВт уменьшалась от 64 до 28%, т. е. более, чем в два раза.

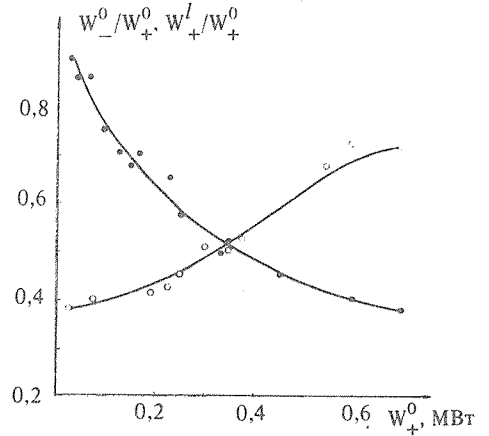
Динамика уменьшения диссипации энергии пучков изучалась в следующем опыте. На фотоэлемент Ф2, регистрирующий выходящий из среды отраженный пучок, устанавливался нейтральный фильтр Н с пропусканием 3%. На запоминающем осциллографе одновременно регистрировался сигнал, связанный как с падающим (рис. 3а слева), так и с отраженным (рис. 3а справа, сигнал меньшей амплитуды) пучками. Затем этот же фильтр устанавливался на падающий пучок и при той же амплитуде лазерного импульса производилась повторная запись сигнала с фотоэлемента Ф2 (рис. 3а справа, сигнал большей амплитуды). Относительный вклад линейных потерь в обоих случаях остается одним и тем же, поэтому все изменения в величине и форме регистрируемого с помощью Ф2 сигнала при перестановке фильтра обусловлены нелинейным взаимодействием встречных пучков в среде. На полученных осциллограммах наблюдается сдвиг максимума интенсивности выходящего пучка к концу импульса, т. е. уменьшение диссипации энергии излучения происходит с запаздыванием.

На рис. 2 показана зависимость относительного ослабления падающего на зеркало лазерного пучка  $W_-^l/W_+^0$  от его мощности на входе в среду. Фотоэлемент Ф2 помещался за зеркалом и  $W_-^l/W_+^0$  вычислялось по отношению амплитуд регистрируемых сигналов соответственно с фильтром на Ф2 и на падающем на среду пучке. Видно, что увеличение мощности лазерного импульса приводит к нелинейному уменьшению интенсивности прошедшего через среду излучения.

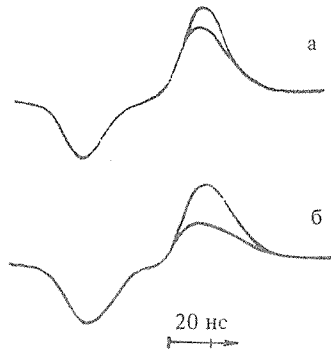
На рис. 3б приведены осциллограммы падающего на зеркало излучения, полученные по описанной выше методике. Для импульса с большей амплитудой на рис. 3б (справа) фильтр находился на падающем на среду пучке, с меньшей — на фотоприемнике. Наблюдаемое нелинейное ослабление падающего на зеркало лазерного пучка также происходит с запаздыванием, которое теперь проявляется в сдвиге максимума интенсивности излучения к началу импульса.



Р и с. 1. Схема эксперимента: К – кювета с раствором; З – зеркало; Ф1, Ф2 – фотоэлементы ФК-19; Н – нейтральный фильтр.



Р и с. 2. Зависимость  $W_-^0/W_+^0$  (○) и  $W_+^l/W_+^0$  (●) от мощности лазерного импульса  $W_+^0$ .



Р и с. 3. Динамика вышедшего из кюветы отраженного (а) и падающего на зеркало пучка (б).

Поглощение излучения в среде вызывает ее нагрев и связанное с этим возмущение диэлектрической проницаемости. Пространственно неоднородная часть нагрева, обусловленная интерференционной структурой встречных пучков, приводит к записи в среде температурной решетки, оказывающей обратное влияние на записывающие ее волны. Система уравнений, описывающая в этом случае взаимодействие между падающим на среду световым пучком  $J_+$  и отраженным от зеркала пучком  $J_-$  в объеме среды, аналогична приведенной в [1]. Эта система должна быть дополнена граничными условиями, отвечающими падению на кювету импульса заданной формы  $J_+(0,t)$  и его отражению от зеркала на заднем конце среды  $J_+(l,t) = J_-(l,t)$ . В общем случае решение такой системы возможно только численно. Однако для оценки оказывается полезным решение в приближении слабой нелинейности. При этом для величины эффективной константы линейного поглощения  $a_{ef}$ , определяемой как  $a_{ef}l = (1/2) \ln(J_+(0,t)/J_-(0,t))$ , получим

$$(a - a_{ef})l = (k\delta\tau J_m)^2 \left[ \frac{1}{4} (1 - e^{-4al}) - ale^{-2al} \right] \Psi(t), \quad (1)$$

$$\Psi(t) = e^{-t/\tau} \int_{-\infty}^t \frac{dt'}{\tau} e^{t'/\tau} \Phi(t') \left[ e^{-t'/\tau} \int_{-\infty}^t \frac{dt''}{\tau} e^{t''/\tau} \Phi(t'') - e^{-t'/\tau} \int_{-\infty}^{t'} \frac{dt''}{\tau} e^{t''/\tau} \Phi(t'') \right], \quad (2)$$

где  $J_m$  – пиковое значение интенсивности падающего на среду пучка  $J_+$ ;  $\Phi(t) = J_+(0,t)/J_m$  – безразмерная функция, описывающая форму импульса;  $\tau$  – время релаксации решетки;  $\delta = 2(\partial n/\partial T)_p/\rho c_p$ ;  $k$  –

волновой вектор. Для ацетона  $\delta = 0,58 \cdot 10^{-3} \text{ см}^3/\text{Дж}$ ,  $\tau = 35 \text{ нс}$ , и поскольку в эксперименте  $k = 0,85 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$ ,  $kl = 0,5$ , учитывая форму импульса, получим  $(a - a_{\text{эф}})l = 10^{-2} (J_m [\text{МВт}/\text{см}^2])^2$ . Это согласуется с наблюдаемым в эксперименте уменьшением диссипации энергии излучения уже при  $W_+^0 = 0,1 \text{ МВт}$  ( $J_m = 4 \text{ МВт}/\text{см}^2$ ).

Сравнение формулы (1) с экспериментом может быть проведено также с помощью рис. 3а. Поскольку логарифм отношения величины максимумов импульсов вышедшего из кюветы излучения соответственно с фильтром на фотоземлементе и на пучке непосредственно дает величину  $2(a - a_{\text{эф}})l$ , для  $W_+^0 = 0,35 \text{ МВт}$  ( $J_m = 20 \text{ МВт}/\text{см}^2$ ) следует, что  $(a - a_{\text{эф}})l \sim 0,17$ . Это также хорошо описывается формулой (1). Наблюдаемый на опыте сдвиг максимума интенсивности выходящего из кюветы излучения к концу импульса обусловлен инерционностью нелинейности среды ( $t_n \sim \tau$ ) и описывается формой функции  $\Psi(t)$  в (2).

Изложенные результаты получены в условиях, когда встречные пучки создавались за счет отражения прошедшего слой среды лазерного пучка диэлектрическим зеркалом. Однако они остаются справедливыми и в том случае, если встречные пучки в среду заводятся независимо. При этом в обоих случаях физической причиной уменьшения диссипации является убывание интенсивности поля встречных волн в среде, обусловленное их взаимодействием (эффект самовытеснения поля [2]). В эксперименте это проявляется в нелинейной экстинкции прошедшего слой среды пучка. В принципе, возможна и обратная ситуация, отвечающая увеличению интенсивности волн в среде. В этом случае диссипация энергии встречных пучков в среде будет возрастать.

Обнаруженное уменьшение диссипации энергии когерентных встречных волн в линейно поглощающей среде может найти применение в схемах пассивной модуляции добротности лазеров, где традиционно для этой цели используют насыщающиеся поглотители. Реализация втягивания излучения в среду позволит более эффективно (там, где это необходимо) осуществлять оптическую накачку среды.

Авторы благодарны И.Л. Фабелинскому за полезное обсуждение результатов работы.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Горланов А. В. и др. Квантовая электроника, 6, 856 (1979).
2. Заскалько О. П. и др. ЖТФ, 56, вып. 3 (1986).

Поступила в редакцию 21 января 1986 г.