

## ПРОСВЕТЛЕНИЕ ВОДЫ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ГИГАНТСКИХ ИМПУЛЬСОВ ЛАЗЕРА НА ИАГ:Er<sup>3+</sup> ( $\lambda = 2,94$ мкм) ПРИ ФОКУСИРОВКЕ ИЗЛУЧЕНИЯ В МАЛОЕ ПЯТНО

А. А. Мазнев

*При фокусировке гигантских импульсов лазера на ИАГ:Er<sup>3+</sup> в пятно с размерами, много меньшими расстояния, пробегаемого звуком за время лазерного импульса, эффект просветления существенно усиливается вследствие уменьшения плотности жидкости за счет ее поперечного разлета. Наблюдается просветление слоев воды толщиной до 0,5 мм.*

Длина волны излучения лазера на ИАГ:Er<sup>3+</sup>  $\lambda = 2,94$  мкм совпадает с центром полосы поглощения валентных колебаний жидкой воды, что обуславливает чрезвычайно высокий коэффициент поглощения  $1,34 \cdot 10^4$  см<sup>-1</sup> (т.е. 70% излучения поглощается в слое толщиной 1 мкм). С этим обстоятельством связана перспективность использования излучения с данной длиной волны в лазерной хирургии для резания мягких тканей /1, 2/, основной компонентой которых является вода.

В /3—5/ исследован эффект оптического просветления воды на длине волны 2,94 мкм при воздействии ультракоротких ( $\tau = 100$  пс) и гигантских ( $\tau = 100$  нс) импульсов, связанный со сдвигом валентной полосы поглощения воды в коротковолновую область и одновременным уменьшением ее интенсивности при повышении температуры /4/. Другим возможным механизмом просветления является уменьшение плотности перегретой жидкости в зоне лазерного воздействия вследствие ее поперечного разлета, приводящее к образованию парового пузыря /5/. Особенностью данного механизма является его инерционность, так как время, за которое плотность может существенно уменьшиться,  $\propto w/c$  ( $w$  — радиус лазерного пятна,  $c$  — скорость звука в жидкости). В экспериментах с гигантскими импульсами /3—5/ влияние данного механизма просветления сознательно устранялось за счет относительно больших размеров лазерного пятна  $w > ct \sim 150$  мкм, так что за время лазерного импульса плотность жидкости не успевала заметно уменьшиться. При этом наблюдалось просветление слоев воды толщиной до 5 мкм. В то же время оставался открытым вопрос о максимальной глубине проникновения излучения в среду при фокусировке излучения в малое пятно.

Следует ожидать, что в последнем случае при  $w \ll ct$  эффект просветления будет существенно усиливаться не только за счет увеличения плотности лазерной энергии, но и за счет включения механизма, связанного с разлетом жидкости. И действительно, в режиме свободной генерации ( $\tau \sim$

100 мкс) при фокусировке излучения в пятно диаметром 60 мкм наблюдалось просветление слоев толщиной до 600 мкм /6/. Однако хаотическая пиковая структура импульса свободной генерации эрбиевого лазера затрудняет интерпретацию полученных результатов. В данной работе исследовано просветление воды в условиях острой фокусировки гигантских импульсов излучения лазера на ИАГ:Er<sup>3+</sup>.

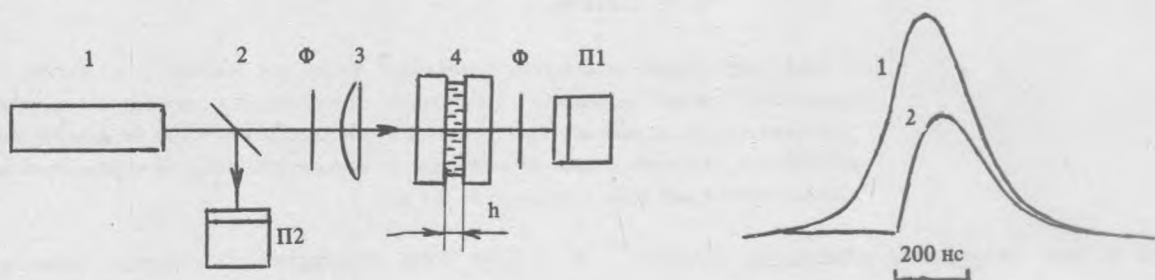


Рис. 1. Схема эксперимента: 1 — лазер, 2 — светоделительная пластинка, 3 — фокусирующая линза, 4 — кювета с водой, П1, П2 — пироприемники, Ф — фильтры-ослабители.

Рис. 2. Осциллограммы лазерного импульса (1) и импульса, прошедшего через кювету толщиной 160 мкм (2), при энергии падающего импульса 4,5 мДж.

Схема эксперимента приведена на рис. 1. Использовался лазер на ИАГ:Er<sup>3+</sup> с электрооптической модуляцией добротности, генерировавший гигантские импульсы с  $\tau = 250\text{--}300$  нс и энергией 4—5 мДж в режиме ТЕМ<sub>00</sub>. Излучение фокусировалось линзой с фокусным расстоянием 70 мм на кювету с дистиллированной водой, образованную подложками из кварцевого стекла КИ с тефлоновыми прокладками. Использовались кюветы с толщиной слоя воды  $h = 60, 160, 310$  и  $460$  мкм. Радиус перетяжки лазерного пучка  $w$  составлял 15 мкм по уровню интенсивности  $1/e$ . При этом интенсивность в каустике достигала  $2,5 \cdot 10^9$  Вт/см<sup>2</sup>, а удельный поверхностный энерговклад  $E_s = 700$  Дж/см<sup>2</sup> (отметим, что в экспериментах /3, 4/ эта величина не превышала 10 Дж/см<sup>2</sup>). Падающее на кювету и прошедшее излучения регистрировались двумя тонкопленочными пироприемниками, которые могли работать как в режиме интегрального измерения энергии, так и с временным разрешением 20 нс.

Осциллограммы лазерного импульса и импульса, прошедшего через кювету с  $h = 160$  мкм, приведены на рис. 2. Видно, что просветление начинается с задержкой относительно начала лазерного импульса, по которой можно получить оценку скорости фронта просветления  $\sim 10^3$  м/с.

Для количественного исследования просветления были проведены измерения интегрального коэффициента пропускания (определявшегося как отношение энергии прошедшего через кювету с водой импульса к энергии импульса, прошедшего через пустую кювету) в зависимости от лазерной

кювет различной толщины. Результаты этих измерений представлены на рис. 3а. Используя эти результаты, можно также построить зависимость пропускания от толщины кюветы при максимальной энергии в лазерном импульсе (рис. 3б) и зависимость толщины кюветы от лазерной энергии, при которой для данной кюветы начинается просветление (рис. 3в).

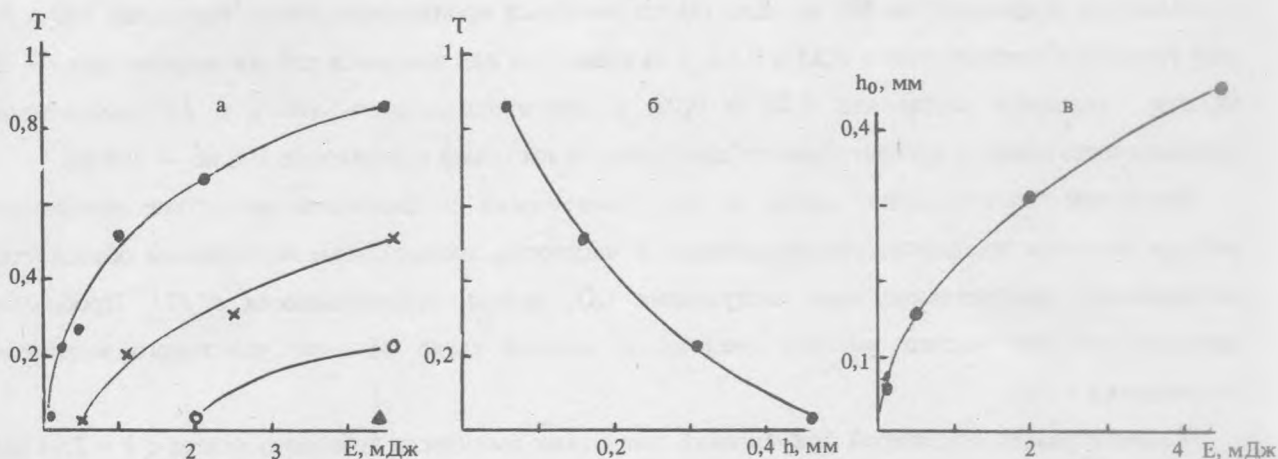


Рис. 3. а) Зависимость пропускания кювет с  $h = 60$   $\mu\text{м}$  ( $\bullet$ ),  $160$   $\mu\text{м}$  ( $\times$ ),  $300$   $\mu\text{м}$  ( $\circ$ ),  $460$   $\mu\text{м}$  ( $\blacktriangle$ ) от энергии в лазерном импульсе  $E$ . б) Зависимость пропускания от толщины кюветы при  $E = 4,5$  мДж. в) Зависимость глубины проникновения  $h_0$  излучения в жидкость от энергии  $E$ .

Из приведенных результатов видно, что глубина проникновения излучения в жидкость  $h_0$  возрастает с увеличением лазерной энергии приблизительно как  $E^{1/2}$  и достигает  $\sim 0,5$  мм, что в сотни раз превосходит глубину поглощения для слабого сигнала. Отметим, что удельный объемный энергозклад в жидкость составляет при этом  $E_v \approx 20$  кДж/см<sup>3</sup>, откуда для температуры получаем оценку  $T \approx 5000$  К. Более острая фокусировка излучения не приведет к увеличению  $h_0$  так как уже в нашем случае длина перетяжки лазерного пучка  $z_0 = 480$   $\mu\text{м}$ , т.е. порядка толщины кюветы; поэтому  $0,5$  мм — максимальная глубина проникновения излучения для лазерного импульса с данными параметрами.

В [3—5] при сравнимых энергозкладах наблюдалась существенно меньшая степень просветления. Например, при  $E_v \approx 10$  кДж/см<sup>3</sup> наблюдалось уменьшение оптической плотности воды примерно в 5 раз [4], в то время как в нашем случае при таком же удельном энергозкладе оптическая плотность слоя воды толщиной  $h = 160$   $\mu\text{м}$  падала в 150 раз. Это связано с тем, что в нашем случае  $w/c = 10$  нс  $\ll \tau$ , так что за время лазерного импульса плотность жидкости в каустике успевает сильно уменьшиться за счет поперечного разлета.

Об этом же говорит и наблюдавшаяся нами сильная зависимость степени просветления от длительности лазерного импульса. Если мы уменьшали энергию в импульсе не с помощью фильтров, а за счет энергии накачки активного элемента лазера, то при этом одновременно возрастала длительность импульса. Так, при уменьшении энергии импульса до  $E = 2,2$  мДж его длительность возрастала до 500 нс. Для такого импульса пропускание кювет толщиной 160 и 310 мкм равнялось соответственно 0,55 и 0,13, в то время как для импульса той же энергии при  $\tau = 300$  нс эти значения составляли 0,28 и 0,03. В противоположность этому в /4/ наблюдалась независимость степени просветления от длительности импульса в диапазоне 100 пс — 100 нс.

Механизм "просветления" среды за счет уменьшения ее плотности вследствие поперечного разлета является достаточно универсальным. В частности, именно этим механизмом объясняется, по-видимому, просветление воды импульсами  $\text{CO}_2$  лазера, наблюдавшееся в /7/. Пробивание каналов пучками частиц высоких энергий в газовой среде за счет указанного механизма обсуждалось в /8/.

Таким образом, при острой фокусировке гигантских импульсов эрбиевого лазера с  $\lambda = 2,94$  мкм эффект просветления существенно усиливается вследствие уменьшения плотности жидкости за счет поперечного разлета, так что глубина проникновения излучения в жидкость достигает 0,5 мм, а скорость фронта просветления приближается к скорости звука в воде ( $1,5 \cdot 10^3$  м/с). Отметим, что в таких условиях представляет интерес исследование генерируемых акустических импульсов /9/.

Автор благодарен Л. А. Кулевскому, Ал. А. Коломенскому и А. В. Лукашеву за обсуждение результатов работы.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Wolbarsht M. L. Lasers in Ophthalmology, 1, 73 (1986).
2. Zweig A. D. et al. Appl. Phys. B., 47, 259 (1988).
3. Водопьянов К. Л. и др. ЖЭТФ, 82, 1820 (1982).
4. Водопьянов К. Л. ЖЭТФ, 97, 205 (1990).
5. Водопьянов К. Л. и др. Письма в ЖТФ, 14, 114 (1988).
6. Brequet J., Luthy W. IEEE J. Quant. Electron., QE-26, 207 (1990).
7. Видавский А. Э., Ковалев В. И. Тез. докл. VII Всесоюзн. конф. по взаимодействию оптич. излучения с веществом. Л., 1988, с. 464.
8. Аскарьян Г. А. Письма в ЖЭТФ, 41, 533 (1984).
9. Водопьянов К. Л. и др. ЖЭТФ, 91, 114 (1986).

Институт общей физики РАН

Поступила в редакцию 24 июля 1991 г.  
После переработки 16 марта 1992 г.