

С.А. Шишигин

## Влияние газового ореола $\text{NO}_2$ у очагов оптического пробоя воздуха на основные параметры свечения плазмы

*Институт оптики атмосферы СО РАН, г. Томск*

Поступила в редакцию 1.12.2004 г.

Представлены расчеты концентрации двуокиси азота, образующейся под действием ионизирующей радиации плазменного очага оптического пробоя воздуха. Получены основные параметры газового ореола  $\text{NO}_2$  в зависимости от длительности лазерного импульса и интенсивности излучения. Отмечается значительное влияние ореола повышенной концентрации двуокиси азота и ионов кислорода, окружающие плазменный очаг, на временные характеристики излучения плазмы из-за экранизации очага свечения самого ореола в видимом участке спектра.

### Введение

С помощью современных мощных лазеров имеется возможность создавать в средах плазменные образования с параметрами, близкими к параметрам плазмы в молнии и ядерном взрыве. Плазма оптического пробоя при высоком давлении формирует ударную волну и излучает энергию в широком спектральном диапазоне, что приводит к фотоионизации окружающей среды.

Развитие метода лазерного спектрального анализа позволило выявить закономерности динамики разлета плазмы и взаимодействия ее с окружающей средой, рассмотреть процессы рекомбинации плазмы, однако полной картины явлений, происходящих при оптическом пробое в широком диапазоне интенсивностей лазерного излучения, не создано.

В настоящей статье рассмотрена динамика излучения плазменных образований в воздухе в широком диапазоне интенсивностей лазерного излучения с длиной волны 10,6 мкм от  $10^6$  до  $10^9$  Вт/см<sup>2</sup>.

### Процедура и результаты измерений

В качестве источника лазерного излучения использовался моноимпульсный  $\text{CO}_2$ -лазер. Форма импульса генерации имеет главный пик полушириной 1,5 мкс и пологий спад длительностью 10 мкс. В переднем пике сосредоточено 75% всей энергии импульса. Формирование структуры пучка на трассе осуществляется с помощью зеркального телескопа типа Кассегрена. Плотность энергии излучения в фокальной плоскости изменялась в диапазоне  $0,2-2 \cdot 10^3$  Дж/см<sup>2</sup>. Энергия лазерного пучка регистрировалась болометрическим приемником. Спектрально-энергетические измерения проводились с помощью двух фотоприемников (ФЭУ), принимающих излучение плазменных образований в спектральных областях 0,4; 0,63 или 0,51 мкм. Выделялись указанные диапазоны интерференци-

онными фильтрами. Сигналы с ФЭУ регистрировались на двулучевом запоминающем осциллографе. Для синхронизации регистрации свечения с началом импульса излучения  $\text{CO}_2$ -лазера сигналы с ФЭУ и от приемника рассеянного лазерного излучения ФСГ-223 записывались на другом осциллографе. Плазменные образования фотографировались фотоаппаратом «Зенит Е».

На рис. 1,а приведены типичные осциллограммы свечения канала распространения излучения  $\text{CO}_2$ -лазера микросекундной длительности со средней по сечению пучка плотностью мощности  $5 \cdot 10^6$  Вт/см<sup>2</sup> в синей ( $0,4 \pm 0,02$ ) мкм и зеленой ( $0,51 \pm 0,02$ ) мкм областях спектра и временного распределения плотности мощности лазерного импульса.

Свечение в канале начинается на 0,2–1 мкс позднее прихода переднего фронта импульса. Максимальные значения мощности свечения в указанных участках спектра совпадают по времени, но наступают позднее максимального значения мощности лазерного излучения. Наиболее сильные флуктуации мощности свечения наблюдаются к концу лазерного импульса. Длительность свечения в видимом диапазоне соизмерима с длительностью лазерного импульса.

На рис. 1,б представлен вид сигналов свечения канала распространения излучения  $\text{CO}_2$ -лазера с плотностью мощности излучения  $5 \cdot 10^7$  Вт/см<sup>2</sup>, в синей ( $0,4 \pm 0,02$ ) мкм и красной ( $0,63 \pm 0,02$ ) мкм областях спектра. Свечение плазменного образования возникает спустя некоторое время после начала импульса излучения  $\text{CO}_2$ -лазера. Запаздывание (~30 нс) соответствует конечному времени образования плазменного образования вблизи аэрозольной частицы. Свечение в разных спектральных диапазонах появляется одновременно, в то время как максимальные значения сигналов, не совпадая с максимальным значением лазерного импульса, разнесены во времени. Причем максимальное значение свечения вначале достигается излучением с меньшей длиной волны.

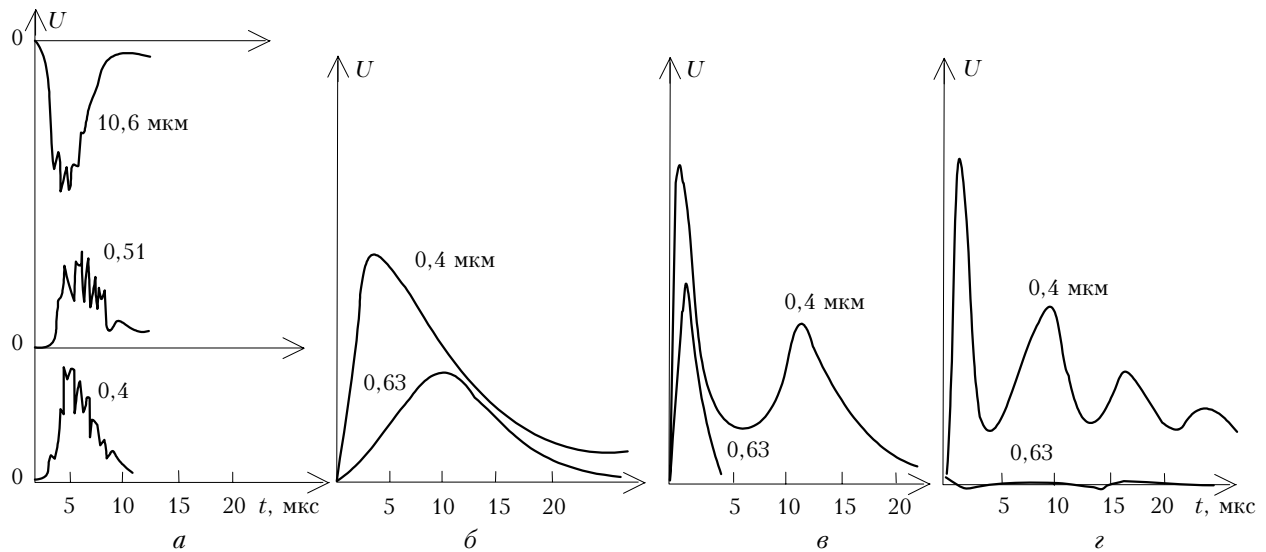


Рис. 1. Типичные осциллограммы свечения очагов оптического пробоя в видимых участках спектра:  $I = 5 \cdot 10^6$  Вт/см<sup>2</sup> (а),  $5 \cdot 10^7$  (б),  $3 \cdot 10^8$  (в),  $10^9$  (г)

Длительность свечения увеличивается с ростом интенсивности лазерного излучения, что видно из сравнения рис. 1, а и 1, б. Несовпадение во времени максимальной мощности свечения для разных длин волн обусловлено конкуренцией двух процессов; увеличением мощности свечения из-за роста размера плазменного образования при его адиабатическом расширении и уменьшением спектральной плотности мощности излучения очага при снижении температуры. Более длинноволновое излучение менее зависимо от температуры, что приводит к запаздыванию максимума его свечения [1].

Флуктуации яркости свечения при переходе плазмы в равновесное состояние с окончанием импульса мощного лазерного излучения не наблюдается, что определяет основную роль в энергетике свечения плазменного образования непрерывного спектра.

С увеличением плотности мощности выше  $10^8$  Вт/см<sup>2</sup> наблюдается уменьшение длительности свечения плазменных образований с появлением дополнительного импульса излучения, задержанного по времени, причем наиболее сильное ограничение на длительность свечения происходит для излучения красного спектрального диапазона, которое при плотности мощности лазерного излучения более  $7 \cdot 10^8$  Вт/см<sup>2</sup> не регистрируется (не превышает уровня шумов приемника) (рис. 1, в, г). Мощность свечения в синей области спектра флуктуирует во времени, затухая. С увеличением энергии лазерного импульса число периодов флуктуации мощности излучения в синей области спектра увеличивается, а максимальная мощность свечения существенно не меняется.

Причиной ограничения длительности и возникновения флуктуации мощности свечения плазмы оптического пробоя в разных участках спектра с ростом энергетике лазерного излучения является изменение оптических свойств воздуха вокруг плазменных образований из-за фотохимических реакций

под действием ионизирующего излучения плазмы и ударной волны очага пробоя.

На рис. 2 приведены фотографии оптического пробоя воздуха под действием излучения СО<sub>2</sub>-лазера, фокусируемого зеркалом с фокусным расстоянием 6 м. Средняя плотность мощности излучения изменялась в каустике от  $5 \cdot 10^7$  Вт/см<sup>2</sup> (а) до  $10^9$  Вт/см<sup>2</sup> (д) для разных импульсов. Вверху показан масштаб изображений на photographиях, а на верхнем снимке стрелкой указано направление распространения лазерного излучения.

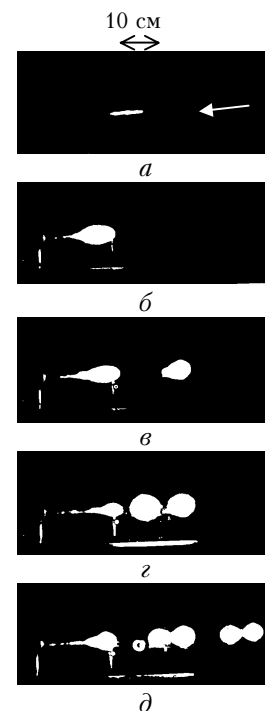


Рис. 2. Фотографии очагов оптического пробоя

Фотография (а) соответствует временной зависимости мощности свечения очага, изображенной

на рис. 1,б, последующие фотографии очагов – временной зависимости мощности свечения, аналогичной рис. 1,а.

## Обсуждение результатов

Как видно из фотографий очагов, по мере увеличения энергии лазерного импульса наблюдается изменение формы плазменного образования из цилиндрической в эллипсоидальную и далее в сферическую, превышающую по размеру диаметр лазерного луча.

Одновременно с изменением формы очага происходит изменение спектрально-временных характеристик свечения плазмы в области 0,4 и 0,63 мкм (см. рис. 1).

Причиной таких изменений является образование большого количества диоксида азота вокруг плазменного образования, который экранирует собственное излучение плазмы и, таким образом, ограничивает яркость свечения очага в видимом диапазоне. Образование NO<sub>2</sub> связано с ионизацией воздуха вокруг очага радиационным излучением высокой мощности, исходящим от плазмы.

В работе [2] впервые был обнаружен быстро возникающий ореол ионизации воздуха, образующийся вокруг лазерной искры. Наблюдения за источником излучения сплошного спектра в лазерной искре показали, что он состоит из двух компонентов. Первый компонент – излучение плазменного очага, а второй – излучение из области рядом с очагом, которая распространяется со скоростью более 10<sup>8</sup> см/с. Используемая аппаратура не позволила зарегистрировать детально временные изменения фронта этого излучения. Вероятной причиной появления быстрого компонента излучения сплошного спектра может быть ионизация N<sub>2</sub>, O<sub>2</sub> воздуха перед фронтом ударной волны электронным и коротковолновым излучением, возникающим в начальной стадии расширения лазерной плазмы за счет излучения многозарядных ионов и вихревых структур полей в плазме.

Быстрый сигнал (свечение воздуха до прихода ударной волны при оптическом пробое), происхождение которого связывают с фотоионизацией воздуха излучением лазерного факела, наблюдался в работах [3–5].

При фокусировке лазерного импульса высокой интенсивности ( $I > 10^9$  Вт/см<sup>2</sup>) в области оптического пробоя образуется плазма, интенсивно излучающая в мягком рентгеновском и УФ-диапазонах. Спектральный состав и интенсивность ионизирующего излучения плазмы зависят от ее оптической толщи. Для оптически толстой плазмы спектральный состав описывается функцией Планка [6]:

$$f(\nu) = 15\nu^3 / \pi^4 T_{\text{я}}^4 [\exp(\nu/T_{\text{я}} - 1)]^{-1}, \quad (1)$$

где  $\nu$  – энергия кванта.

При планковском спектральном распределении излучения плазменного образования яркостная температура плазмы равна [5]:

$$T_{\text{я}} = 6,3 \cdot 10^{-4} I^{4/9}, \quad (2)$$

где  $I$  – интенсивность лазерного излучения, Вт/см<sup>2</sup>;  $T_{\text{я}}$  – температура, эВ.

Отношение  $S$  плотности излучения черного тела  $W_{\text{н}}$  в спектральном интервале от  $\lambda = 0$  до  $\lambda_1 = 0,11$  мкм к общей мощности излучения  $W_0$  существенно зависит от температуры. При высоких температурах основная часть излучения плазмы приходится на область поглощения газов ( $T_{\text{я}} = 80 \cdot 10^3$  К,  $S = 0,9$ ).

Рентгеновское и УФ-излучение ионизируют фоновую среду, срывая электроны с внутренних ( $K$ ) и внешних ( $L$ ) оболочек атомов и молекул. Кроме того, происходят диссоциация молекул и возбуждение их электронных уровней. При ионизации с  $K$ -оболочки излучением с характерной температурой ~ 100 эВ кроме фотоэлектрона образуется еще один энергичный электрон в результате эффекта Оже (переход электрона с внешней оболочки в образовавшуюся  $K$ -вакансию). Для молекул воздуха N<sub>2</sub> и O<sub>2</sub> эффект Оже происходит с вероятностью 99% и лишь 1% идет на спонтанное высвечивание. Можно считать, что при фотоионизации с  $K$ -оболочки дополнительно образуются Оже-электроны, распределенные равномерно в энергетических интервалах  $\Delta E = 315–385$  эВ для азота и  $456–520$  эВ для кислорода [6]. Как показывают расчеты [6], на малых расстояниях  $x \sim 1–3$  мм от плазменного очага и малых давлениях воздуха  $p < 0,1$  мм рт. ст. фотоионизация квантами играет основную роль в образовании электронов. С ростом  $x$  и  $p$  вклад фотоионизации резко падает и основным механизмом становится ионизация быстрыми электронами.

Основная доля вторичных электронов рождается с энергией менее 20 эВ. Они рассеивают свою энергию и превращаются в тепловые за время порядка  $2 \cdot 10^9/n$  (с/см<sup>3</sup>), где  $n$  – общая концентрация молекул воздуха.

Известно, что параметрические эффекты в плазме (апериодическая неустойчивость, распад на два плазмоида, распад на ионно-звуковую и плазменную волны, вынужденное рассеяние Мандельштама–Бриллюэна, вынужденное комбинационное рассеяние) приводят к возникновению значительного ионизирующего излучения плазмы с проникающей способностью в воздухе до нескольких сантиметров [7].

Плазма, подвергающаяся воздействию мощной электромагнитной волны, неустойчива относительно раскачки плазменных высокочастотных электронных волн (плазмонов), обусловленной поглощением волны двумя плазмонами. Пороговое значение светового потока, необходимого для развития распадной неустойчивости  $\omega \rightarrow 2\omega_{\text{Le}}$  в однородной плазме, равно 10<sup>12</sup> Вт/см<sup>2</sup>, если плазма образуется излучением Nd-лазера с длиной волны 1,06 мкм, и 10<sup>10</sup> Вт/см<sup>2</sup>, если на плазму действует излучение CO<sub>2</sub>-лазера с длиной волны 10,6 мкм [8]. Другие параметрические эффекты имеют близкие пороговые значения плотности мощности излучения, которые соизмеримы с возможными локальными пи-

ковыми значениями интенсивности излучения многомодового лазера, используемого в эксперименте.

Распределение энергии электронов, полученное при моделировании процессов взаимодействия высокоинтенсивного излучения с плазмой, имеет пространственную модуляцию в фазовом пространстве с масштабом  $\lambda/2$ , из-за наличия стоячей электромагнитной волны, играющей важную роль в нагреве электронов [9]. Движение электронов становится стохастическим за несколько периодов лазерного поля.

Таким образом, можно сделать вывод, что для протяженной плазмы стохастический электронный нагрев является основным процессом, обеспечивающим набор энергии электронами. Идея, лежащая в основе рассмотренной модели, предполагает неравновесную плазму с двумя электронными температурами, а величина отношений температур горячих и холодных электронов составляет  $10^2 \div 10^3$  при температуре ионов на порядок ниже температуры «холодных» электронов. Число горячих электронов мало по сравнению с холодными, но заключенная в них энергия соизмерима с последними [10].

В работе [11] представлены результаты экспериментальных исследований ионизации воздуха при атмосферном давлении излучением плазмы, создаваемой импульсным ТЕА-СО<sub>2</sub>-лазером. Показано, что концентрация электронов при удалении от границы плазмы медленно убывает (обратно пропорционально расстоянию).

Медленное убывание концентрации электронов при удалении от источника ионизации наблюдалось не только в воздухе, но и в других газах [11] на расстояниях 1–10 см.

Таким образом, на основе многочисленных наблюдений высокой ионизации воздуха на расстояниях до 10 см от фронта ударной волны оптического пробоя [2–5], регистрации электронов высокой энергии [12] и теоретических моделей ускорения электронов в лазерной плазме [9, 13] можно говорить о наличии ионизирующего излучения перед фронтом ударной волны плазменного образования, которое ослабляется в воздухе обратно пропорционально расстоянию  $x$  от искры.

Интенсивность ионизирующего излучения  $W$  перед фронтом ударной волны плазменного образования с учетом расходимости представим в виде

$$W = W_n \frac{R_0^2}{(R_0 + x)^2} \frac{1}{\alpha x + 1}, \quad (3)$$

где  $R_0$  – радиус плазменного очага;  $x$  – расстояние от плазмы;  $W_n$  – интенсивность ионизирующего излучения плазмы;  $\alpha$  – коэффициент ослабления. Интенсивность ионизирующего излучения достигает порогового значения  $W_n$  к концу пробоя и определяется по степени ионизации воздуха на расстоянии распространения радиационного излучения от фронта ударной волны.

Связь между плотностью мощности излучения плазмы, длиной пробоя  $Z$  ионизирующих частиц и коэффициентом ослабления излучения  $\alpha$  опреде-

ляется соотношением, позволяющим по измерениям ионизации воздуха в зависимости от расстояния до очага определить  $\alpha$ :

$$Z \approx R_0 \left( \frac{W_n}{W_n \alpha R_0} \right)^{1/3}. \quad (4)$$

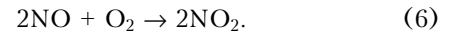
Интенсивность облучения  $J$  воздуха характеризуется энергией ионизирующего излучения в единице объема среды в единицу времени:

$$J = \frac{W}{Z} \approx \frac{(W_n^2 W_n \alpha R_0)^{1/3} R_0}{(R_0 + x)^2 (\alpha x + 1)}. \quad (5)$$

В таблице приведены основные параметры лазерного излучения и плазмы оптического пробоя воздуха в момент времени  $t$  от начала лазерного импульса.

$I$ , Вт/см <sup>2</sup>	$T_n$ , К	$W_0$ , Вт/см <sup>2</sup>	$S$	$t$ , с	$R_0$ , см	$Z$ , см	$J(x=0)$ , эВ/(см <sup>3</sup> ·с)
$10^8$	$26 \cdot 10^3$	$2,7 \cdot 10^6$	0,2	$10^{-7}$ $5 \cdot 10^{-7}$	0,06 0,3	0,6 2,1	$4,8 \cdot 10^{24}$ $1,6 \cdot 10^{24}$
$10^9$	$73 \cdot 10^3$	$1,6 \cdot 10^8$	0,85	$10^{-7}$ $5 \cdot 10^{-7}$	0,125 0,625	5,94 21,6	$1,4 \cdot 10^{26}$ $4 \cdot 10^{25}$

Образующиеся при воздействии ионизирующего излучения плазменного образования на воздух возбужденные молекулы, ионы и атомы вступают в химические реакции между собой и с молекулами N<sub>2</sub> и O<sub>2</sub>. Исследования показывают [14], что в результате этих реакций в воздухе появляются окислы азота NO, N<sub>2</sub>O, NO<sub>2</sub>, озон O<sub>3</sub>. NO вскоре после образования вступает в реакцию с O<sub>2</sub>, что приводит к ее превращению в NO<sub>2</sub>:



При слабом облучении основным компонентом воздуха после N<sub>2</sub> и O<sub>2</sub> является O<sub>3</sub>. При значительном облучении воздух превращается в смесь из азота и окислов азота [14].

Исследования зависимости скорости реакции образования NO<sub>2</sub> в воздухе от энергии электронов показали, что образование окислов азота происходит в результате ионизации молекул и атомов азота. Доказательством протекания данного процесса при образовании NO<sub>2</sub> является корреляция между функцией ионизации азота и скоростью образования двуокиси азота [14].

Скорость реакции образования двуокиси азота  $V$  для всех ионизирующих излучений (кроме нейтронов) может быть выражена следующим уравнением [15]:

$$V = 0,7 \cdot 10^{-7} \frac{Jp}{\varepsilon_0} \sqrt{\frac{RT(273+T)}{\sigma M}} e^{\frac{-E}{R(273+T)}} \times \int_0^{\varepsilon_{\max}} F(\varepsilon)g(\varepsilon)d\varepsilon \frac{\text{МОЛ}}{\text{СМ}^3 \cdot \text{С}}, \quad (7)$$

где  $p$  – давление, мбар;  $J$  – интенсивность облучения, эВ/(см<sup>3</sup>·с);  $R$  – газовая постоянная

( $8,31 \cdot 10^7$  эрг/(град·моль));  $M$  — молекулярный вес азота (28);  $\epsilon$  — энергия ионизирующего излучения;  $\epsilon_0$  — потенциал ионизации  $N_2$  (15,576 эВ);  $\epsilon_{\max}$  — максимальная энергия излучения в спектре;  $F(\epsilon)$  — функция распределения энергии излучения в спектре;  $g(\epsilon)$  — функция ионизации;  $E$  — энергия активации реакции = 7,4 ккал/моль;  $\sigma$  — коэффициент рекомбинации ионов, при нормальных условиях воздуха  $\sigma \approx 1,6 \cdot 10^{-6}$  см<sup>3</sup>/с;  $T$  — температура воздуха, °С.

На рис. 3 приведены зависимости концентрации  $NO_2$  от расстояния до плазменного образования для двух интенсивностей лазерного излучения в моменты времени  $10^{-7}$ ,  $5 \cdot 10^{-7}$  с. Концентрация  $NO_2$  плазменного очага вычислялась по соотношению для скорости образования двуокиси азота (7) с учетом максимально наблюдаемой концентрации  $NO_2$  в воздухе от интенсивности облучения воздуха ионизирующим излучением ~ 6%, приведенной в работе [14].

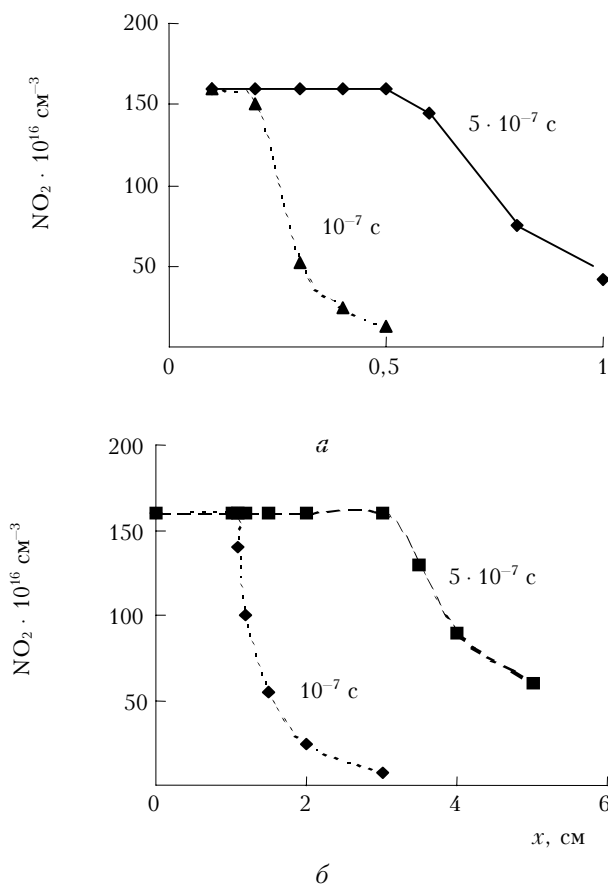


Рис. 3. Зависимость концентрации  $NO_2$  в воздухе от расстояния до плазменного образования при интенсивности лазерного излучения:  $a - 10^8$  Вт/см<sup>2</sup>;  $b - 10^9$  Вт/см<sup>2</sup>

На основании полученных данных о концентрации  $NO_2$  в ореоле, окружающем плазменное образование, построена зависимость оптической толщины  $D$  для излучения с длиной волны 0,4 мкм (сечение ослабления  $2 \cdot 10^{-19}$  см<sup>2</sup> молекулой двуокиси азота) от плотности мощности лазерного излучения для двух моментов времени  $10^{-7}$ ,  $5 \cdot 10^{-7}$  с (рис. 4).

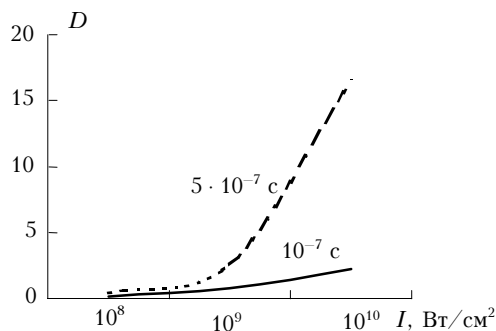


Рис. 4. Зависимость оптической толщины  $D$  газового ореола  $NO_2$  для излучения с длиной волны 0,4 мкм от интенсивности лазерного излучения  $I$

Из рис. 4 видно, что при интенсивности лазерного излучения, превышающей  $10^9$  Вт/см<sup>2</sup>, оптическая плотность ореола резко возрастает за время  $5 \cdot 10^{-7}$  с, значительно превышая 1, практически экранируя тепловое свечение плазменного очага.

Ударная волна оптического пробоя воздуха распространяется по газу с высокой концентрацией двуокиси азота, резко повышая его температуру. В работе [16] проводились исследования в ударной трубе, заполненной  $NO_2$  в смеси с аргоном. Установлено, что при температуре газа  $T > 2500$  К разложение  $NO_2$  приводит к неравновесному распределению энергии по колебательным степеням свободы молекул  $NO_2$ . Сверхравновесный запас колебательной энергии возникает в изотермической стадии  $O + NO_2 \rightarrow NO + O^*$ , а быстрый квазирезонансный обмен колебательными квантами между  $O_2$  и  $NO_2$  приводит к накачке  $NO_2$  и отрыву их колебательной температуры от газовой. При превышении некоторого критического порога по температуре и концентрации  $NO_2$  реакция разложения становится автоускоряющей, а скорость ее превышает равновесную. Физика пульсации параметров неравновесного разложения  $NO_2$  в ударной волне заключается в следующем: имеются два резервуара энергии — термализованные степени  $T$  свободы молекул и колебательные степени свободы  $T_v$  ансамбля  $O_2$  и  $NO_2$ . Реакция разложения  $NO_2$  формирует разрыв в температурах этих резервуаров  $T_v > T$ . Если начальное направление изменений  $T$  и  $T_v$  оказывается противоположным, то реакция протекает в режиме, при котором происходит осциллирующий обмен энергией между резервуарами. Частота осцилляции наблюдаемых параметров в ударных волнах от 50 (2600 К) до 500 кГц (4000 К) [17] согласуется с частотами флуктуаций мощности излучения очага оптического пробоя воздуха излучением  $CO_2$ -лазера в спектральной полосе поглощения двуокиси азота 0,4 мкм.

С повышением температуры воздуха спектры смещаются в длинноволновую область и уширяются [18]. Формируется молекулярная «горячая» полоса, которая связана с повышением концентрации возбужденных молекул. Отсутствие излучения плазменного образования в красной области спектра при интенсивности лазерного излучения свыше

$10^9$  Вт/см<sup>2</sup> обусловлено ослаблением этого излучения молекулярной «горячей» полосой NO<sub>2</sub>, а также поглощением излучения при фотодиссоциации ионов атомов кислорода (сечение фотодиссоциации O<sup>-</sup>  $6,5 \cdot 10^{-16}$  см<sup>2</sup>).

Таким образом, в рамках представленной модели излучательных свойств плазменных образований находят объяснение ранее экспериментально обнаруженные закономерности свечения очагов оптического пробоя воздуха излучением CO<sub>2</sub>-лазера микросекундной длительности с интенсивностью более  $10^9$  Вт/см<sup>2</sup> [19].

### Заключение

В работе приведены результаты экспериментальных исследований спектрально-временных характеристик плазменных образований оптического пробоя воздуха, возникающих при распространении микросекундных импульсов излучения CO<sub>2</sub>-лазера с плотностью мощности в диапазоне  $5 \cdot 10^6$ – $5 \cdot 10^9$  Вт/см<sup>2</sup> в воздухе.

Выявлены три типа временных закономерностей свечения плазмы в зависимости от интенсивности лазерного излучения.

Предложены механизмы процессов, приводящих к полученным закономерностям свечения в разных спектральных диапазонах плазменными очагами, возникающими в воздухе при интенсивности лазерного излучения до  $10^8$  Вт/см<sup>2</sup>, и обсуждено их применение для диагностики динамики плазмы [20].

Показаны возможность образования газового ореола с повышенной концентрацией NO<sub>2</sub> вокруг очагов оптического пробоя и его влияние на закономерность свечения очагов оптического пробоя воздуха в видимом диапазоне спектра, подтвержденные экспериментальными результатами.

1. Копытин Ю.Д., Коханов В.И., Погодаев В.А., Шилигин С.А. Исследование свечения очагов оптического пробоя воздуха, иницируемых излучением импульсного CO<sub>2</sub>-лазера // Квант. электрон. 1988. Т. 15. № 2. С. 405–411.
2. Аскарьян Г.А., Рабинович М.С., Савченко М.М., Смирнова А.Д. Обнаружение быстрого ореола фотоионизации и облака концентрированной долгоживущей ионизации от ударной волны искры в луче лазера // Письма в ЖЭТФ. 1965. Т. 1. Вып. 6. С. 18–23.
3. Robinson A.M. // Appl. Phys. Lett. 1973. V. 22. № 1. P. 33–35.
4. Woods C.L., Bloembergen N. // Bull. Amer. Phys. Soc. 1974. V. 19. N 4. P. 559.
5. Ананьин О.Б., Быковский Ю.А., Замышляев Б.В., Новиков И.К., Стуцкий Е.Л. Воздействие лазер-

- ного импульса на мишень. 1. Фотоэлектронный механизм генерации спонтанного магнитного поля // Квант. электрон. 1983. Т. 10. № 3. С. 523–534.
6. Стуцкий Е.Л. Воздействие лазерного импульса на мишень. 2. Фотоионизация фоновой среды // Квант. электрон. 1983. Т. 10. № 3. С. 534–540.
7. Басов Н.Г., Крохин О.Н., Пустовалов В.В., Рупасов А.А., Силин В.П., Склизков Г.В., Тихончук В.Т., Шиканов А.С. Аномальное взаимодействие мощного лазерного излучения с плотной плазмой // Ж. эксперим. и теор. физ. 1974. Т. 67. Вып. 1(7). С. 118–133.
8. Силин В.П., Стародуб А.Н. Абсолютная параметрическая неустойчивость неоднородной плазмы // Ж. эксперим. и теор. физ. 1974. Т. 66. Вып. 1. С. 176–182.
9. Максимчук А., Флитто К., Краузе Х., Муру Ж., Немато К., Шульц Д., Умштадтер Д., Вейн Р., Быченков В.Ю., Дудникова Г.И., Ковалев В.Ф., Мима К., Новиков В.Н., Сентоку Ю., Толоконников С.В. Генерация высокоэнергетичных ионов короткими лазерными импульсами // Физ. плазмы. 2004. Т. 30. № 6. С. 514–540.
10. Ковалев В.Ф., Быченков В.Ю., Тихончук В.Т. Динамика частиц при адиабатическом разлете плазменного сгустка // Ж. эксперим. и теор. физ. 2002. Т. 122. Вып. 2(8). С. 264–281.
11. Лосев Л.Л., Мешалкин Е.А. Ионизация воздуха излучением лазерной плазмы // Ж. техн. физ. 1987. Т. 57. Вып. 3. С. 446–453.
12. Райзер Ю.П. Лазерная искра и распространение рядов. М.: Наука, 1974. 307 с.
13. Беляев В.С. Механизм образования электронов высокой энергии в лазерной плазме // Квант. электрон. 2004. Т. 34. № 1. С. 41–46.
14. Пшежецкий С.Я., Дмитриев М.Т. Радиационные физико-химические процессы в воздушной среде. М.: Атомиздат, 1978. 182 с.
15. Дмитриев М.Т. Некоторые физико-химические процессы в воздухе, происходящие под действием ионизирующих излучений // Изв. АН СССР. Физ. атмосф. и океана. 1965. Т. 1. № 3. С. 302–312.
16. Заслонко И.С., Мукосеев Ю.К., Слинкин С.В. Время установления квазистационарного распределения энергии молекул NO<sub>2</sub> при ударноволновом нагреве // Хим. физ. 1987. Т. 6. № 3. С. 299–303.
17. Заслонко И.С., Мукосеев Ю.К., Тюрин А.Н. Высокотемпературное разложение NO<sub>2</sub> с энергетическим автоускорением // Хим. физ. 1988. Т. 7. № 11. С. 1459–1465.
18. Заслонко И.С. Энергообмен и реакции высоковозбужденных многоатомных молекул // Успехи химии. 1997. Т. 66. № 6. С. 537–563.
19. Shishigin S.A., Kokhanov V.I. Basic regularities in the development of optical breakdown in air in a mode of high electronic heat conductivity // Proc. SPIE. 1999. V. 3983. P. 229–234.
20. А.с. N132603 СССР, МКИ<sup>4</sup> G 01 N 21/62. Способ исследования динамики развития светящегося образования / Шилигин С.А., Копытин Ю.Д., Погодаев В.А., Коханов В.И. 1987.

#### S.A. Shishigin. Effect of NO<sub>2</sub> gas halo around optical breakdown centers in air on the main parameters of plasma luminescence.

In this paper, the concentration of nitrogen dioxide produced under the effect of the ionizing radiation from an optical-breakdown plasma center in air is calculated. The principal parameters of NO<sub>2</sub> gas halo are obtained as functions of the laser pulse duration and intensity. It is noted that the halo with the increased concentration of nitrogen dioxide and oxygen ions around a plasma center has a significant effect on the time parameters of plasma radiation because it screens the plasma luminescent radiation in the visible spectral region.