

03;04;07

Рассеяние излучения CO₂ лазера плазмой пробоя воздуха при давлениях 1–300 Torr

© Е.А. Мешалкин

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН,
117924 Москва, Россия

(Поступило в Редакцию 31 июля 2000 г. В окончательной редакции 23 января 2001 г.)

Использовался ТЕА CO₂ лазер с неустойчивым резонатором и мощностью 10⁷ W, излучение которого фокусировалось линзой с фокусным расстоянием 100 или 150 mm в очищенном от аэрозоля воздухе (фильтровались частицы размером больше 0.1 μm). Регистрировались мощность или энергия излучения рассеянного в центральный конус кольцевого лазерного пучка. Получены зависимости от давления пороговой для возникновения рассеяния лазерной мощности и мощности рассеянного излучения. Измерена угловая расходимость коллимированного рассеянного пучка (3.9 mrad), которая оказалась близкой к угловой расходимости лазерного пучка (2.5 mrad). Осуществлено усиление импульса рассеянного излучения.

Введение

Известно [1–5], что плазма, возникающая при оптическом пробое газов, рассеивает лазерное излучение. В зависимости от условий экспериментов рассеяние связывают с наличием каналов самофокусировки лазерного излучения в плазме [6–9], или отражением от границ плазмы [10], или рефракцией лазерного пучка в плазме [11–13], или рассеянием Ми на плазменном образовании (ПО) малого радиуса $r_0 \sim \lambda$ [1,14,15]. Последний механизм преобладает на начальных стадиях пробоя при значениях интенсивности лазерного пучка, близких к порогу пробоя.

Рассеянное излучение сосредоточено в основном в телесном угле Ω с углом раствора Θ_m , который отсчитывается от направления распространения пучка и зависит от давления газа p [7,13]. Наблюдалось рассеяние как в телесный угол, содержащий лазерный пучок, так и во внутренний телесный угол кольцевого сфокусированного пучка [4,5,16]. Импульс рассеяния может иметь длительность, на порядок меньшую длительности лазерного импульса из-за порогового характера возникновения рассеяния и поглощения части лазерной энергии в плазме [2,4,5,17,18].

В данной работе исследуется рассеяние кольцевого пучка CO₂ лазера плазмой оптического пробоя воздуха под малыми углами рассеяния Θ относительно оси лазерного пучка при давлениях 1–300 Torr.

Экспериментальная установка

В данной работе использовался ТЕА CO₂ лазер, генерировавший излучение на длине волны $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$, который имел неустойчивый резонатор с коэффициентом увеличения 1.7. Энергия излучения регистрировалась калориметрами ИМО-2н 9 и ВЧД-2 18. Форма импульсов излучения контролировалась с помощью фотоприемников ФП-5 8, ФП-1, ФП-0.5 18 и осциллографом С8-14 с временем нарастания переходной характеристики 7 ns.

Излучение лазера направлялось в телескоп, образованный двумя просветленными менисковыми линзами 12, 15 из германия с фокусными расстояниями $F_1 = 100 \text{ mm}$ и $F_2 = 150 \text{ mm}$. Перетяжка пучка диаметром $D_1(F_1) = 3.8 \cdot 10^{-2} \text{ cm}$ находилась в откачиваемой кювете 2 или в атмосфере. Лазерный пучок имел сечение $40 \times 40 \text{ mm}$ с отверстием в центре диаметром

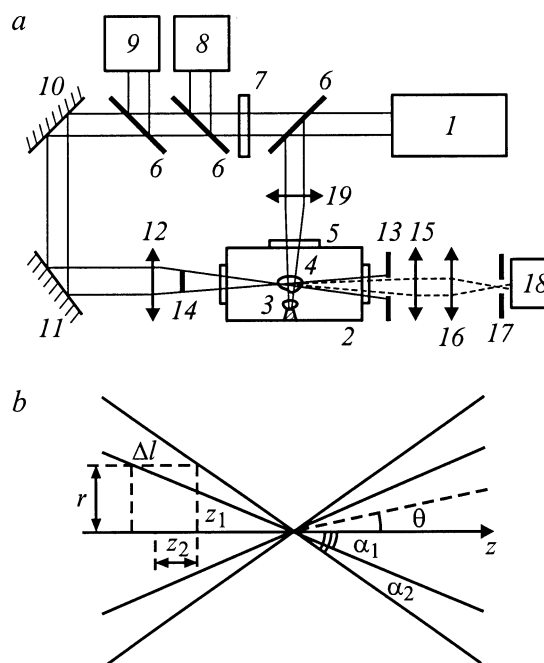


Рис. 1. *a* — схема экспериментальной установки: 1 — ТЕА CO₂ лазер; 2 — кювета низкого давления; 3 — плазма на мишени для лазерного поджига пробоя; 4 — плазма лазерного пробоя воздуха; 5 — окно кюветы; 6 — делители лазерного пучка; 7 — поглощающая пластина из CaF₂; 8 — фотоприемник; 9 — калориметр; 10, 11 — поворотные зеркала; 12, 15 — линзы; 13 — диафрагма; 14 — экран; 16 — линза или фокусирующее зеркало; 17 — диафрагма; 18 — фотоприемник или калориметр; *b* — геометрические величины, характеризующие сфокусированный кольцевой лазерный пучок.

25 mm. Мощность лазерного излучения ослаблялась пластинами 7 из CaF₂. Для устранения прямого прохождения лазерного излучения через телескоп вблизи оси пучка использовался непрозрачный экран диаметром 25 mm. Лазерный пучок, прошедший через телескоп, задерживался диафрагмой 13 с переменным диаметром 1–22 mm. Полученный после телескопа параллельный пучок рассеянного излучения направлялся линзой 16 ($F = 200$ mm) на фотоприемник с временным разрешением 1 ns или, если измерялся угол расходимости пучка Θ_0 собирающим зеркалом 16 ($F'_3 = 5$ m), излучение фокусировалось на диафрагму 17 и калориметр 18. До кюветы величина Θ_0 (по уровню $1/e^2$) была равна 2.5 mrad.

Пробой воздуха 4 в каустике линзы 12 происходил самопроизвольно в атмосфере, а в экспериментах с кюветой в ряде случаев использовался поджиг [18], осуществлявшийся лазерной плазмой 3, возникающей на торце металлического стержня.

Для усиления импульсов рассеянного излучения использовался другой ТЕ CO₂ лазер, работавший в режиме четырехпроходового или регенеративного усилителя. В последнем случае усилитель имел неустойчивый резонатор с коэффициентом увеличения, равным 2. Сигнал вводился в резонатор при помощи поворотного зеркала (с коэффициентом отражения 45%), которое находилось вне резонатора и направляло входной импульс точно навстречу выходному пучку этого лазера. Количество проходов в таком усилителе в два раза больше, чем в усилителе с отверстием в центре зеркала, а коэффициент отражения поворотного зеркала можно уменьшить при наличии достаточно мощного задающего сигнала. Воздух, наполняющий кювету, очищался от пыли фильтром Петрянова, задерживающим частицы с размером, превышающим 0.1 μ m.

Экспериментальные результаты

В наших экспериментах рассеянное излучение зарегистрировано только в тех случаях, где возникала визуально наблюдаемая вспышка излучения лазерной плазмы. Если вспышки не было, то сигнал рассеяния отсутствовал на уровне чувствительности аппаратуры 2 kW и диаметре диафрагмы $D = 16$ mm.

В диапазоне давлений воздуха 0.7–300 Torr импульс рассеянного излучения (рис. 2, *b*) имел фронт, длительность которого τ_r определялась временем нарастания переходной характеристики осциллографа С8-14 (7 ns), и экспоненциальный спад с характерным временем 7–20 ns. Визуальное наблюдение этого импульса на экране осциллографа С1-75 показало, что длительность фронта для большинства импульсов не превышала 2 ns. Форма и длительность сигнала не зависела от диаметра диафрагмы 13. На спаде импульса могли наблюдаться колебания, обусловленные колебаниями мощности лазерного излучения.

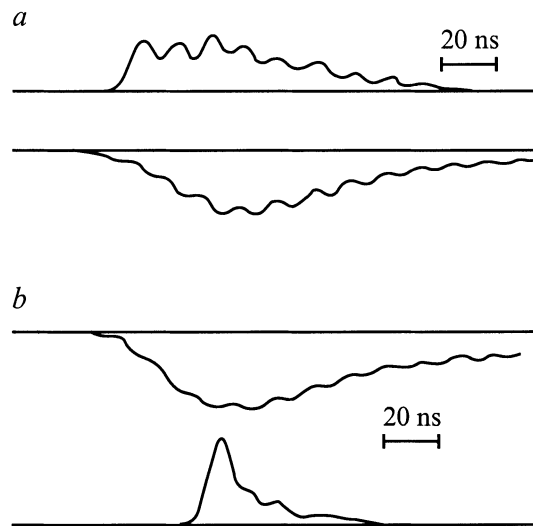


Рис. 2. Формы импульсов мощности лазерного излучения (*a* — внизу, *b* — вверху) и рассеянного (*a* — вверху, *b* — внизу, $p = 70$ Torr).

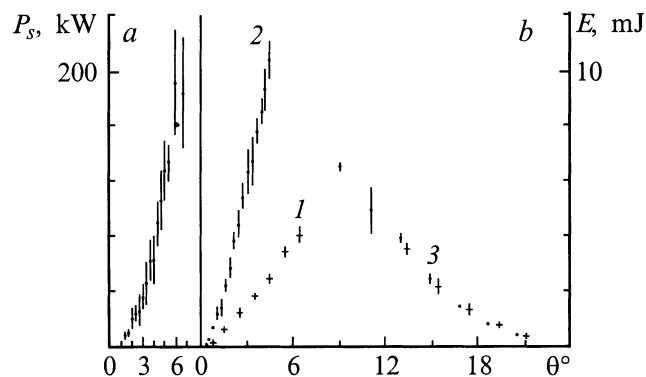


Рис. 3. *a* — мощность рассеянного излучения P_s (kW), содержащаяся в угле рассеяния Θ ($p = 5, 4$ Torr); *b* — энергия рассеянного излучения E (mJ), содержащаяся в угле рассеяния Θ для $F_1 = 100$ (1, +); 150 mm (2, ·); 3 — энергия излучения, рассеянного под углами, большими угла Θ , но меньшими 29° для $F_1 = 100$ и 150 mm (750 Torr).

При атмосферном давлении импульс рассеяния также имел быстронарастающий фронт, но длительность импульса возрастала до 50 ns по полувысоте для $F_1 = 100$ и 250 mm (пучок фокусировался сферическим зеркалом в атмосфере). Энергия этого импульса (1.3 mJ для $F_1 = 100$ mm) в 3 раза меньше полной энергии, рассеянной в течение лазерного импульса в центральную область лазерного пучка (рис. 3, *b*). Энергия, рассеянная во внешнюю область пучка под углами, большими заданного угла Θ , не зависит от значения F_1 . Рассеянная энергия сосредоточена в угле $\Theta_m = 21^\circ$. Эти измерения были проведены при помощи непрозрачного экрана переменного диаметра, помещенного в положение диафрагмы 13 и перекрывающего лазерный пучок.

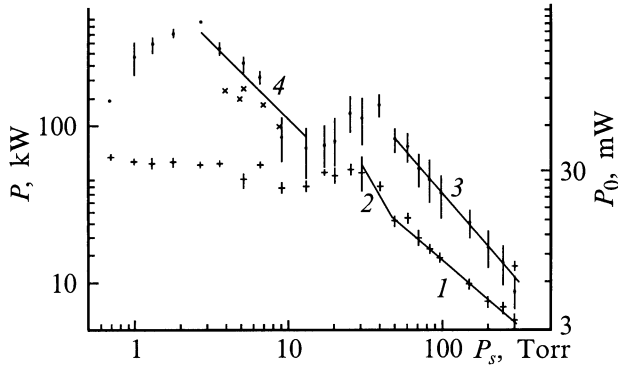


Рис. 4. Зависимость от давления пороговой мощности возникновения рассеяния лазерного излучения P_0 (MW) (+) при $p^{-0.9}$ (1), $p^{-1.8}$ (2); мощности рассеянного излучения P (kW) (·) при $p^{-1.2}$ (3), p^{-1} (4) и мощности рассеянного излучения P_s (УФ поджиг пробоя) (×).

Измерения угловой расходимости (Θ_{ds}) рассеянного пучка, прошедшего через диафрагму 13 и коллимированного линзой 15, показали, что $\Theta_{ds} > 16$ mrad. Такое значение угла расходимости соответствует источнику рассеянного излучения диаметром более 2.4 mm, т.е. импульс рассеяния (рис. 2, а) имеет хвост с малой мощностью, но содержащий 70% энергии, который обусловлен рассеянием на расширяющейся плазме.

Зависимость от давления (рис. 4) мощности лазерного пучка P_0 , измеренной в момент максимума мощности импульса рассеяния, близка к кривой пороговой мощности для пробоя очищенного воздуха [19,20]. Задержка импульса рассеяния (по уровню 0.1 от максимального значения P_0) относительно начала лазерного импульса удерживалась постоянной $\tau_d = 30$ ns.

При $50 \leq p \leq 300$ Torr пробой нестационарный, поэтому $P_0 \sim p^{-0.9}$ [21]. ПО инициируется аэрозольными частицами, присутствующими в воздухе [15]. В диапазоне давлений $25 < p \leq 50$ Torr наблюдается зависимость $P_0 \sim S_b/\nu_m \sim p^{-1.8}$ (где S_b — площадь сечения лазерного пучка, содержащего иницирующую частицу; ν_m — частота электронно-молекулярных столкновений), причем положение точки изменения зависимости $P_0(p)$ меняется (35–50 Torr) при замене газа в камере. При $p = 20$ Torr рассеяние наблюдается не для каждого лазерного импульса, несмотря на наличие световых вспышек плазмы. В области давлений $4 \leq p \leq 20$ Torr первичные электроны создавались УФ излучением плазмы (поджигающий лазерный пучок не проходил через каустику основного). Задержку возникновения рассеяния удавалось поддерживать постоянной (30 ns) до $p = 9$ Torr. При меньших давлениях величина τ_d возрастала от 50 до 90 ns. Для $p < 4$ Torr рассеяние наблюдалось только в том случае, если поджигающий лазерный пучок пересекал основной так, что плазма, движущаяся от мишени, приближалась к каустике основного пучка и могла пересечь ее. Величина τ_d была равна 50–60 ns. Мощность рассеянного

излучения падала ниже чувствительности приборов при $p = 0.2$ Torr.

Излучение плазмы, зарегистрированное в спектральном диапазоне 285–530 nm под прямым углом к оси лазерного пучка в телесном угле $\Omega \sim 0.26$ sr и $p = 70$ Torr, имеет экспоненциально нарастающий фронт (рис. 5), обусловленный лавинообразным нарастанием концентрации электронов вокруг иницирующего центра, который переходит в зависимость t^3 , связанную с трехмерным расширением ПО [15].

Угол расходимости рассеянного света, измеренный (рис. 6) при этом же давлении, оказался равным $\Theta = 3.9$ mrad, а для лазерного пучка, прошедшего через телескоп, $\Theta_{db} = 2.5$ mrad (по уровню $1/e^2$). Кол-

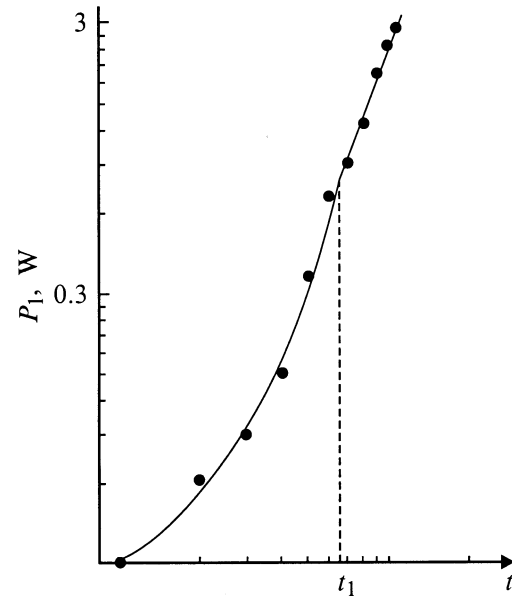


Рис. 5. Фронт импульса мощности собственного излучения плазмы лазерного пробоя воздуха. P_1 — мощность излучения; t — время (1 ns/div). Кривая — экспоненциальная зависимость от времени, штриховая прямая ($t > t_1$) — зависимости t^3 .

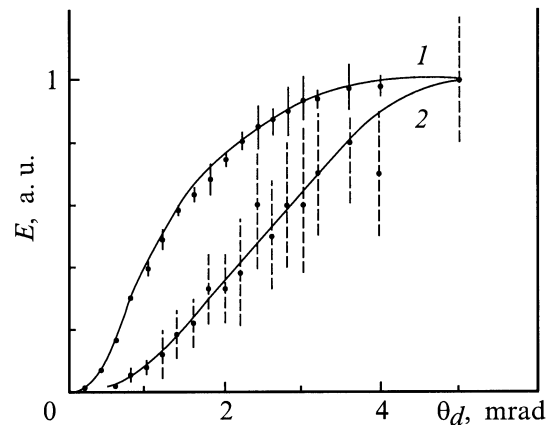


Рис. 6. Энергия E (a.u.) лазерного (1) и рассеянного (2) излучений, содержащаяся в угле расходимости Θ_d при $p = 70$ Torr.

лимированный рассеянный пучок содержал столько же энергии (0.8 мДж), сколько импульс рассеянной мощности, прошедший через диафрагму 13 (рис. 2, б).

В пределах $1.8 < \Theta < 3.6 \text{ mrad}$ ($0.9 < D < 1.8 \text{ cm}$) график зависимости $E(\Theta_d)$ (рис. 6) аппроксимируется функцией $E \sim \Theta_d$, т.е. в этом диапазоне углов для энергии рассеянной в телесный угол $d\Omega$ справедливо $dE/d\Omega \sim \Theta^{-1}$. Оптическая система (рис. 1, а), состоящая из линзы 15 и сферического зеркала 16 с фокусным расстоянием $F' = 5 \text{ m}$, формирует линейное увеличенное в $m = 33$ раза изображение рассеивающего ПО в плоскости диафрагмы 17 с радиусом $R = D/2$. Поэтому зависимость светимости плазмы, рассеивающей излучение в каустике линзы 12, должна иметь вид $M_s \sim r^{-1}$, где r — расстояние от оси пучка в плоскости объекта (рис. 1, б). Максимальный диаметр d_m , оценивающий смещение ПО от оси, равен $d_m = \Theta_{ds} F'_m / m = 6 \cdot 10^{-2} \text{ cm}$, т.е. превышает диаметр каустики линзы 12, равный $3.8 \cdot 10^{-2} \text{ cm}$. Следовательно, рассеивающие центры возникают на расстояниях от центра каустики до $Z_m = d_m / 2 \text{ tg } \alpha_1 = 2.4 \text{ mm}$ и необходимо учитывать дефокусировку, которая приводит к увеличению кружка рассеяния в плоскости диафрагмы 17. Расчет с учетом дефокусировки и сферической аберрации показал, что при максимальной величине диафрагмы $D = 25 \text{ mm}$ измерительная система могла зарегистрировать рассеивающие центры, находящиеся на расстояниях до $5 \cdot 10^{-2} \text{ cm}$ от оси Z . При этом дефокусировка могла достигать 0.4 cm , а разрешение системы в плоскости объекта было не хуже $3 \cdot 10^{-3} \text{ cm}$ для расстояний от оси Z меньше $3 \cdot 10^{-2} \text{ cm}$.

Наличие только одного импульса рассеяния малой длительности соответствует рассеянию на одном ПО. Поэтому рассмотрим рассеяние лазерного излучения одиночным ПО радиуса r_0 , возникающим в произвольной точке вблизи каустики линзы 12.

Максимальная рассеянная в одном импульсе мощность равна

$$P = I_b(r, Z_2) \eta \pi r_0^2, \quad (1)$$

где $\sigma_0 = \eta \pi r_0^2$ — сечение рассеяния ПО; η — фактор эффективности рассеяния.

Так как каждая точка зависимостей на рис. 4, 6 является усредненной по $N_0 = 10$ импульсам в серии экспериментов, то средняя рассеянная мощность равна

$$P_1 = \frac{1}{N_0} \int_0^{N_0} P dN = \frac{2\eta\pi r_0^2}{V_f} \int_0^{S_m} \int_{Z_1}^{(Z_1+\Delta l)} I_b(r, Z_2) dZ_2 dS, \quad (2)$$

где $dS = 2\pi r dr$ — элемент площади сечения лазерного пучка; $dN = n dS dZ_2$ — дифференциал числа импульсов; $n = N_0/V_f$ — пространственная плотность реализаций очагов пробоя в серии экспериментов; V_f — объем каустики линзы, определяемый условием $I_b \geq I_{th}$ (I_{th} — пороговая интенсивность, пробивающая газ для времени задержки после инициирования $\tau_d = 30 \text{ ns}$);

S_m — площадь сечения лазерного пучка, ортогонального оси Z , содержащего максимально удаленный от оси очаг пробоя.

Среднюю светимость объема V_f в серии N_0 импульсов можно записать в виде

$$M = \xi \frac{dP_1}{dS}, \quad (3)$$

где $\xi = P_s/P_1$ — доля средней мощности P_1 , принимаемая измерительной системой в телесном угле Ω_0 , опирающемся на диафрагму 13.

Тогда освещенность E' изображения в плоскости диафрагмы 17 имеет следующий вид:

$$E' = \frac{dP'}{dS'} = \frac{\tau M}{m^2}. \quad (4)$$

Учитывая, что все рассеивающие центры, возникшие на расстоянии r от оси Z , формируют в изображении, создаваемом оптической системой, кольцо радиуса R , необходимо проинтегрировать (2) по Z_2 (рис. 1, б). Лазерное излучение поглощается волной ионизации (при $t > \tau_d$), распространяющейся от ПО [22], поэтому интенсивность лазерного излучения, рассеиваемого ПО, запишется в соответствии с экспериментами в следующем виде:

$$I(r, Z_2) = I_0(r, Z_2) e^{-t/\tau_s},$$

где τ_s — длительность импульса рассеяния.

Интенсивность I_0 в произвольном сечении $S_b = P_0/I_b$, ортогональном средним лучам сфокусированного лазерного пучка, будем считать постоянной. Тогда

$$I_0 = \frac{P_0}{S_b} = \frac{P_0}{(Z_1 + Z_2)^2} \frac{\cos \alpha}{\pi \text{tg}^2 \alpha_2 \left[1 - \left(1 - \frac{2 \sin(\Delta\alpha/2)}{\cos \alpha} \right)^2 \right]} = \frac{P_0 \chi}{(Z_1 + Z_2)^2}, \quad (5)$$

где P_0 — мощность лазерного излучения в момент пробоя ($t = \tau_3$), $\Delta\alpha = \alpha_2 - \alpha_1$, $\alpha = (\alpha_1 + \alpha_2)/2$, $Z_1 = r/\text{tg } \alpha_2$.

Интегрируя (2) по Z_2 , получим

$$\int_{Z_1}^{Z_1+\Delta l} I_0(r, Z_2) dZ_2 = \frac{\chi P_0 \Delta l}{Z_1(Z_1 + \Delta l)} = \frac{\chi P_0}{r} (\text{tg } \alpha_2 - \text{tg } \alpha_1) = \gamma \frac{P_0}{r}, \quad (6)$$

где $\gamma = 4.4$.

Из (3), (4) и (6) имеем

$$E' = \frac{2\tau\xi\gamma\eta\pi r_0^2}{m^2 V_f} \frac{P_0}{r} e^{-t/\tau_s}, \quad (7)$$

где $r = D/2m = F'_m \Theta_d / 2m$; Θ_d — угол расходимости светового пучка, сформированного линзой 15.

Интегрируя (7) по $dS' = (\pi/4)F_m'^2 d(\Theta_d^2)$, приходим к следующей зависимости энергии пучка рассеянного излучения E от D (при $r > d_w/2$, т.е. $\Theta_d > 1.8 \cdot 10^{-3}$ rad):

$$E = \frac{2\pi^2\tau\gamma}{mV_f} \xi\eta r_0^2 P_0 \tau_s D, \quad (8)$$

соответствующей эксперименту (рис. 6). Из (8) при $p = 70$ Torr, $\Delta E = 1.4 \cdot 10^{-4}$ J (рис. 6), $m = 33$, $\tau = 0.7$, $\tau_s = 10^{-8}$ s, $P_0 = 1.1 \cdot 10^7$ W, $\Delta D = 0.6$ cm, $V_f = 2 \cdot 10^{-4}$ cm³ (рассчитан по величине d_m) находим, что $\xi\eta r_0^2 = 2.3 \cdot 10^{-7}$ cm², т.е. для $\xi \sim 0.1$ (рис. 3) и $\eta = 0.1-1$ имеем $r_0 \sim 50-15$ μ m.

При малых значениях $\Theta_d < 1.8$ mrad = Θ_w ($p = 70$ Torr) справедлива зависимость $E \sim \Theta_d^2$. Этот случай соответствует рассеянию из области каустики, так как $2r = \Theta_w F_m'/m = 2.7 \cdot 10^{-2}$ cm $\sim 2r_w = d_w$.

Аналогично выводу формулы (8) можно показать, что такая зависимость получается в случае постоянной интенсивности лазерного излучения в каустике линзы $I2$

$$E = \frac{\pi^2\tau}{4m^2 S_w^2} \xi\eta r_0^2 P_0 \tau_s D^2, \quad (9)$$

где S_w — площадь сечения каустики линзы.

Для $E = 1.2 \cdot 10^{-4}$ J (рис. 6), $D = 0.9$ cm, $P_0 = 1.1 \cdot 10^7$ W, $\tau_s = 10^{-8}$ s получаем значение $\xi\eta r_0^2 = 3.0 \cdot 10^{-7}$ cm², что совпадает с (8). Это означает, что величины ξ и r_0 не зависят от положения ПО в лазерном пучке, т.е. $r_0 < r_w$ и $\Theta_D \ll \Theta_m$, где Θ_D — половина угла, под которым диафрагма $I3$ видна из каустики.

Результаты экспериментов по измерению величины P_s интерпретировались на основании формул (1), (2), (6) и уравнения

$$\frac{dn_e}{dt} = \nu_i n_e,$$

где n_e — концентрация электронов, $\nu_i = B\nu_m I_b$ — частота ударной ионизации молекул электронами в лазерном поле, B — постоянная в условиях данных экспериментов, ν_m — частота столкновений электронов с молекулами.

Из этого уравнения, предполагая линейное нарастание мощности лазерного пучка во времени $P_0 = b_1 t$, получим соотношение

$$\frac{\nu_m P_0(\tau_d)\tau_d}{S_b} = b, \quad (10)$$

где $b = 2B^{-1} \ln(n_1/n_0)$; n_1, n_0 — начальная и конечная концентрация электронов в ПО.

Величина ξ связана с r_0 зависимостью вида $\xi \sim (\Theta_D/\Theta_{\text{diff}})^2 \sim (r_0/\lambda)^2$, где $\Theta_{\text{diff}} \sim \lambda/r_0$ — эффективный угол, содержащий рассеянную мощность.

Измерения величины P_s при $p = 69$ и 39 Torr для $F_1 = 100$ и 150 mm показали, что величина $\xi\eta r_0^2$ не зависит от S_b , которая может изменяться при изменении p, F_1, P_0 .

При $p = 39$ Torr переход от $F_1 = 100$ mm к $F_1 = 150$ mm при постоянном значении P_0 не изменяет

величин τ_d и S_b , а значение $\xi\eta r_0^2$ уменьшается в 4 раза, что можно объяснить уменьшением r_0 в ~ 1.4 раз, если положить постоянной величину η . Длительность спада импульса возрастает при увеличении F_1 и $p = 69$ Torr в 1.6 раз. Уменьшение r_0 при сохранении средней интенсивности и уменьшении угла фокусировки лазерного пучка может быть связано со снижением интенсивности света в максимумах, которые присутствуют в ближней и дальней зонах лазерного пучка.

Переход при $F_1 = 150$ mm и постоянном значении P_0 от $p = 69$ Torr к $p = 39$ Torr приводит, в отличие от случая, где $F_1 = 100$ mm, к снижению P_s на 40%, что обусловлено недостаточным возрастанием (в 1.5 раз) средней интенсивности лазерного пучка. Такой же эксперимент с $F_1 = 100$ mm, в котором изменение $I_b(p)$ приблизительно соответствовало изменению $I_{\text{th}}(p)$, показал, что произведение $\xi\eta r_0^2$ не зависит от давления газа. Амплитуда колебаний на спаде импульса рассеяния значительно возрастает, по-видимому, из-за увеличения прозрачности фронта ионизационной волны [23]. Аналогичный вывод следует (при $p \geq 50$ Torr) из зависимости $P_p(p)$ (рис. 4), так как $\xi\eta r_0^2 \sim p^{-0.3}$, то $r_0 \sim p^{-0.08}$, т.е. радиус ПО не зависит от давления воздуха и определяется размером возмущений интенсивности лазерного пучка.

Рост рассеянной мощности в диапазоне давлений $2.7 < p < 13$ Torr наблюдается для двух способов иницирования пробоя и происходит по закону $P_s \sim p^{-1}$. Такая зависимость соответствует росту радиуса ПО по закону $r_0 \sim p^{-1/4}$. Так как не обнаружено зависимости r_0 от τ_d , то время расширения ПО $\Delta t \sim \tau_r$, которое значительно меньше времени амбиполярной диффузии плазмы из ПО. Поэтому расширение ПО при $p < 13$ Torr можно объяснить распространением ударной волны от ПО в соответствии с теорией точечного взрыва [24] $r_0 \sim p^{-1/5} t^{2/5}$.

Это предположение подтверждается также наблюдавшейся при $p = 15$ Torr зависимостью $P_s(t) \sim t^{1.6}$, справедливой для отдельных импульсов с затянутым фронтом, длительность которого значительно превышала время нарастания переходной характеристики осциллографа, что совпадает с теорией точечного взрыва, так как $P_s \sim r_0^4$.

Распределение по углу Θ мощности рассеянного излучения, усредненной по 6 импульсам, описывается зависимостью $P_s(\Theta) \sim \Theta^2$ (рис. 3, а).

Быстрое падение зарегистрированной рассеянной мощности для $p < 2.7$ Torr может быть вызвано или дальнейшим сжатием конуса рассеяния к лазерному пучку из-за роста r_0 , или уменьшением размеров начальной области пробоя и выделившейся в ней энергии, т.е. уменьшением r_0 .

Полученный в результате рассеяния на лазерной плазме световой импульс с длительностью 10–20 ns был усилен в четырехпроходном усилителе с давлением рабочей смеси 0.6 atm до пиковой мощности ~ 600 kW. Для усиления использовался также лазерный генератор с неустойчивым резонатором. Усиленный импульс имел длительность, равную длительности входного сигнала.

Таким образом, в данной работе установлено, что мощность рассеянного излучения возрастает при уменьшении давления воздуха (300–40 Torr) в основном из-за роста пороговой интенсивности лазерного пробоя. Рост P_s при $2.7 < p < 13$ Torr, по-видимому, обусловлен распространением ударной волны от ПО, т.е. ростом радиуса ПО. Рассеянное излучение сколлимировано в пучок со средней (за 10 импульсов) угловой расходимостью 3.9 mrad, обусловленной изменениями положения ПО в каустике линзы, и затем усилено.

Список литературы

- [1] *Young M., Hercher M., Wu C.-Y.* // J. Appl. Phys. 1966. Vol. 37. N 13. P. 4938–4940.
- [2] *Korobkin V.V., Alcock A.J.* // Phys. Rev. Lett. 1968. Vol. 21. N 20. P. 1433–1436.
- [3] *Tomlinson R.G.* // IEEE J. Quantum Electron. 1969. Vol. QE-5. N 12. P. 591, 595.
- [4] *Johnson L.C., Chu T.K.* // Phys. Rev. Lett. 1974. Vol. 32. N 10. P. 517–520.
- [5] *Cohn D.R., Raff G.J., Brooks R.L.* et al. // Phys. Lett. 1974. Vol. 49A. N 2. P. 95–96.
- [6] *Alcock A.J., DeMichelis C., Korobkin V.V.* et al. // Appl. Phys. Lett. 1969. Vol. 14. N 5. P. 145–146.
- [7] *Alcock A.J., DeMichelis C., Richardson M.C.* // IEEE J. Quantum Electron. 1970. Vol. QE-6. N 10. P. 622–629.
- [8] *Bakos J.S., Foldes I.B., Sorlei Z.* // J. Appl. Phys. 1981. Vol. 52. N 2. P. 627–634.
- [9] *Luochesi M., Cornolti F., Giulietti A.* et al. // Il Nuovo Cimento, 1984. Vol. 82B. N 1. P. 111–123.
- [10] *Ahmad N., Gale B.C., Key M.H.* // J. Phys. B. Ser. 2. 1969. Vol. 2. P. 403, 409.
- [11] *Аскарьян Г.А., Мухамаджанов М.А.* // Письма в ЖЭТФ. 1981. Т. 33. Вып. 1. С. 48, 51.
- [12] *Giulietti D.* // Optics Cummun. 1988. Vol. 68. N 6. P. 399–403.
- [13] *Бухфетов И.А., Бухфетова Г.А., Федоров В.Б.* // Квантовая электрон. 1994. Т. 21. № 12. С. 1177–1182.
- [14] *Wang C.C., Davis L.I.* // Phys. Rev. Lett. 1971. Vol. 26. N 14. P. 822–825.
- [15] *Копытин Ю.Д., Сорокин Ю.М., Скрипкин А.М.* и др. Оптический разряд в аэрозолях. Новосибирск: Наука, 1990.
- [16] *Autric M., Caressa J.P., Dufresne D., Bournot Ph.* // AIAA paper 79-0250. New Orleans, 1979.
- [17] *Глебов Л.Б., Ефимов О.М., Петровский Г.Т.* и др. // Квантовая электрон. 1985. Т. 12. № 10. P. 2077–2081.
- [18] *Yablonovitch E.* // Phys. Rev. A. 1974. Vol. 10. N 5. P. 1888–1895.
- [19] *Smith D.C., Brown R.J.* // J. Appl. Phys. 1975. Vol. 46. N 3. P. 1146–1154. Principles of Laser Plasmas / Ed. G. Bekefi. New York: Wiley, 1976.
- [20] *Захарченко С.В., Семенов Л.П., Синторин Г.А.* // Квантовая электрон. 1986. Т. 13. № 5. P. 1040, 1041.
- [21] *Райзер Ю.П.* Лазерная искра и распространение разрядов. М.: Наука, 1974.
- [22] *Lencioni D.E., Pettingill L.G.* // J. Appl. Phys. 1977. Vol. 48. N 5. P. 1848, 1851.
- [23] *Анисимов В.Н., Воробьев В.А., Гришина В.Г.* и др. // Квантовая электрон. 1995. Т. 22. № 2. М. 900–902.
- [24] *Седов Л.И.* Методы подобия и размерности в механике. М.: Наука, 1977.