

А.М. Скрипкин

Оптический разряд в аэрозолях при распространении лазерного излучения

Институт экспериментальной метеорологии, г. Обнинск Калужской обл.

Поступила в редакцию 6.03.2001 г.

Рассмотрены результаты экспериментальных исследований оптического разряда в аэродисперсных средах на основе твердых аэрозольных частиц в слабофокусированных лазерных пучках. Показана зависимость возникновения двух режимов оптического разряда от длины волны, длительности лазерного импульса, функции распределения частиц по размерам, материала частиц, энергетических характеристик излучения. Предложено аналитическое выражение, удовлетворительно описывающее прохождение лазерных пучков при возбуждении оптического разряда.

В течение последних лет различными коллективами проводились исследования нелинейных эффектов, возникающих в аэродисперсных средах при распространении лазерных пучков. Результаты ряда работ, посвященных изучению физических процессов в облаках и туманах при воздействии на них интенсивным лазерным пучком, обобщены в монографии [1]. Исследования по взаимодействию интенсивного лазерного излучения с аэродисперсными средами, включающими твердые аэрозольные частицы, отличаются некоторыми особенностями вследствие широкого спектра физических и оптических характеристик частиц. Непосредственно это относится к явлению оптического разряда, который возникает после превышения интенсивности лазерного излучения, распространяющегося в аэродисперсной среде, 10^7 – 10^9 Вт/см² (см., например, [2–7]).

Известно, что в газах, содержащих аэрозольные частицы, примером которых служит реальная атмосфера, оптический разряд инициируется при более низких интенсивностях по сравнению с чистыми газами, и хотя теория оптического разряда в аэрозолях разработана недостаточно, не вызывает сомнений тот факт, что в аэродисперсных средах оптический пробой в воздухе инициируется частицами. В отличие от значительного количества работ, посвященных изучению оптического разряда в остросфокусированных лазерных пучках, размеры фокальных областей которых сравнимы с размерами аэрозольных частиц (например, [2–4, 7]), в настоящей статье рассматриваются результаты, определяющие возникновение оптического разряда в слабофокусированных пучках и отвечающие ситуации, близкой к условиям распространения лазерного излучения в реальной атмосфере. На основе полученных экспериментальных данных предлагается феноменологическое уравнение, удовлетворительно описывающее прохождение лазерного излучения в условиях возникновения оптических разрядов как в модельной среде, так и в реальной атмосфере.

Порог возникновения оптического разряда в лазерных пучках с различной длиной волны

Несмотря на определенное различие, физические механизмы оптического пробоя вблизи аэрозольных частиц в слабофокусированных пучках для разных длин волн излучения имеют много общего, по крайней мере в интервале длин волн 0,3–10,6 мкм. В этом интервале длин волн, как показывает анализ данных, полученных в лазерных пучках с размером фокальной области 3–120 м в Институте экспериментальной метеорологии и приведенных в [8–12] (рис. 1, а),

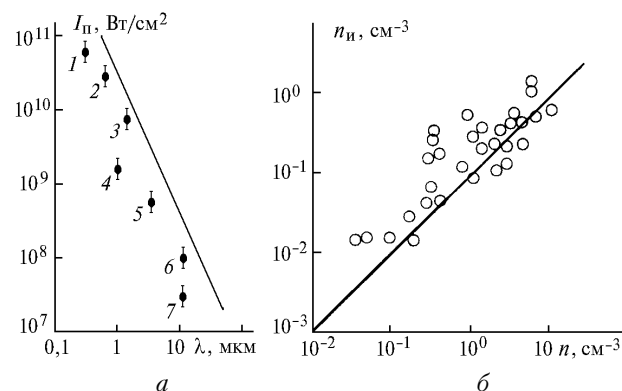


Рис. 1. Зависимость порога возникновения длинной лазерной искры в аэрозольной среде от длины волны излучения: 1–7 – экспериментальные данные для воздуха, содержащего аэрозольные частицы; 1–3 – $\lambda = 0,35; 0,53; 1,06$ мкм [10]; 4–7 – $\lambda = 1,06; 3,8; 10,6; 10,6$ мкм [8, 9, 11, 12] (а) и зависимость концентрации лазерных искр n_i от концентрации аэрозольных частиц при энергии импульса 100 Дж (б)

зависимость пороговой интенсивности возбуждения оптического разряда I_p от длины волны при нормальном атмосферном давлении достаточно хорошо аппроксимируется выражением [13]:

$$I_{\Pi} = g\lambda^{-2},$$

где g – параметр; λ – длина волны, см. Расчет с использованием модели теплового взрыва аэрозольной частицы приводит к следующей зависимости параметра g [13]:

$$g = 2,5 \cdot 10^{-4} a^{-1,2} t_{\Pi}^{-0,8},$$

где a – характерный размер частицы, мкм; t_{Π} – длительность импульса, с.

Оптический пробой в поле излучения с $\lambda = 1,06$ мкм

При распространении в атмосфере с аэрозольными частицами слабофокусированного пучка высокой интенсивности, как правило, вблизи оси распространения излучения возникает не один, а несколько очагов оптического пробоя. Такой вид оптического пробоя получил название «длинная лазерная искра» (ДЛИ). Формирование очагов оптического пробоя зависит от химического состава, концентрации и размеров аэрозольных частиц. Экспериментальное исследование этих зависимостей при формировании ДЛИ в пучке Nd-лазера было выполнено на установке, включающей лазер, аэрозольную камеру и регистрирующую аппаратуру [14].

Лазер генерировал излучение с длительностью импульса $t_{\Pi} = 80$ нс (по уровню 0,5 от максимального значения интенсивности). Фокусировка излучения осуществлялась на расстоянии 10 м конфокальным резонатором лазера, средняя площадь пятна на исследуемой трассе длиной 2 м составляла 0,5 см². Делительные пластины отводили часть излучения в измерительный блок (калориметр ИКТ-1Н, электронный регистратор ФЭК-20). Аэрозольные частицы подавались в камеру длиной 2 м. Концентрация, распределение по размерам, химический состав (природная пыль, сажа, корунд и др.) аэрозольных частиц варьировались в широких пределах. Микроструктура аэрозоля контролировалась фотоэлектрическим либо телевизионным счетчиком. Количество очагов пробоя регистрировалось фотоаппаратурой. Энергия и форма импульсов излучения измерялись на входе и выходе камеры.

Зависимость концентрации очагов оптического разряда от концентрации аэрозоля

Концентрация очагов ДЛИ регистрировалась при энергии излучения 100 Дж и различных концентрациях аэрозольных частиц корунда (Al₂O₃). ДЛИ не наблюдалась, если воздух в кювете подвергался тщательной очистке от аэрозольных частиц (с помощью фильтров Петрянова). В результате выполненных экспериментов получена близкая к линейной зависимость концентрации искр n_{Π} в ДЛИ от концентрации аэрозольных частиц размерами $a \geq 1,4$ мкм, которая представлена на рис. 1, б. Для определения физических процессов при развитии плазменных очагов

были выполнены спектральные исследования свечения плазмы пробоя. Анализ показал, что наблюдаются линии атомов алюминия, входящего в состав корунда, ионов азота и свечение континуума. Наличие линий алюминия свидетельствует о том, что формирование искр ДЛИ происходит вблизи аэрозольных частиц, а линий ионов азота – что это не только свечение паров частиц, но и воздушной плазмы, т.е. оптический разряд развивается в воздухе. Оценка по спектральным данным приводит к значению температуры плазмы $T = (2-3) \cdot 10^4$ К.

Связь концентрации искр и размеров частиц, инициирующих оптический пробой, с плотностью энергии излучения

При неизменном распределении частиц аэрозоля корунда по размерам регистрировалось число плазменных очагов n_{Π} в зависимости от плотности энергии и интенсивности лазерного излучения на входе в камеру. Эксперименты показали, что n_{Π} при этом возрастает по мере повышения плотности энергии (интенсивности) излучения. Сопоставление зависимости n_{Π} от I_{Π} с измеренным распределением аэрозольных частиц по размерам показало, что в искрообразовании при повышенной интенсивности участвуют все более мелкие частицы аэрозоля, и позволило установить зависимость I_{Π} от минимального размера частиц a_{Π} , инициирующих пробой. Зависимость I_{Π} от a_{Π} представлена на рис. 2.

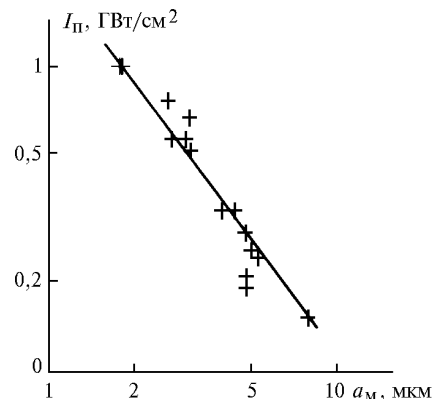


Рис. 2. Зависимость порога пробоя I_{Π} от минимального размера аэрозольных частиц a_{Π} , участвующих в искрообразовании; сплошная линия – расчет по формуле (1)

Одновременно на рис. 2 приведена зависимость (сплошная линия) интенсивности излучения I_{Π} от наименьшего размера a_{Π} , аппроксимирующая экспериментальные данные соотношением

$$I_{\Pi} = b/a_{\Pi}^k, \quad (1)$$

где $k = 1, 5$; $b = 2,9 \cdot 10^9$ Вт·см⁻²·мкм^{-1,5}.

Видно, что экспериментально определенное значение параметра k ($k = 1,5$) отличается от теоретического значения ($k = 1,2$) [13]. В наших экспериментах изменение размеров a_{Π} от 0,5 до 5 мкм при-

вело к изменению $I_{п}$, при котором возникала ДЛИ с неизменной концентрацией искр $n_{п}$, от 10^9 до $1,5 \cdot 10^8$ Вт·см $^{-2}$, т.е. примерно в 7 раз. Замена частиц корунда на частицы с сильно отличающимися оптическими константами (естественная пыль, сажа, графит и др.) при примерно одинаковых средних характерных размерах частиц привела к изменению порога пробоя не более чем в 2–3 раза.

Ослабление излучения очагами плазмы

Пропускание излучения очагами плазмы T_{λ} оценивалось путем измерения плотностей энергии излучения на входе E_0 и выходе E из камеры. В двух сериях экспериментов получены зависимости $T_{\lambda} = E/E_0$: в первой – от концентрации аэрозольных частиц n , характеризующей начальную оптическую толщину аэрозоля в камере, при постоянном значении $E_0 = (24 \pm 1)$ Дж/см 2 , во второй – от E_0 при постоянной концентрации $n = (1,4 \pm 0,2)$ см $^{-3}$. Результаты экспериментов представлены на рис. 3.

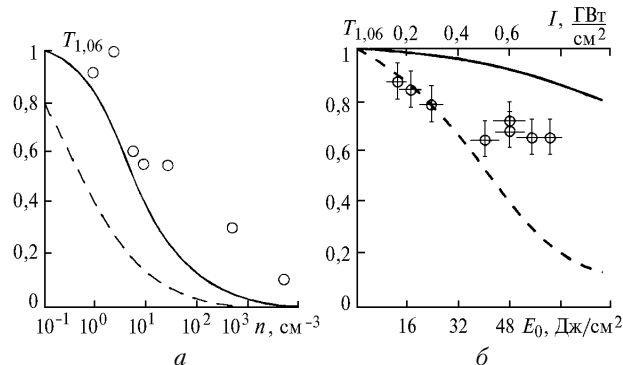


Рис. 3. Зависимость $T_{1,06} = E/E_0$ от концентрации аэрозольных n частиц (а) и от величины E_0 , $n = \text{const}$ (б). Сплошная линия – расчет по формуле (13), штриховая – по формуле (12); параметры при вычислениях: $b = 2,9 \cdot 10^9$ Вт·мкм 1,5 ·см $^{-2}$; $k = 1,5$; $S = 4$; $z = 2$ м

Как и ожидалось, с увеличением концентрации n при $E_0 = \text{const}$ ослабление излучения увеличивается, поскольку увеличивается число очагов оптического разряда (рис. 3, а). С другой стороны, увеличение энергии при $n = \text{const}$ также приводит к увеличению ослабления излучения, так как с увеличением E_0 очаги оптического разряда возникают на более мелких частицах. Отметим, что концентрация мелких частиц в естественных условиях значительно превосходит концентрацию крупных ($a \gg 1$ мкм) и, как правило, сильно возрастает с уменьшением размера частиц [15]. Сравнение экспериментальных результатов с теоретическими расчетами будет выполнено ниже.

Оптический разряд в пучке CO $_2$ -лазера и ослабление излучения

Ослабление излучения CO $_2$ -лазера ($\lambda = 10,6$ мкм) на очагах пробоя, формирующихся на частичках естественного аэрозоля, исследовалось на натурной трассе длиной несколько десятков метров при скорости

ветра до $0,5$ м·с $^{-1}$. Средняя по сечению плотность энергии излучения достигала $E_0 = 12$ Дж·см $^{-2}$. Пробой возникал при плотности энергии $E_0 = 4,5$ – 6 Дж·см $^{-2}$. Средняя концентрация искр при плотности энергии $E_0 = 10$ Дж·см $^{-2}$ составила $n_{п} = 8 \cdot 10^{-5}$ см $^{-3}$. Зависимость $T_{\lambda} = E/E_0$ от E_0 представлена на рис. 4.

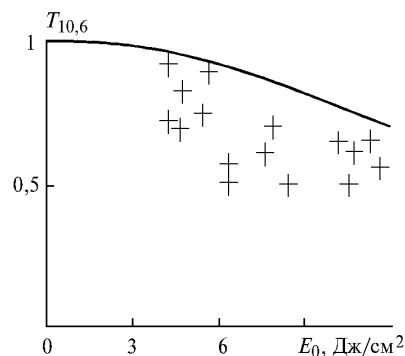


Рис. 4. Зависимость $T_{10,6} = E/E_0$ от начальной плотности энергии E_0 : сплошная линия – расчет по формуле (13); $b = 1,6 \cdot 10^9$ Вт·мкм $^{-2}$ ·см $^{-2}$; $k = 2$; $F = 0,5$; $S = 4$; $m = 1/3$; $z = 100$ м

Она аналогична зависимости, представленной на рис. 3, б для $\lambda = 1,06$ мкм. Пороговые интенсивности излучения CO $_2$ -лазера, при которых наблюдались пробой и формирование плазменных очагов, были ниже, чем для излучения Nd-лазера (см. рис. 1).

Ослабление излучения CO $_2$ -лазера исследовалось также в модельных условиях. Модельная среда создавалась в камере размером $5 \times 2,5 \times 1,2$ м, расположенной на расстоянии 30 м от выходного окна лазера, путем распыления порошка корунда (Al $_2$ O $_3$). Распределение частиц корунда по размерам $f(a)$, измеренное фотоэлектрическим счетчиком, было близко к экспоненциальному типу Юнге. Импульс излучения CO $_2$ -лазера длительностью 30 мкс фокусировался в середину камеры. Форма импульса соответствовала обычной структуре импульса электроионизационного CO $_2$ -лазера. В переднем пике длительностью несколько сотен наносекунд интенсивность достигала значений $\sim 10^8$ Вт/см 2 .

Результаты измерений энергии импульса, прошедшей камеру с распыленными в ней аэрозольными частицами, приведены на рис. 5. Несмотря на двух-

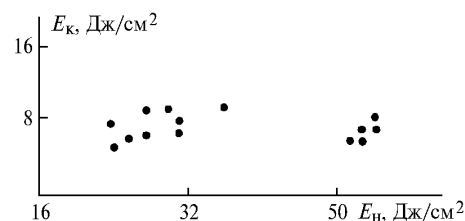


Рис. 5. Прохождение энергии импульса излучения через аэрозоль из частиц Al $_2$ O $_3$: $E_{п}$, $E_{к}$ – начальная и конечная энергия импульса

кратную вариацию энергии в импульсе, величина прошедшей энергии достаточно стабильна. Последнее

объясняется формированием очагов оптического разряда. Поскольку очаги оптического разряда практически полностью перекрывали сечение перетяжки, то на выходе из камеры фиксировалась энергия, прошедшая трассу в камере до образования очагов. Плазма в развитых очагах практически полностью поглощала излучение. По данным спектроскопических измерений была оценена температура в плазме $(2,5-3,5) \cdot 10^4$ К, зависящая от энергии в импульсе.

Возможность инициирования очагов оптического пробоя в аэрозольной среде в камере изучалась также при прохождении через среду двойных импульсов CO_2 -лазера. Начальная плотность энергии в импульсах менялась в пределах от 15 до 35 Дж/см^2 . Средняя интенсивность в пределах от $1,5$ до $3,5 \cdot 10^7 \text{ Вт/см}^2$. Как и ранее, излучение фокусировалось в центр камеры. Длительность первого импульса была $1,5-2$ мкс, длительность второго – $2,5-3$ мкс. Интервал между импульсами менялся в пределах от 20 до 100 мкс. В камере распылялся порошок корунда, содержащий до 70% по весу частиц радиусом $1-3$ мкм, концентрация частиц радиусом больше 5 мкм составляла менее 0,5%.

При прохождении первого импульса в среде возникали очаги оптического пробоя. Сопоставление числа очагов с распределением частиц по размерам позволило установить, что при плотности энергии в импульсе $\geq 20 \text{ Дж/см}^2$ пробой возбуждался на частицах радиусами ≥ 5 мкм. Очаги оптического разряда при прохождении второго импульса возбуждались пространственно в тех же местах, на которых возбуждались очаги пробоя первым импульсом. Это указывает на то, что твердые частицы не «выжигались» при образовании очагов оптического разряда первым импульсом и сохраняли свою способность инициировать пробой повторно.

Пространственно-временная эволюция плазменных очагов

Как следует из представленных результатов, после возникновения очагов плазмы на аэродисперсных частицах в поле интенсивного лазерного излучения ослабление лазерного излучения плазменными очагами во времени зависит от скорости роста плазменных очагов или, что то же, от скорости распространения волны поглощения лазерного излучения (ВПЛИ).

Эксперименты с применением аппаратуры высокого разрешения показали, что для Nd-лазеров при интенсивностях $\approx 10^8 \text{ Вт/см}^2$ реализуется светодетонационный режим ВПЛИ (СДВ) [5, 6, 16], а при интенсивности излучения свыше $(2-3) \cdot 10^8 \text{ Вт/см}^2$ скорости ВПЛИ могут значительно превышать скорости СДВ [17, 18]. Для более детального изучения скорости ВПЛИ были проведены эксперименты по облучению вольфрамовых нитей диаметром 5, 15, 45 мкм излучением Nd-лазера. Данные о максимальных значениях ВПЛИ в воздухе, представленные на рис. 6, а, свидетельствуют о том, что скорости ВПЛИ могут превышать скорости СДВ в десятки раз, причем ско-

рости ВПЛИ при инициировании пробоя на тонких нитях (5 и 15 мкм) значительно выше, чем на толстых (45 мкм).

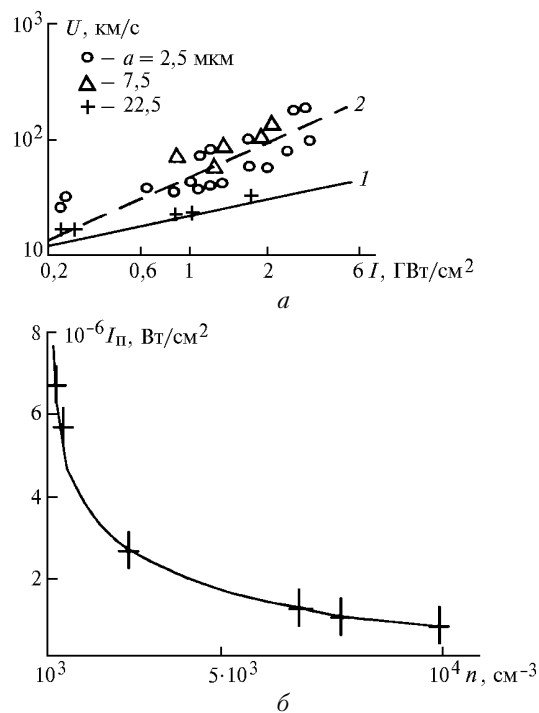


Рис. 6. Зависимость скорости ВПЛИ от интенсивности излучения: 1 – СДВ; 2 – БВИ (а) и зависимость пороговой интенсивности низкорогового оптического разряда от концентрации аэрозольных частиц (б): 1 – экспериментальные данные; 2 – расчет

Распространение ВПЛИ в плотном газе ($P = 1$ атм) со скоростями, много большими СДВ, при интенсивностях излучения $10^8-10^9 \text{ Вт/см}^2$ можно объяснить сложными механизмами ионизации газа перед фронтом волны. Такие ВПЛИ называют обычно быстрыми волнами ионизации (БВИ) [19]. Достаточно строгая теория формирования БВИ в воздухе не разработана.

Низкороговый оптический разряд

При достаточно высоких концентрациях аэрозольных частиц ($n > 10^3 \text{ см}^{-3}$) наблюдается снижение порога оптического разряда до значений $I_{п} = 1-10 \text{ МВт/см}^2$. Это явление низкорогового оптического разряда, впервые обнаруженное в [20], обусловлено коллективными эффектами в аэрозоле. При высокой концентрации крупных по размерам частиц ($a \geq a_m$) очаги оптического разряда, зародившиеся на отдельных активных частицах, перекрываются, образуя область оптического разряда, поглощение энергии излучения в объеме которой значительно превосходит поверхностные потери. Формирование и развитие очага низкорогового оптического разряда можно разбить на три этапа. На первом этапе происходят зарождение и рост микроочагов около отдельных аэрозольных частиц и их слияние в один макроскопи-

ческий очаг. Продолжительность этого этапа колеблется в пределах 40–100 мкс и зависит от микроструктуры аэрозоля и интенсивности излучения. Влияние твердых частиц проявляется лишь на стадии зарождения и роста микроочагов. *Второй* этап длительностью 0,1–1 мс характеризуется ростом макроочага. Длительность этого этапа определяется длительностью лазерного импульса. Размеры очага низкого порога разряда достигали при этом значений 2,5–8 см, в зависимости от условий эксперимента. *Третий* этап – этап диссипации продолжительностью ~0,4 мс. Скорость роста плазменного очага составляла десятки метров в секунду. Физический механизм развития очага – режим медленного горения [5, 16, 22]. Критерий возникновения низкого порога оптического разряда установлен в виде условия на величину поглощенной ансамблем частиц энергии излучения

$$\bar{\sigma}_{\Pi}(a)nI = S,$$

где $\bar{\sigma}_{\Pi}$ – среднее по спектру размеров сечение поглощения излучения частицей; S – постоянная, зависящая от характеристик частицы. Ниже приведены значения параметра S для нескольких аэрозольных сред.

Аэрозольная среда	Al ₂ O ₃	Al	Mg	C	SiO ₂	NaCl	S	Hg(NO ₃) ₂
$S, \text{ Вт/см}^3$	$3,8 \cdot 10^4$	$3 \cdot 10^5$	$3 \cdot 10^5$	$5,5 \cdot 10^5$	$6 \cdot 10^5$	$1,6 \cdot 10^6$	10^7	$2 \cdot 10^7$

Из выражения для критерия возникновения разряда следует, что зависимость пороговой интенсивности от концентрации частиц гиперболическая. Такой характер зависимости подтверждается результатами эксперимента, представленными на рис. 6, б для случая аэрозоля из частиц корунда со средним размером $a = 2,4$ мкм ($S/\bar{\sigma}(a) = 8,8 \cdot 10^9 \text{ Вт/см}^3$) [6, 21, 22].

Расчет ослабления лазерного излучения очагами оптического пробоя

Описание распространения лазерного излучения в аэродисперсной среде с растущими плазменными очагами выполним на основе уравнения переноса

$$\frac{\partial I}{\partial t} + c \frac{\partial I}{\partial z} = -c\alpha(z, t)I, \quad z \geq 0, \quad t \geq 0 \quad (2)$$

с условием $I(0, t) = I_0$.

В (2) обозначено: $I(z, t)$ – интенсивность излучения; z – координата в направлении распространения излучения; t – время; c – скорость света; α – коэффициент ослабления излучения.

Примем, что очаг оптического пробоя возникает в точке z в момент времени $t = z/c$ и растет со скоростью

$$v = v_0 I^m, \quad v_0 = \text{const.} \quad (3)$$

Такая зависимость от скорости обычно свойственна режимам СДВ $\{m = 1/3, v_0 = 0,375[2\gamma - 1]\rho\}^{1/3}$, $\rho, \text{ г/см}^3$ – плотность воздуха; γ – показатель адиабаты} и БВИ ($m = 1, v_0 = 6,4 \cdot 10^{-3} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{Вт}^{-1}$).

Будем далее считать, что очаги оптического пробоя непрозрачны для лазерного излучения, имеют сферическую форму и их поперечные размеры $R \gg \lambda$. В этом приближении, нарушающемся только в начальный период зарождения и роста очага, сечение ослабления излучения очагом определяется выражением

$$\sigma = 0, \quad t < z/c;$$

$$\sigma = 2\pi v_0^2 \left(\int_{z/c}^t I^m(z, t') dt'^2 \right), \quad t \geq z/c. \quad (4)$$

С другой стороны, из приближения (3) вытекает, что после возникновения очага оптического пробоя излучение ослабляется аэродисперсной средой лишь на участке трассы, предшествующем месту образования очага. Пренебрегая дополнительно перекрытием очагов, имеем

$$\alpha(z, t) = \alpha_0 + \int_{a_M}^{\infty} \sigma(z, t) f(a) da. \quad (5)$$

Выше указывалось, что очаги оптического пробоя возникают на крупных частицах: $a \geq a_M(I)$. Распределение крупных частиц по размерам опишем с помощью степенной функции

$$f(a) = Fa^{-s}, \quad a \geq a_M(I). \quad (6)$$

Учитывая (6), из (5) получим

$$\alpha(z, t) = (s-1)^{-1} F a_M^{(1-s)} \sigma + \alpha_0. \quad (7)$$

Введем вспомогательную функцию

$$G(z, t) = \int_{z/c}^t I^m(z, t') e^{m\alpha_0 z} dt', \quad t \geq z/c \quad (8)$$

и перейдем к переменным $x = z, \tau = t - z/c$.

Тогда уравнение (2) с учетом (5), (7) можно преобразовать в уравнение для функции $G(x, \tau + x/c)$:

$$\frac{1}{m} \frac{\partial G}{\partial x} = - \frac{2\pi v_0^2 F}{3(s-1)a_M^{(s-1)}} e^{-2m\alpha_0 x} G^3, \quad \tau \geq 0 \quad (9)$$

с условием $G(0, \tau) = I_0^m \tau$.

Как показано выше, величина a_M зависит от интенсивности излучения, падающего на частицу. Принимая для зависимости a_M от интенсивности следующее из эксперимента соотношение (1) в форме $I_0 e^{-\alpha_0 z} = b/a_M^k$, представим (8) в виде

$$\frac{\partial G}{\partial x} = -\xi e^{-\mu x} G^3, \quad (10)$$

где

$$\xi = \frac{2\pi v_0^2 m F}{3(s-1)} \left(\frac{I_0}{b} \right)^{(s-1)/k}; \quad \mu = \left(\frac{s-1}{k} + 2m \right) \alpha_0.$$

Интегрируя уравнение (10), получим

$$G = \left[\frac{2\xi}{\mu} (1 - e^{-\mu x}) + \frac{1}{I_0^2 m \tau^2} \right]^{-1/2}. \quad (11)$$

Перейдем теперь от функции G к функции I с помощью соотношения

$$I(x, \tau + x/c) = e^{-\alpha_0 x} \left(\frac{\partial G(x, \tau + x/c)}{\partial \tau} \right)^{1/m}$$

и одновременно вернемся к переменным z, t . В результате для интенсивности излучения получим выражение

$$I(z, t) = I_0 e^{-\alpha_0 z} \left[1 + \frac{2\xi}{\mu} I_0^2 m (t - z/c)^2 (1 - e^{-\mu z}) \right]^{-3/2m}, \\ t \geq z/c.$$

Интегрируя последнее выражение по времени, найдем плотность энергии в сечении z за время t от начала генерации импульса излучения. Для случая быстрой волны ионизации

$$E(z, t) = I_0 e^{-\alpha_0 z} (t - z/c) \times \\ \times \left[1 + \frac{2\xi}{\mu} I_0^2 m (t - z/c)^2 (1 - e^{-\mu z}) \right]^{1/2}, \\ t \geq z/c; \quad (12)$$

для случая светодетонационной волны пробоя:

$$E(z, t) = I_0 e^{-\alpha_0 z} \frac{(t - z/c)}{D^{3/2}} \times \\ \times \left(1 + \frac{3}{5} \frac{h^2 (t - z/c)^4}{D} - \frac{1}{7} \frac{h^3 (t - z/c)^6}{D^2} \right), \quad (13) \\ D = 1 + h(t - z/c)^2, \quad h = \frac{2\xi}{\mu} I_0^2 (1 - e^{-\mu z}).$$

На рис. 3, 4 приведены результаты расчета соотношения $T_\lambda = E/E_0$ в зависимости от величины начальной плотности энергии излучения E_0 для условий, реализованных в экспериментах ($\alpha_0 z \ll 1$). Некоторое отличие результатов расчета от данных эксперимента связано с рядом причин: несовершенство расчетной схемы, недостаточно точные данные экспериментов (концентрация и размеры частиц, распределение энергии по сечению, ошибки в определении интенсивности излучения и т. д.) (см. также [5, 6, 23, 24]).

Из вышеприведенных результатов следует, что к настоящему времени сложились определенные представления о закономерностях возбуждения оптического разряда в аэродисперсных средах и происхождения излучения в этих условиях. Эти закономерности исследованы в основном на пучках излучения с длинами волн 1,06 и 10,6 мкм. Было бы безусловно полезным расширить круг длин волн и спектр аэродисперсных сред в экспериментах по оптическому разряду и внести большую ясность в природу возникновения оптического разряда в аэрозолях.

В заключение автор выражает благодарность Л.П. Семенову, с которым его связывает длительное

творческое сотрудничество, и В.В. Григорьеву за помощь в работе.

1. Волковицкий О.А., Седунов Ю.С., Семенов Л.П. Распространение интенсивного лазерного излучения в облаках. Л.: Гидрометеиздат, 1982. 312 с.
2. Lencioni D.E. The effect of dust on 10,6 micron laser-induced air breakdown // Appl. Phys. Lett. 1973. V. 23. N 1. P. 12–14.
3. Smith D.C. Gas breakdown initiated by laser radiation interaction with aerosol and solid surfaces // J. Appl. Phys. 1977. V. 48. N 6. P. 2217–2226.
4. Weyl G.M. Ionisation path formation in gases using a laser with retractable focus // J. Phys. D.: Appl. Phys. 1979. V. 12. N 1. P. 33–49.
5. Копытин Ю.Д., Сорокин Ю.М., Скрипкин А.М., Белов Н.Н., Букатый В.И. Оптический разряд в аэрозолях. Новосибирск: Наука, 1990. 159 с.
6. Скрипкин А.М. Коллективные эффекты нерезонансного взаимодействия излучения с аэрозолем: Автореф. дис. ... докт. физ.-мат. наук. М.: МГУ, 1990. 42 с.
7. Букин Ф.В., Савранский В.В. Оптический пробой газов, инициируемый тепловым взрывом взвешенных микроскопических частиц // Ж. эксперим. и теор. физ. 1973. Т. 65. Вып. 6(12). С. 2185–2195.
8. Захарченко С.В., Скрипкин А.М. Распространение лазерного излучения при возникновении длинной лазерной искры // Ж. техн. физ. 1985. Т. 55. Вып. 10. С. 1935–1941.
9. Зуев В.Е., Землянов А.А., Копытин Ю.Д., Кузиковский А.В. Мощное лазерное излучение в атмосферном аэрозоле. Новосибирск: Наука, 1984. 223 с.
10. Кондрашов В.И., Рудницкий Ю.П., Ситников С.Ф., Соколов В.И. Пробой воздуха излучением гармоник Nd-лазера // Тезисы докл. III Всесоюзн. совещания по распространению лазерного излучения в дисперсной среде. Обнинск: ВНИИГМИ-МЦД, 1985. С. 78–80.
11. Amimoto S.T., Whittier J.S., Ronkowski F.G., Valenzuela P.R., Harper G.N., Hofland R., Jr., Trusty G.L., Cosden T.H., Leslie D.H. DF-laser pulse breakdown induced by maritime aerosols // AIAA J. 1984. V. 22. N 8. P. 1108–1114.
12. Autric M., Caressa J.P., Bournot Ph., Dufresne D., Sarazin M. Propagation of pulsed laser energy through the atmosphere // AIAA J. 1981. V. 19. N 11. P. 1415–1421.
13. Скрипкин А.М. Зависимость порога оптического пробоя в аэрозоле от частоты лазерного излучения при возникновении длинной лазерной искры // Ж. техн. физ. 1987. Т. 57. Вып. 3. С. 554–556.
14. Захарченко С.В., Ситнигорин Г.А., Скрипкин А.М. Исследование условий возникновения лазерной искры // Ж. техн. физ. 1984. Т. 54. Вып. 6. С. 1095–1100.
15. Аэрозоль и климат / Под ред. К.Я. Кондратьева. Л.: Гидрометеиздат, 1991. 541 с.
16. Райзер Ю.П. Лазерная искра и распространение разряда. М.: Наука, 1974. 308 с.
17. Будник А.П., Захарченко С.В. Стадии оптического разряда сверхдетонационных волн, инициированных в воздухе // Тезисы докл. VII Всесоюзн. конференции по взаимодействию оптического излучения с веществом. Л.: Изд-во ГОИ, 1988. С. 199–200.
18. Захарченко С.В. Супердетонационные волны в оптическом разряде в воздухе // Квант. электрон. 1984. Т. 11. № 10. С. 2138–2139.
19. Немчинов И.В. Волны поглощения в газах // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1982. Т. 46. № 6. С. 1026–1036.

20. *Захарченко С.В., Коломиец С.М., Скрипкин А.М.* Пробой в дисперсной среде лазерным излучением // Письма в ЖЭТФ. 1977. Т. 3. Вып. 24. С. 1339–1343.
21. *Захарченко С.В.* Низкопороговый коллективный оптический разряд в аэрозольной среде: Автореф. ... дис. канд. физ.-мат. наук. Обнинск, 1982.
22. *Захарченко С.В., Семенов Л.П., Скрипкин А.М.* Низкопороговый оптический разряд в аэродисперсной среде // Квант. электрон. 1984. Т. 11. № 12. С. 2487–2492.
23. *Семенов Л.П., Скрипкин А.М.* Влияние твердых аэрозольных частиц на распространение мощного лазерного излучения в модельных средах и в атмосфере // Труды ИЭМ. 1997. Вып. 29 (164). С. 97–117.
24. *Семенов Л.П., Скрипкин А.М.* Ослабление лазерного излучения на очагах оптического разряда // Тезисы докл. IV Всесоюзн. совещания по распространению лазерного излучения в дисперсной среде. Обнинск–Барнаул, 1988. Т. II. С. 92–94.

Skripkin A.M. **Optical discharge in aerosols at laser radiation propagation.**

The paper gives the experimental results on an optical discharge phenomenon in aerodisperse media with solid aerosol in weakly-focused laser beams. A dependence is considered of the appearance of two modes of an optical discharge on the wavelength, laser pulse duration, particle size distribution function, particle substance, and radiation energy characteristics. An analytic expression describing satisfactorily laser beam propagation at optical discharge excitation is proposed.