

НЕЛИНЕЙНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В АИМОСФЕРЕ И ОКЕАНЕ

УДК 537.523; 533. 915

Влияние электронных ореолов на рассеивающие свойства твердых частиц в СВЧ-диапазоне

С.Ф. Баландин¹, В.А. Донченко², В.Ф. Мышкин³, И.И. Павлов⁴,
В.А. Погодаев¹, В.Л. Хазан⁵, В.А. Хан^{✉ 1, 3*}

¹Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН
634055, г. Томск, пл. Академика Зуева, 1

²Сибирский физико-технический институт им. Кузнецова Томского государственного университета
634050, г. Томск, пл. Новособорная, 1

³Национальный исследовательский Томский политехнический университет
634050, г. Томск, пр. Ленина, 30

⁴Сибирский государственный университет телекоммуникаций и информатики
630102, г. Новосибирск, ул. Кирова, 86

⁵Омский государственный технический университет
644050, г. Омск, пр. Мира, 11

Поступила в редакцию 25.09.2023;
после доработки 16.10.2023;
принята к печати 17.10.2023

Распространение лазерного излучения в атмосфере может приводить к формированию ионизованных областей, которые могут быть использованы в токопроводящих элементах антенн радиоволнового диапазона. Рассмотрены физические процессы, протекающие в аэродисперсных средах с твердыми микрочастицами в лазерном канале при термоэмиссии электронов с поверхности частиц и первичном оптическом пробое. Приведены оценки изменения показателя преломления при образовании плазменных ореолов вокруг нагретых излучением микрочастиц. Показана возможность возникновения слабой ионизации воздушной среды на расстоянии нескольких сантиметров от очага лазерного пробоя за счет ионизации молекул NO и протекания термохимических реакций.

Ключевые слова: микрочастица, лазерное излучение, нагрев, лазерный пробой, термоэмиссия, проводимость, отражение микроволнового излучения; microparticle, laser radiation, heating, laser breakdown, thermal emission, conductivity, microwave reflection.

Введение

В настоящее время актуальным является изучение параметров плазменных антенн [1] и способов формирования ионизованных каналов [2, 3]. Канал проводимости, создаваемый в атмосфере лазерным излучением, может использоваться в устройствах связи [2, 4] в качестве токопроводящего элемента антенн, например, при формировании очагов пробоя в диэлектрических трубках [5–7].

Известно, что аэрозольные микрочастицы (частицы) существенно понижают порог оптического пробоя [8, 9]. Существует зависимость между числом плазменных очагов в длинной лазерной искре (ДЛИ)

и концентрацией аэрозольных частиц в медленно сходящемся пучке Nd- [9] и CO₂-лазеров [9, 10]. Также известны данные о параметрах ДЛИ на длинах волн 0,351; 0,527; 1,054 [3–8, 10]; 3,58–4,78 мкм [9] при наличии аэрозольных частиц. В работах [5–15] показано, что порог возникновения режима ДЛИ имеет квадратичную зависимость от частоты излучения. Это указывает на определяющую роль лавинного механизма образования электронов при развитии оптического пробоя в аэрозольной среде.

В [9] рассмотрены нелинейные оптические эффекты при взаимодействии лазерного излучения с твердыми частицами. Образование плазмы при взаимодействии оптического излучения со средой проанализировано в [8–10]. Также важным является исследование взаимодействия СВЧ-излучения при его распространении через атмосферу с формируемой лазерным лучом плазменной средой [1, 11]. Для передачи СВЧ-излучения была разработана теория рассеяния на тепловых и акустических ореолах, выяснены характерные особенности генерации

* Сергей Флавиевич Баландин (bal@iao.ru); Валерий Алексеевич Донченко (don@spti.tsu.ru); Вячеслав Федорович Мышкин (gos100@tpu.ru); Иван Иванович Павлов (IPavlov02@mail.ru); Виталий Алексеевич Погодаев; Виталий Львович Хазан (vlhazan@yandex.ru); Валерий Алексеевич Хан (nt.centre@mail.ru).

электрических и магнитных полей при пробое вблизи мишеней и на твердых аэрозольных частицах. Основную роль при рассеянии излучения в среде играют изменения диэлектрической проницаемости в ореоле микрочастиц при лазерном воздействии. Эти ионизационные ореолы могут влиять на распространение (рассеяние, ослабление) СВЧ-излучения. Однако в настоящее время это влияние изучено недостаточно.

Цель работы — исследование взаимодействия СВЧ-излучения с плазменным ореолом вокруг твердофазных частиц, образованных при лазерном воздействии на аэрозоль.

Термоэмиссия с поверхности микрочастицы

Температурные и термохимические возмущения при распространении лазерного излучения в аэрозолях приводят к изменению диэлектрической проницаемости среды вокруг частиц. Особый интерес представляют первичный оптический пробой и термоэлектронная эмиссия. Первичный пробой реализуется при тепловом взрыве частиц либо ее развитием поверхностным испарением. С повышением температуры увеличивается число электронов, кинетическая энергия теплового движения которых больше работы выхода, и становится заметным вклад термоэлектронной эмиссии в концентрацию свободных электронов. Показатель преломления n плазменной оболочки твердой микрочастицы оценивается по формуле [8]:

$$n_{\omega}^2 = 1 - \frac{4\pi n_e e^2}{m_e \omega^2}, \quad (1)$$

где ω — круговая частота электромагнитного излучения; e , m_e — заряд, Кл, и масса электрона, кг; n_e — концентрация электронов, м⁻³.

Плотность тока термоэмиссии можно записать в виде [12]:

$$j = 4\pi m_e e (k_B T)^2 h^{-3} \exp\left(\frac{\Phi_{\text{ПТ}}}{k_B T}\right), \quad (2)$$

где h , k_B — постоянные Планка и Больцмана; T — температура микрочастицы; $\Phi_{\text{ПТ}}$ — работа выхода электронов из вещества микрочастицы.

Из [12] следует, что для частиц с работой выхода электронов 3–6 эВ эффект термоэмиссии внесит значимый вклад в концентрацию свободных электронов только при температуре поверхности более 1500 К.

Электрический заряд Q , Кл, вокруг частицы может быть выражен как

$$Q = j S_a \Delta t, \quad (3)$$

где $S_a = 4\pi R^2$ — площадь поверхности частицы, R — радиус микрочастицы; Δt — время до первого столкновения электрона с атомами или молекулами.

В условиях термодинамического равновесия длина свободного пробега электрона в газе

$l_e \sim 3 \cdot 10^{-4}$ см. Если температура электронов T_e значительно больше газовой, то длина свободного пробега электронов возрастает. При $T_e = 1\text{--}10$ эВ [13]:

$$l_e = \frac{1}{\sigma_{ea} n_a}, \quad (4)$$

где σ_{ea} — сечение столкновений электрона с молекулой газа; n_a — концентрация молекул газа. При типичных значениях $\sigma_{ea} = 10^{-16}$ см², $n_a = 10^{19}$ см⁻³ получаем $l_e = 10^{-3}$ см.

Заряд на поверхности микрочастицы притягивает противоположный по знаку заряд из окружающего пространства. Поэтому образуется двойной электрический слой сферической формы, периферийная область которого заряжена отрицательно. Возникает электрическое поле, препятствующее дальнейшей эмиссии электронов. Среднее время до первого столкновения электрона

$$t_e = l_e / v_e. \quad (5)$$

При среднеарифметической скорости электронов $v_e = 10^5$ см/с и $l_e = 10^{-3}$ см $t_e = 10^{-8}$ с [14]. При учете других процессов, указанных выше, время изменяется в пределах $t_e \approx 10^{-7}\text{--}10^{-8}$ с. Это связано с тем, что потеря электрона происходит в основном за счет его прилипания к молекулам газа. Время жизни электрона будет значительно больше, если рассматривать не одиночный электрон, а ореол низкотемпературной плазмы вокруг частиц. Так, при создании электронного облака импульсным рентгеновским излучением время распада ионизованного облака по уровню 0,5 составляет ≈ 20 мкс [14]. Распад остывающей плазмы подтверждает это [15, 16].

Средняя концентрация электронов в сферическом слое вокруг частицы

$$\tilde{n}_e = \frac{N_e}{V_{\text{сф.о}}}, \quad (6)$$

где N_e — количество электронов, компенсирующих заряд частицы.

Если R_1 — радиус внешней оболочки накопления электронов (плазменного ореола), то формула объема сферической оболочки имеет вид

$$V_{\text{сф.о}} = \frac{4}{3} \pi (R_1^3 - R^3). \quad (7)$$

Учитывая (2), (3), (6), можем записать

$$\tilde{n}_e = \frac{3 \Delta t N_e^{\text{кул}} R^2}{4 \pi (R_1^3 - R^3) j}, \quad (8)$$

где $N_e^{\text{кул}}$ — количество электронов, заряд которых равен 1,0 Кл.

Для $\Delta t = 10^{-8}$ с при $R = 10^{-4}$ см, $R_1 = 10^{-3}$ см, $N_e^{\text{кул}} = 0,625 \cdot 10^{19}$ эл., $j = 1$ А/см² получаем

$$\tilde{n}_e = 1,53 \cdot 10^{12} \text{ электрон/см}^3.$$

Расчеты по формуле (8) с использованием данных [12] показывают, что для частиц с работой выхода электронов 4–6 эВ средняя концентрация

электронов в слое толщиной 1–10 мкм составляет $10^{12} - 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Это означает, что термоэмиссия увеличивает отрагательную способность микрочастиц в СВЧ-диапазоне из-за образования вокруг них облака с повышенной концентрацией электронов. Однако это возможно лишь при температуре выше 2000 К для веществ с потенциалом ионизации менее 5 эВ. При более низких температурах ионизация происходит при статистическом равновесии зарядов электронного газа, например в запыленной плазме с учетом энергии Ферми вещества микрочастицы. При этом распределение концентрации электронов на основании решения уравнения Пуассона–Ферми–Дирака можно представить в виде [17]:

$$n_e = n_{e0} \exp \left[\frac{\Theta e^{ax} - \Psi e^{-ax}}{x} - 1 \right], \quad (9)$$

$$\Theta = \frac{1}{2a} [1 - \bar{n}_i e^{ax_1} (1 + ax_1) + (a+1) \bar{n}_i e^{-a}], \quad (10)$$

$$\Psi = \frac{1}{2a} [\bar{n}_i e^{ax_1} (1 - ax_1) - 1 + (a-1) \bar{n}_i e^a]. \quad (11)$$

Если $R_1 = R$, то

$$\Theta = \frac{1}{2a} [1 - \bar{n}_i + (a+1) \bar{n}_i e^{-a}], \quad (12)$$

$$\Psi = \frac{1}{2a} [1 - \bar{n}_i + (a-1) \bar{n}_i e^a], \quad (13)$$

$$\bar{n}_i = \frac{e^{-2a\mu} (a\mu + 1) + a\mu - 1}{e^{-2a\mu} (a\mu + 1) + e^a (a-1) + (a\mu - 1) + e^{-a} (a+1)}. \quad (14)$$

Здесь $\mu = l/R$; n_{e0} — концентрация электронов вблизи поверхности частицы; $\bar{n}_i$ — средняя концентрация ионов; $2l$ — среднее расстояние между двумя соседними частицами; $x = r/R$, r — параметр сферической системы координат, привязанной к центру частицы; $x_1 = R_1/R$; $a = \frac{1}{2} \left(\frac{h^2}{2\pi\theta m_e} \right)^{3/2}$,

$\theta = kT$ — статистическая температура.

На рис. 1–5 приведены результаты расчетов по полученным формулам и данным [17]. На рис. 1 показаны профили концентрации свободных электронов при различных температурах при следующих параметрах: $\bar{n}_i = 10^{19} \text{ м}^{-3}$; $R = 2 \cdot 10^{-6} \text{ м}$; $R_1 = 5 \cdot 10^{-7} \text{ м}$; $l = 2,4 \cdot 10^{-6} \text{ м}$. Из рис. 1 видно, что на расстояниях $\Delta r = (0,5 \div 1,75)R$ от поверхности частицы концентрация свободных электронов при $T = 1000 \text{ К}$ выше, чем при $T = 2000 \text{ К}$. Это может быть связано с увеличением потока электронов за счет вклада термоэмиссии с поверхности частицы в окружающую среду.

Без учета плазмохимических процессов и ионизации при зависимости от расстояния потока электронов с поверхности микрочастицы по квадратичному закону получаем

$$n_e = n_{e0} \left(\frac{R}{r} \right)^2. \quad (15)$$

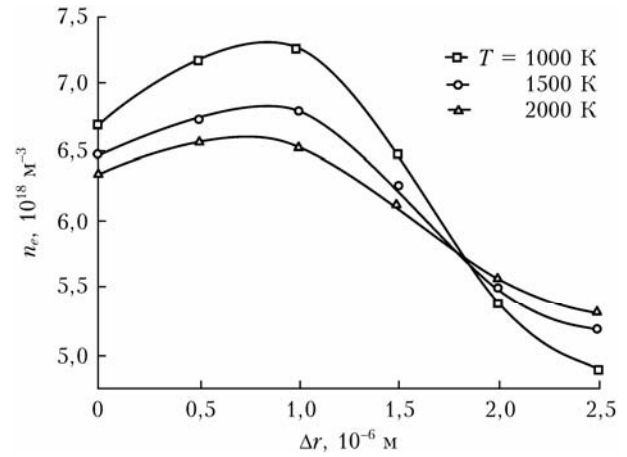


Рис. 1. Зависимость концентрации электронов от расстояния от поверхности частицы при разных температурах

На рис. 2 приведен график зависимости концентрации электронов от расстояния до центра частицы, рассчитанной с типичными данными.

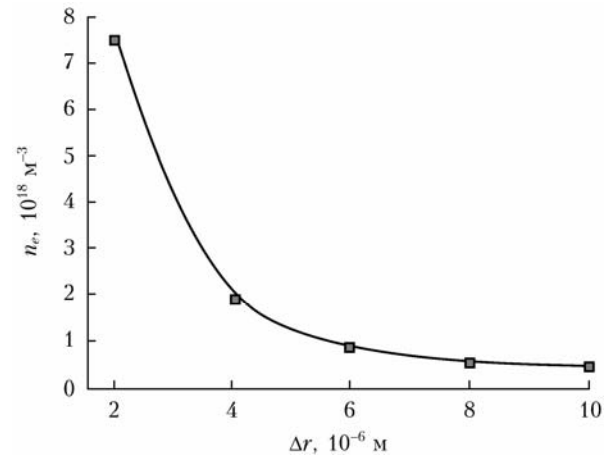


Рис. 2. Изменение концентрации электронов вблизи поверхности частицы при $T = 1000 \text{ К}$

Критическая плотность электронов $n_e^{\text{кр}}, \text{ см}^{-3}$, для бесстолкновительной плазмы, приводящая к полному отражению электромагнитной энергии от плазменного образования, может быть выражена в виде [18]:

$$n_e^{\text{кр}} = m_e \omega^2 / 4\pi e^2 = 1,24 \cdot 10^4 f^2, \quad (16)$$

где $\omega = 2\pi f$; f — линейная частота электромагнитного поля, МГц.

Для $f = 3 \text{ ГГц}$ (длина волны $\lambda = 10 \text{ см}$) $n_e^{\text{кр}} = 1,1 \cdot 10^{18} \text{ м}^{-3}$. Из рис. 2 следует, что по крайней мере на расстоянии до пяти радиусов от центра частицы электронная концентрация превышает $n_e^{\text{кр}}$. Это означает, что для СВЧ-излучения с длиной волны 10 см и выше такая частица с электронным ореолом становится полностью отражающей [3].

Микрочастицы в зависимости от природы их вещества и способа воздействия могут приобретать как положительный, так и отрицательный заряд [4].

Так, в электрическом поле даже не нагретые частицы приобретают заряд -2 Кл/кг (Al), $-2,9$ Кл/кг (плавленный кварц), $+4$ Кл/кг (бикарбонат натрия). Отрицательный потенциал связан с накоплением электронов вокруг нагретой частицы. При высоких температурах электроны могут диффундировать в окружающий воздух и «прилипнуть» к молекулам газа. Частица приобретает положительный заряд. Суммарный заряд частицы Q , учитывающий электронное облако вокруг частицы, определяют: термоэмиссия; процессы взаимодействия электронов, ионов, атомов и молекул; диффузия и рассеивание электронов.

Из рис. 3 видно, что с ростом размера при температуре до 1500 К частицы приобретают положительный, а при 2000 К — отрицательный заряд, что связано с балансом электронов и ионов [17]. Для частиц радиусом менее 1 мкм суммарный заряд частицы при всех температурах близок к нулю, т.е. наблюдается равенство между числом электронов и положительных ионов. С увеличением размера частиц этот баланс нарушается сильнее.

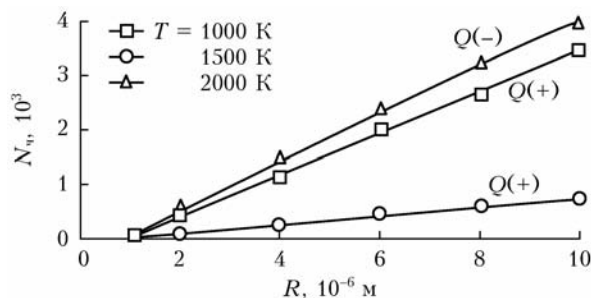


Рис. 3. Зависимость количества заряженных твердых микро-частиц N_q от их радиуса при разных температурах

На рис. 4, 5 приведены расчетные графики зависимости от радиуса количества электронов, покинувших микро-частицу (рис. 4), и концентрации образовавшихся ионов (рис. 5).

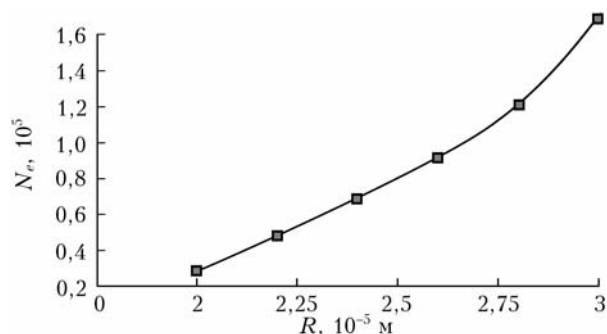


Рис. 4. Число электронов, покинувших микро-частицы разных радиусов, при $T = 1000$ К

Видно, что с увеличением размера частицы наблюдается возрастание концентраций и электронов, и ионов.

При $T = 1000$ К преобладают катионы и полный заряд частицы положительный. При 2000 К усиливается эффект термоэмиссии, свободные элек-

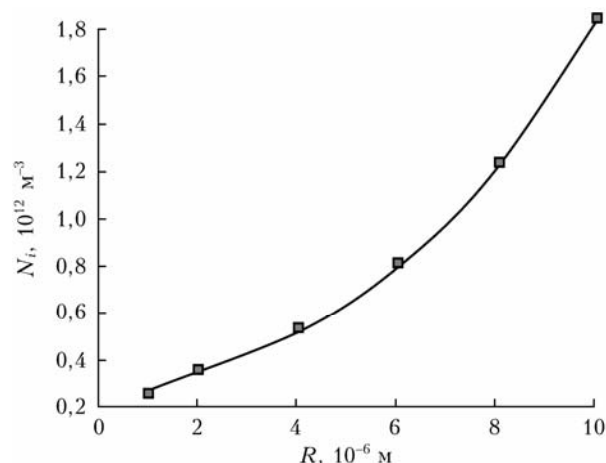


Рис. 5. Концентрация ионов в плазме вокруг микро-частицы при $T = 1000$ К

троны сосредотачиваются вокруг частицы и ее заряд становится отрицательным.

Рассеяние электромагнитного излучения на ореолах

Если температура частицы ниже точки кипения ее вещества, то химические процессы и ионизацию в ореоле частицы можно не учитывать. Расчеты для частиц с $R = 2 \cdot 10^{-6}$ м и работы выхода электрона с поверхности частицы 4 и 5 эВ при $T = 1300$ К показывают, что наибольшее изменение показателя преломления происходит вблизи поверхности частицы и больше всего изменяются частицы с малой работой выхода. Известно, что в тепловых и паровых ореолах вокруг нагретых лазерным излучением микро-частиц показатель преломления (Δn) варьируется в пределах $10^{-5} - 10^{-4}$. Между частицами, как и в случае тепловых ореолов, может образовываться сплошной профиль изменения диэлектрической проницаемости [19].

Минимальный коэффициент отражения излучения на границе раздела сред [2]:

$$\rho_0 = \frac{(n-1)^2 + \zeta^2}{(n+1)^2 + \zeta^2}, \quad (17)$$

$$\zeta = \sqrt{0,5 \left[-\epsilon_\omega + \sqrt{\epsilon_\omega^2 + \left(\frac{4\pi\sigma_\omega}{\omega} \right)^2} \right]}. \quad (18)$$

Если частота электромагнитного излучения ω близка к плазменной $\omega_{пл}$, то рассеяние резко возрастает при концентрации электронов в плазменном ореоле вокруг частицы.

Из (16) для излучения на $\lambda = 10$ см получаем оценку $n_e = 1,1 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$.

При учете только поверхностной ионизации (из-за термоэмиссии) максимальное число свободных электронов

$$N_{es} = 4R^2/r_a^2, \quad (19)$$

где r_a — радиус атома или молекулы вещества частицы.

Если образовавшиеся электроны сосредотачиваются в окрестности частицы в промежутке $R_2 > R_1 > R$, где $R_1 = \alpha_1 R$, $R_2 = \alpha_2 R$ ($\alpha_2 > \alpha_1 > 1$), то выражение для максимальной концентрации электронов в ореоле частицы принимает вид

$$N_{e_{\max}} = \frac{3}{R(\alpha_2^3 - \alpha_1^3)r_a^2}. \quad (20)$$

Радиус частицы, при котором обеспечивается условие полного отражения СВЧ-излучения от электронного ореола вокруг микрочастицы, определяем из (4) и (7) с учетом того, что толщина ореола равна длине свободного пробега электрона:

$$R \leq \frac{3\lambda^2 e^2}{c^2 m_e (\alpha_2^3 - \alpha_1^3) r_a^2}. \quad (21)$$

Например, при $r_a \approx 10^{-10}$ м, $(\alpha_2^3 - \alpha_1^3) = 10$ получим $R_1 \leq 1,3 \cdot 10^{-8}$ м.

Так как $l_e \approx 10^{-7}$ м [4], то очевидно, что электронное облако вокруг частицы будет формироваться в пределах этого расстояния. Свободные электроны удерживаются положительно заряженной частицей. В электронном облаке могут находиться и катионы. Эффективная толщина плазменного слоя в такой модели $h_{\pi} = R(\alpha_2 - \alpha_1) = 10R = 1,3 \cdot 10^{-7}$ м. Это значение совпадает с радиусом Дебая $R_{\text{де}} = k_B T_e^2 / 4\pi n_e e^2$ [6] при $k_B T_e = 2$ эВ, $N_e = 10^{23}$ м⁻³. В [7] показано, что двойной электрический слой вблизи твердой поверхности имеет размеры порядка радиуса Дебая, что подтверждает полученные нами оценки.

При инициировании первичного пробоя в паровом ореоле частицы (без расширения ионизации в окружающий воздух) средняя концентрация электронов в плазменном слое вокруг частицы находится по формуле

$$n_e = \frac{\frac{4}{3}\pi R^3 N_{\text{ат}}}{\frac{4}{3}\pi(R_2^3 - R^3)} \beta X_i; \quad R_2 = v_{\text{пат}} t_i. \quad (22)$$

Учитывая, что $R_2 \gg R$, получим

$$n_e = \frac{R^3 N_{\text{ат}}}{(v_{\text{пат}} t_i)^3} \beta X_i, \quad (23)$$

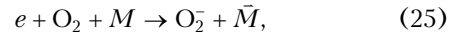
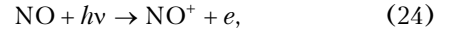
где $N_{\text{ат}}$ — концентрация атомов (молекул) в частице; β — доля испарившейся массы частицы; X_i — коэффициент ионизации; R_2 — радиус парового облака; $v_{\text{пат}}$ — поступательная скорость испарившегося вещества частицы; t_i — полуширина лазерного импульса.

Для $R = 1$ мкм, $N_{\text{ат}} = 10^{23}$ см⁻³, $\beta = 0,2$, $t_i = 1$ мкс, $X_i = 0,1$ получим $n_e = 2 \cdot 10^{15}$ см⁻³, что приблизительно на четыре порядка превышает концентрацию электронов, необходимую для полного отражения излучения на $\lambda = 10$ см. Это означает, что для микрочастицы радиусом 1 мкм сечение рассеяния отражающего ореола может более чем в 100 раз превышать его геометрическое сечение.

Фотоионизация окружающего лазерный пучок воздуха

Немаловажной причиной, определяющей степень ионизации газодисперсной среды при облучении ее потоком лазерного излучения, является фотоионизация окружающего воздуха собственным излучением в диапазоне длин волн 110–135 нм очагов пробоя, нагретых до температуры 15000–20000 К. Один из наиболее низких потенциалов ионизации в воздухе имеет оксид азота NO, фоновая концентрация которого $N_{\text{NO}} \approx 0,25$ ppm, а пороговая длина волны фотоионизации $\lambda_{\text{ф}} = 134$ нм [20].

Реакции фотоионизации и исчезновения (гибели) электронов для NO можно описать как



где M , $\bar{M}$ — молекула в газовой фазе до и после реакции.

Изменения во времени концентрации ионов O_2^- и NO^+ в процессах фотоионизации можно представить в виде

$$\left(\frac{\partial N_e}{\partial t} \right)_{(\lambda_1 - \lambda_2)} = N_{\text{NO}}(0) \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \Phi_{\lambda \text{NO}} e^{-N l q_{\pi \lambda}} \varepsilon_{\lambda} J_{\lambda_{\text{лфт}}} \times \\ \times q_{\lambda \text{ф}} d\lambda - N_{\text{O}_2}^2 n_e K_{\text{пр}}^*, \quad (26)$$

$$\left(\frac{\partial N_{\text{NO}}}{\partial t} \right) = -N_{\text{NO}}(0) \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \Phi_{\lambda \text{NO}} e^{-N l q_{\pi \lambda}} \varepsilon_{\lambda} J_{\lambda_{\text{лфт}}} q_{\lambda \text{ф}} d\lambda, \quad (27)$$

$$\left(\frac{\partial N_{\text{NO}^+}}{\partial t} \right) = N_{\text{NO}}(0) \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \Phi_{\lambda \text{NO}} e^{-N l q_{\pi \lambda}} \times \\ \times \varepsilon_{\lambda} J_{\lambda_{\text{лфт}}} q_{\lambda \text{ф}} d\lambda, \quad (28)$$

$$\left(\frac{\partial N_{\text{O}_2^-}}{\partial t} \right) = K_{\text{пр}}^* N_{\text{O}_2}^2 n_e d\lambda, \quad (29)$$

где $N_{\text{O}_2^-}$, N_{NO^+} — концентрации ионов O_2^- и NO^+ ; $N_{\text{NO}}(0)$, n_{e0} — начальные концентрации молекул NO и электронов в воздухе; N_{O_2} — концентрация молекул O_2 ; $K_{\text{пр}}^*$ — константа прилипания электронов к молекулам O_2 при тройных соударениях; $\Phi_{\lambda \text{NO}}$ — квантовый выход реакции при фотоионизации NO излучением на длине волны λ ; $q_{\pi \lambda}$ — сечение поглощения излучения воздухом на длине волны λ ; N — суммарная концентрация поглощающих молекул воздуха; ε_{λ} — коэффициент серости плазменного очага на длине волны λ ; $J_{\lambda_{\text{лфт}}}$ — интенсивность излучения абсолютно черного тела на длине волны λ ; $q_{\lambda \text{ф}}$ — сечение фотоионизации молекул NO излучением на длине волны λ .

Соответствующие решения уравнений (26)–(29) имеют вид

$$N_{\text{O}_2^-}(t) = \frac{mA_1}{D} [1 - \exp(-Dt)] + A_2 [1 - \exp(-Mt)], \quad (30)$$

$$N_{\text{NO}^+}(t) = N_{\text{NO}}(0)[1 - \exp(-Dt)], \quad (31)$$

$$N_e(t) = \frac{G}{M-D} \exp(-Dt) + \left[n_{e0} - \frac{G}{M-D} \right] \exp(-Mt), \quad (32)$$

$$D = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \Phi_{\lambda\text{NO}} \exp(-q_{\pi\lambda} N l) \epsilon_{\lambda} J_{\lambda_{\text{нчт}}} q_{\lambda\Phi} d\lambda,$$

$$M = N_{\text{O}_2}^2 K_{\text{пр}}^*, \quad (33)$$

$$G = N_{\text{NO}}(0)D, \quad A_1 = \frac{G}{M-D}, \quad A_2 = N_{e0} - A_1. \quad (34)$$

Оценки концентрации ионов по представленным выше формулам показывают, что при характерном размере плазменного очага $l_0 \approx 2 \cdot 10^{-3}$ м с $T = 2 \cdot 10^4$ К за время $t \approx 10^{-6}$ с концентрации N_{O_2} , N_{NO^+} , n_e в воздухе достигают значений $10^{17} - 10^{18} \text{ м}^{-3}$ на расстоянии $r = 10^{-2}$ м и $10^{11} - 10^{12} \text{ м}^{-3}$ при $r = 10^{-1}$ м.

Уменьшение концентрации образовавшихся ионов происходит достаточно медленно, за десятки и сотни миллисекунд, за счет турбулентности и ветрового сноса [21].

Повышение степени ионизации воздуха может быть достигнуто за счет предварительного нагрева твердых частиц аэрозоля длинными лазерными импульсами ($t \geq (4\chi_{\text{т}} N_{\text{ч}}^{2/3})^{-1}$, $\chi_{\text{т}}$ — коэффициент турбулентной температуропроводности). В этом случае из-за инициирования химических реакций $\text{N}_2 + \text{O}_2 \rightleftharpoons 2\text{NO}$, $2\text{NO}_2 \rightleftharpoons 2\text{NO} + \text{O}_2$, $\text{N}_2\text{O} + \text{O}_3 \rightleftharpoons 2\text{NO} + \text{O}_2$ при $T = 700 - 1500$ К концентрация оксидов азота в атмосфере может заметно возрасти по сравнению с фоновой. Это способствует образованию ионов при последующем оптическом пробое на частицах аэрозоля.

Присутствие в канале пучка щелочных металлов и Si, Mg, Fe, широко распространенных в атмосфере, способствует более интенсивному образованию ионов. Ионы этих элементов могут образовываться при термическом разложении их соединений, находящихся в воздухе во взвешенном виде, под действием лазерного излучения. Отметим также, что в течение $\approx 10^{-6}$ с в канале лазерного пучка в межплазменных промежутках существует повышенная электронная концентрация. Так, на расстоянии 0,1 м от центра очага $n_e \approx 10^{11} \text{ м}^{-3}$. Поскольку электропроводность воздуха

$$\sigma = \frac{N_z}{m_z} z^2 \tau_z \quad (35)$$

(N_z — концентрация ионов с зарядом z или электронов; τ_z — среднее время свободного пробега носителя заряда; m_z — масса иона), то наличие электронов в той же концентрации, что и ионов, повышает электропроводность канала в $\approx m_z \cdot m_e$ раз.

Существование повышенной электронной проводимости воздуха между очагами пробоя является

значительным преимуществом ДЛИ перед каналами, формируемыми лазерным излучением и имеющими только ионную проводимость. Поэтому использование ДЛИ в качестве излучающего элемента антенной системы предпочтительнее, чем канала только с ионной проводимостью, формируемого лазерным излучением.

Заключение

Учитывая все вышесказанное, можно сделать следующие выводы.

1. Нагрев микрочастиц длинными лазерными импульсами приводит к повышению степени ионизации воздуха. Для твердых микрочастиц диаметром менее 4 мкм, нагретых выше 1300 К, с работой выхода электрона менее 5 эВ показатель преломления вблизи поверхности микрочастицы изменяется за счет электронного, теплового и парового ореолов.

2. При лазерном воздействии на аэрозоль примеси Si, Mg, Fe и щелочных металлов в воздухе способствуют образованию ионов.

3. При первичном пробое сечение рассеяния СВЧ-излучения твердой микрочастицей радиусом 1 мкм увеличивается более чем в 100 раз за счет появления плазмы. Излучение в диапазоне длин волн 110–135 нм очагов пробоя с температурой 15000–20000 К может приводить к фотоионизации примесей NO и формированию на расстоянии до 10 см от очага пробоя концентрации электронов до 10^5 см^{-3} .

4. Электронная проводимость воздуха на расстоянии 0,1 м от очага пробоя превышает ионную проводимость, например для NO^+ до $5 \cdot 10^4$ раз в течение $\approx 10^{-6}$ с от начала пробоя.

Результаты моделирования показывают возможность формирования в атмосфере с помощью лазерного излучения ионизованных областей, которые могут быть использованы в качестве элементов мобильных антенн радиоволнового диапазона для целей связи и локализации.

Список литературы

1. Berge L., Skupin S., Nuter R., Kasparian J., Wolf J.-P. Ultrashort filaments of light in weakly ionized, optically transparent media // Rep. Prog. Phys. 2007. V. 70, N 10. P. 1633.
2. Donchenko V.A., Balandin S.F., Kemel'bekov B.Zh., Myshkin V.F., Khan V.A. Physical principles of creation of ionization channels in the atmosphere under CW and pulsed laser irradiation // Russ. Phys. J. 2018. V. 61, N 5. P. 918–929.
3. Зворыкин В.Д., Левченко А.О., Устиновский Н.Н. Управление протяженными высоковольтными электрическими разрядами в атмосферном воздухе УФ-излучением KrF-лазера // Квант. электрон. 2011. Т. 41, № 3. С. 227–233.
4. Théberge F., Gravel J.F., Kieffer J.C., Vidal F., Châteauneuf M. Broadband and long lifetime plasma-antenna in air initiated by laser-guided discharge // Appl. Phys. Lett. 2017. V. 111, N 7. P. 073501.

5. *Lanzaforame R.J.* Ultrashort laser pulse phenomena: Fundamentals, techniques, and applications on a femtosecond time scale, by Jean-Claude Diels and Wolfgang Rudolph // Photomed. Laser Therapy. 2007. V. 25, N 1. P. 58–58.
6. *Kasparian J., Rodriguez M., Méjean G., Yu J., Salmon E., Wille H., Bourayou R., Frey S., André Y.-B., Mysyrowicz A., Sauerbrey R., Wolf J.-P., Woste L.* White-light filaments for atmospheric analysis // Science. 2003. V. 301, N 5629. P. 61–64.
7. *Rayner J.P., Whichello A.P., Cheetham A.D.* Physical characteristics of plasma antennas // IEEE Trans. Plasma Sci. 2004. V. 32, N 1. P. 269–281.
8. *Райзер Ю.П.* Лазерная искра и распространение разрядов М.: Наука, 1974. 308 с.
9. *Райзер Ю.П.* Оптические разряды // Успехи физ. наук. 1980. Т. 132, № 3. С. 549–581.
10. *Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Зуев В.Е., Кабанов А.М., Погодаев В.А.* Нелинейная оптика атмосферного аэрозоля. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 1999. 260 с.
11. *Singletary P.J., Cohen M.B.* Using a high-speed plasma as a conducting channel to enable a novel antenna approach // IEEE Trans. Plasma Sci. 2021. V. 49, N 2. P. 794–804.
12. *Добрецов Л.Н., Гомоюнова М.В.* Эмиссионная электроника. М.: Наука, 1960. 564 с.
13. *Пшежецкий С.Я., Дмитриев М.Т.* Радиационные физико-химические процессы в воздушной среде. М.: Атомиздат, 1978. 183 с.
14. *Летфуллин Р.Р.* Твердые аэрозоли в сильных лазерных полях // Вестн. Самарского гос. технич. ун-та. Сер. физ.-мат. науки. 1996. № 4. С. 243–263.
15. *Balandin S.F., Donchenko V.A., Zemlyanov A.A., Myshkin V.F., Khan V.A., Abramova E.S.* Electrical parameters of a laser beam channel in the atmosphere. I // Russ. Phys. J. 2019. V. 62, N 4. P. 576–580.
16. *Abramova E.S., Balandin S.F., Donchenko V.A., Myshkin V.F., Potekaev A.I., Khan V.A.* Lower-threshold ionization in laser channel propagation // Russ. Phys. J. 2020. V. 63, N 2. P. 338–343.
17. *Файрушин И.И.* Математические модели низкотемпературной плазмы. Часть 1. Моделирование процессов в равновесной пылевой плазме. Казань, 2014. 35 с.
18. *Райзер Ю.П.* Физика газового разряда. М.: Наука, Физматлит, 1987. 430 с.
19. *Зуев В.Е., Землянов А.А., Копытин Ю.Д.* Нелинейная оптика атмосферы. Л.: Гидрометеиздат, 1989. 296 с.
20. *Александров Г.Н.* О механизме искрового разряда с отрицательно заряженного острия. Молния // Журн. технической физики. 1967. Т. 37, № 2. С. 288–293.
21. *Митчнер М., Кругер Ч.* Частично ионизованные газы. М.: Мир, 1976. 496 с.

S.F. Balandin, V.A. Donchenko, V.F. Myshkin, I.I. Pavlov, V.A. Pogodaev, V.L. Khazan, V.A. Khan.
The effect of electronic halos on the scattering properties of solid particles in the microwave range.

Physical processes occurring in aerodisperse media with solid particles in a laser channel during thermal emission of electrons from the particle surface and primary optical breakdown are considered. Estimates of the change in the refractive index during the formation of plasma halos around radiation-heated microparticles are given. The possibility of weak ionization of the air medium at a distance of several centimeters from the breakdown site is shown, due to the ionization of NO molecules and the course of a number of thermochemical reactions.