

ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ

УДК 533.9.03+537.523.4

DOI: 10.17223/00213411/64/3/85

*С.Ф. БАЛАНДИН¹, В.А. ДОНЧЕНКО², В.Ф. МЫШКИН³, В.А. ХАН^{1,3}***ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В КАНАЛЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ИМПУЛЬСОВ СО₂-ЛАЗЕРА ПРИ ГЕНЕРАЦИИ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ И МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ**

Рассмотрены механизмы генерации электрических и магнитных полей при распространении микросекундных импульсов СО₂-лазера в атмосфере на длинных трассах. Обоснован выбранный для исследований диапазон излучаемых волн. Оценена мощность источника, необходимая для реализации допробойного и пробойного режимов взаимодействия излучения со средой. Исследована зависимость наблюдаемых сигналов от условий распространения излучения. Проведено сравнение теоретических оценок и результатов натуральных экспериментов.

Ключевые слова: лазерное излучение, оптический пробой, плазма, диполь, импульс, ионизация, интенсивность, частота колебаний.

Среди актуальных проблем нелинейной оптики значительное место занимает лучевая энергетика, связанная с трансформацией световой энергии в электрическую. Уже в первых работах [1], посвященных исследованию оптического пробоя воздуха, сообщалось о наблюдении электрического дипольного момента лазерной искры. Вскоре в экспериментах с лазерной искрой [2] и при лазерном облучении твердой мишени [3], было исследовано распределение магнитного поля вблизи плазмы. Отметим работы, в которых также исследовались электрические и магнитные поля при оптическом пробое воздуха [4–9]. В указанных работах эксперименты проводились при различных параметрах возбуждающего лазерного излучения (интенсивности, длительности импульсов лазерного излучения или продолжительности лазерного воздействия). В [4] авторы сообщают об обнаружении собственного электрического дипольного момента лазерной искры, поджигаемой наносекундным импульсом Nd-лазера. Подобный результат был получен и в работе [8] при пробое воздуха излучением Nd-лазера с интенсивностью $I = 10^{12}$ Вт/см².

В исследованиях низкопорогового пробоя воздуха на проводящей мишени с использованием излучения микросекундного СО₂-лазера с интенсивностью $I = 10^8$ Вт/см² были зарегистрированы скачки потенциала на плазменном образовании при действии переднего фронта импульса [5–7], который соответствовал диполю противоположного направления по сравнению с наблюдавшимся в предыдущих работах. Существование диполя при действии переднего фронта лазерного импульса подтверждается и другими исследованиями магнитных полей лазерной искры, поджигаемой тандемными импульсами СО₂-лазера [10]. Таким образом, вопрос о конфигурации зарядов в плазме и ее эволюции в зависимости от параметров греющего излучения до настоящего времени остается открытым. Что касается непосредственно экспериментов в реальной атмосфере, то известна лишь одна работа, в которой были зарегистрированы электрические и магнитные поля, как в условиях пробоя, так и в допробойном режиме [9]. Известны также результаты исследований лазерного пробоя, в которых регистрировали терагерцовое излучение [11–13].

Как показали эксперименты, проведенные в реальной атмосфере на длинных трассах, частотный спектр регистрируемых сигналов находится в диапазоне 0.1–1.0 МГц, а их длительность составляет 50–100 мкс. При этом амплитуда сигналов в условиях пробоя аэрозольной атмосферы примерно на порядок превышает амплитуду сигнала электромагнитного излучения, формирующегося в допробойном режиме распространения лучевой энергии.

Цель работы – анализ и физическая интерпретация данных, полученных в натуральных лазерных экспериментах [9], с использованием имеющихся многочисленных результатов исследований в области ионизации атмосферы.

В условиях оптического пробоя существенная неоднородность показателя преломления появляется в центре очага пробоя, где развиваются высокие давления и степень ионизации близка к 100%, и на фронте распространения ударной волны. Частоты плазменных колебаний в центре очага пробоя при концентрации электронов 10^{17} – 10^{19} см⁻³ соответствуют ИК-области спектра. При

$\omega \gg kv_e(T_e)$, где v_e – характерная частота столкновений электронов, $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ – волновое число, λ – длина плазменной волны, T_e – температура электронов, частота колебаний ω определяется формулой [14]

$$\omega = \sqrt{\frac{1}{m_e} \left[4\pi e^2 n_e + \frac{12\pi^2}{\lambda^2} kT_e \right]}, \quad (1)$$

где n_e – концентрация электронов; e, m_e – заряд и масса электрона.

Если $\lambda > r_d$, где r_d – радиус Дебая, $n_e = 10^{17} - 10^{19} \text{ см}^{-3}$, $kT_e = 1 - 2 \text{ эВ}$, то возникают слабозатухающие плазменные колебания с частотой $\omega = 10^{14} - 10^{15} \text{ Гц}$.

Дополнительное излучение вблизи плазменной частоты возникает при рассеянии плазменных волн на флуктуациях плотности среды и объемного заряда поляризованной плазмы, возникающей под воздействием поля падающего излучения, комбинационная конверсия образуется при рассеянии плазменных волн на тепловых флуктуациях свободных электронов, индуцированная конверсия – при воздействии интенсивного электромагнитного поля [14]. Коэффициент конверсии $A_{Т1}$ (характеризует преобразование плазменных волн в электромагнитное излучение) на флуктуациях плотности заряда составляет $10^{-5} - 10^{-4}$, а плотность мощности электромагнитного излучения $W_0^{\text{эл}}$ в этом случае равна [15]:

$$W_0^{\text{эл}} = 0.5 A_{Т1} \frac{8k}{D^3} T_e, \quad (2)$$

где D – диаметр Дебая неизотермической плазмы.

Для $A_{Т1} \sim 10^{-5}$ при характерных параметрах лазерной искры: $r_d = 10^{-5} \text{ см}$, $kT_e = 2 \text{ эВ}$, $D = \sqrt[3]{\frac{8}{\nu_{\text{фаз}}}} \approx 10^{-4} \text{ см}$, где $\nu_{\text{фаз}}$ – объем в фазовом пространстве волновых чисел [14], $n_e = 10^{17} \text{ см}^{-3}$,

получим $W_0^{\text{эл}} = 10^{-12} \text{ Вт/см}^3$. С учетом этого полная мощность излучения в области плазменных волн в течение 1 мкс (длительности рассматриваемого лазерного импульса [9]) будет $W \sim 4 \cdot 10^{-6} \text{ Вт/см}^3$.

При расширении плазменного очага на фронте ударной волны коэффициент трансформации A_T (определяет долю энергии плазменных волн, преобразованную в электромагнитное излучение) может достигать десятков процентов [15]. На расстоянии 1–3 см от центра лазерного пробоя концентрация заряженных частиц спадает до значений $10^{11} - 10^{14} \text{ см}^{-3}$ [16]. При таких концентрациях происходит возбуждение ионных и ионно-акустических колебаний и при $\lambda \gg 2\pi r_d$ возникают слабозатухающие ионно-акустические волны, спектр которых определяется по формуле [1, 17]:

$$\omega^2 = \frac{2\pi f_{Li}}{(1 + k^{-2} r_D)} \left[1 + 3k^2 r_D^2 (1 + k^{-2} r_D^{-2}) \right], \quad (3)$$

где f_{Li} – ионная плазменная частота, связанная с электронной частотой $f_{\text{пл}} = 0.9 \cdot 10^{-4} \sqrt{n_e}$:

$$f_{Li} \approx \sqrt{\frac{4\pi e^2 n_i z^2}{M_i}} = z \sqrt{\frac{m_e}{M_i}} f_{\text{пл}}, \quad (4)$$

а z, M_i – заряд и масса иона; n_i – концентрация ионов.

Если $n_e = 10^8 \text{ см}^{-3}$ (соответствует плазме тлеющего разряда) из приведенных формул получаем $f_{Li} = 5 \cdot 10^5 \text{ Гц}$, что совпадает с экспериментальными данными, полученными на стадии распада лазерной плазмы, формируемой микросекундным импульсом CO_2 -лазера в атмосфере [9]. При $A_T \rightarrow 1$ на границе плазменного фронта мощность электромагнитного излучения можно оценить, если известен избыточный заряд на поверхности фронта [14]. При разделении зарядов на фронте светодетонационной волны возникает дипольный момент [6]

$$d \approx 0.25 R_{\text{пл}}^2 \Delta\varphi, \quad (5)$$

где разность потенциалов

$$\Delta\varphi = \frac{kT_e}{R} \ln \left(\frac{N_{R_i}}{N_{R_0}} \right), \quad (6)$$

N_{R_i} , N_{R_0} – максимальная и минимальная концентрации электронов на расстоянии R_i и R_0 колеблющегося диполя.

Если расстояние между зарядами изменяется по закону $R = R_0 \sin(\omega t)$ вследствие колебаний плазмы, то мощность излучения диполя определяется по формуле [6]

$$P \approx 1.11 \cdot 10^{16} q^2 \omega^4 R_0^2. \quad (7)$$

При $q = 10^{-7}$ К, $\omega = 10^7$ Гц, $R_0 = 0.1$ см мощность излучения $P \approx 10^{-2}$ –1 Вт. Время излучения плазменного образования рассчитаем по формуле $t_{\text{изл}} \approx \frac{R_{\text{пл}}}{v_{\text{пл}}}$, где $R_{\text{пл}}$ – радиус плазменного образова-

ния, $v_{\text{пл}}$ – средняя скорость движения плазменного фронта. При $R_{\text{пл}} = 1$ см, $v_{\text{пл}} = 500$ м/с время излучения составляет 20 мкс. Это значение совпадает с экспериментальными данными, полученными в исследованиях распространения лазерного излучения в атмосфере [9].

Оценим влияние линейной трансформации продольных колебаний плазмы в электромагнитное излучение в окрестности особых точек диэлектрической проницаемости макрочастиц [14]. Частицы, подвергающиеся радиационному воздействию как со стороны лазерного потока, так и со стороны расширяющейся плазмы пробоя обладают рядом специфических физических свойств. В отсутствие пробоя вокруг частиц образуется парогазовое и электронное облако, где диэлектрическая проницаемость испытывает резкие колебания. При этом коэффициент линейной трансформации A_{T2} , равный отношению потока плазменной волны к потоку излучающей энергии, достигает величины 0.4, а в некоторых случаях ≈ 1 , когда продольные колебания полностью преобразуются в электромагнитные волны [14]. Наибольшая эффективность трансформации возникает при диаметре плазмы $d_{\text{пл}} \sim \lambda_0$, равном средней длине излучающей волны. В эксперименте [9] концентрация частиц размером 0.5 мкм составляла 100 см^{-3} . Среднее расстояние между частицами с плазменными ореолами ~ 2 мм. При этом плазменные ореолы перекрывались. Следовательно, максимальная эффективность излучения от микрочастиц будет наблюдаться в области миллиметровых волн.

В отсутствие крупных очагов пробоя на трассе распространения лазерного излучения присутствуют ионы, образованные при прилипанию электронов к молекулам кислорода, а также комплекс заряженных аэрозольных частиц, возникающих вследствие термоэмиссии электронов и ионов с их поверхности и непосредственно с очагов микропробоя (менее 10^{-3} м). Движение ионов в газе приводит к образованию объемного заряда и соответственно наведенного электрического поля. То есть движение ионов происходит как под действием поля, возникающего из-за градиента концентрации, так и этого наведенного поля. Скорость движения ионов в этом случае можно записать в виде

$$v_i = \frac{D_i}{n_i} \frac{dN_i}{dz} + b_i E, \quad (8)$$

где D_i – коэффициент диффузии ионов; $b_i = \frac{e}{m_i} 1/v_{ia}$ – коэффициент подвижности ионов в газе;

v_{ia} – частота столкновений ионов с молекулами газа. Отсюда следует, что когда напряженность поля, возникающего из-за градиента концентрации ионов $\frac{dN_i}{dz}$ и напряженность наведенного электрического поля таковы, что их действия на ионы взаимно компенсируются, то $v_i = 0$ и

$N_i = N_{0i} \exp \left(-\frac{e\varphi}{K T_i} \right)$. То есть стационарное распределение ионов в газе подчиняется закону Больцмана. В результате возникновения заряженных частиц на трассе лазерного луча и их неод-

нородного распределения в пространстве (вследствие фокусировки пучка) образуются излучающие электромагнитные волны диполи, момент которых также изменяется по гармоническому закону [18]. При этом напряженность поля, излучаемая колеблющимся диполем, убывает как $1/r$. Поэтому принимаемые антенной сигналы с расстояния 100 м и 10 км будут отличаться по величине примерно в 33 раза, что совпадает с экспериментальными результатами, полученными в допробойном режиме [9], где сигнал уменьшался в 30–50 раз. В этом случае наблюдались сигналы в среднем с частотами 100–500 кГц, а в зимнее и осеннее время во время дождя или снегопада – с частотами 50 кГц и ниже.

В атмосфере практически всегда присутствуют примеси атомов металлов. Поэтому при нагреве таких микрочастиц лазерным излучением вследствие эмиссии электронов и ионов с их поверхности происходит ионизация аэрозольной компоненты атмосферы [19]. Эффект эмиссии положительных ионов из металлов, нагретых до сравнительно «низких» температур (~ 1000 К), известен с начала прошлого века. Основные особенности здесь следующие: с ростом температуры нагрева эмиссия ионов возрастает, а затем по истечении некоторого времени этот процесс ослабевает, скорость уменьшения эмиссии тем больше, чем выше температура металла. При нагревании металлов, вначале испаряются ионы примесных к ним более легкоионизируемых элементов (К, Na, Rb, Gs, Li, Al, Ba, Ca). Максимальная плотность тока ионов с поверхности примесных элементов составляет ~ 1 А/м² для ионов Li⁺, Na⁺, K⁺, Rb⁺, Gs⁺, а с поверхности оксидов, солей, алюмосиликатов (MgO, CaO, BaO, SrO) $\sim 10^{-4}$ А/м² для ионов Mg⁺, Ca⁺, Ba⁺, Sr⁺ [20, 21]. При нагреве органических соединений также происходит эмиссия ионов. Для этого случая характерно образование ионов с массовыми числами $M/e \sim 100$ –200 и генерация тока ионов с плотностью $\sim 10^{-4}$ – 10^{-7} А/м² [2, 21]. Образованные ионы могут иметь различную полярность и структуру. При высоких температурах, близких к температуре плавления металла, часть атомов многих металлов испаряется в виде ионов. В этом случае при испарении обнаруживаются положительные ионы Fe⁺, Ni⁺, Cu⁺, W⁺ [20, 21]. Отрицательные ионы могут образоваться при испарении углерода (от C₂⁻ до C₈⁻). Отметим, что класс веществ, генерирующих положительные ионы при испарении, значительно шире упомянутых.

Эмиссия ионов с поверхности микрочастиц часто сопутствует эффект термической эмиссии электронов при достаточно высоких температурах, ~ 1000 –3000 К. Например, частицы циркония размером ~ 1 мкм и концентрацией $N_{\text{ч}} = 2 \cdot 10^{15}$ м⁻³ в плазме аргона, с концентрацией атомов $N_{\text{Ar}} = 10^{20}$ м⁻³, приобретают заряд равный 206 e . Вокруг твердой частицы существует электронное облако с уменьшающейся концентрацией и ограниченным распределенным потенциалом. Данная система ионизуется, когда часть электронного облака рассеивается (теоретически движется в бесконечность). Кроме того, появление электромагнитного излучения может быть связано с фазовыми переходами испаренного вещества аэрозолей в конденсированное состояние или с развитием поверхностной электромагнитной волны неустойчивости [22–26].

Таким образом, на трассе луча образуется многокомпонентная смесь ионов, содержащая конденсированные частицы с различными размерами и зарядами. Ионная плазменная частота для ионов с зарядом z , концентрацией n_i и массой m_i может быть выражена в виде [14, 17]

$$\omega_{pi} = \sqrt{\frac{4\pi n_i z^2}{m_i}}. \quad (9)$$

Если представить малую аэрозольную частицу с зарядом z_a и массой m_a как ион большого размера, то частота колебаний ω_{ai} этих частиц с концентрацией n_a будет:

$$\omega_{ai} = \sqrt{\frac{4\pi n_a z_a^2}{m_a}}. \quad (10)$$

Тогда отношение частот

$$\frac{\omega_{pi}}{\omega_{ai}} = \frac{z}{z_a} \sqrt{\frac{n_i r_a^3}{n_a r_i^3}}. \quad (11)$$

где r_i и r_a – радиусы иона и частицы.

Для характерных параметров иона, частицы и их концентраций: $z=1$, $z_a = 10$, $r_i = 10^{-8}$ см, $r_a = 10^{-5}$ см, $n_i = 10^6$ см⁻³, $n_a = 10^3$ см⁻³ – получим из (12), что $\omega_{pi}/\omega_{ai} = 10^5$. Для субмикронных аэрозольных частиц размером 0.1 мкм с электрическим зарядом $\approx 10 e$ частота колебаний уменьшится в 10^5 раз. То есть наблюдаемый нижний диапазон частот может доходить до единиц килогерц и менее, что и наблюдалось в [9].

Оценим изменение ионной плазменной частоты колебаний по формуле (4) для модельной двухкомпонентной среды. Запишем отношение частот

$$\frac{f_{Li1}}{f_{Li2}} = \sqrt{\frac{M_{i2}}{M_{i1}}} = \frac{z_1}{z_2} \sqrt{\left(\frac{r_{i2}}{r_{i1}}\right)^3}, \quad (12)$$

где r_{i1} , r_{i2} – радиусы ионов; z_1 , z_2 – их заряды.

Если $r_{i2}/r_{i1}=10$ и $z_1/z_2=0.5$, то $f_{Li1}/f_{Li2}=17$. То есть частота колебаний для крупных ионов уменьшается в 17 раз.

На рис. 1 представлены экспериментальные и теоретические результаты характерных частот колебаний для разных источников излучения [21–26]. По оси ординат отложена частота в логарифмическом масштабе, по оси абсцисс – номер источника-объекта. Как видим, частоты находятся в диапазоне 10^{-2} – 10^{10} Гц, в который укладываются частоты, полученные в наших оценках и в [9]. Наиболее близкий частотный диапазон, полученный в [9], наблюдается при возмущении атмосферы ядерными взрывами [24–26].

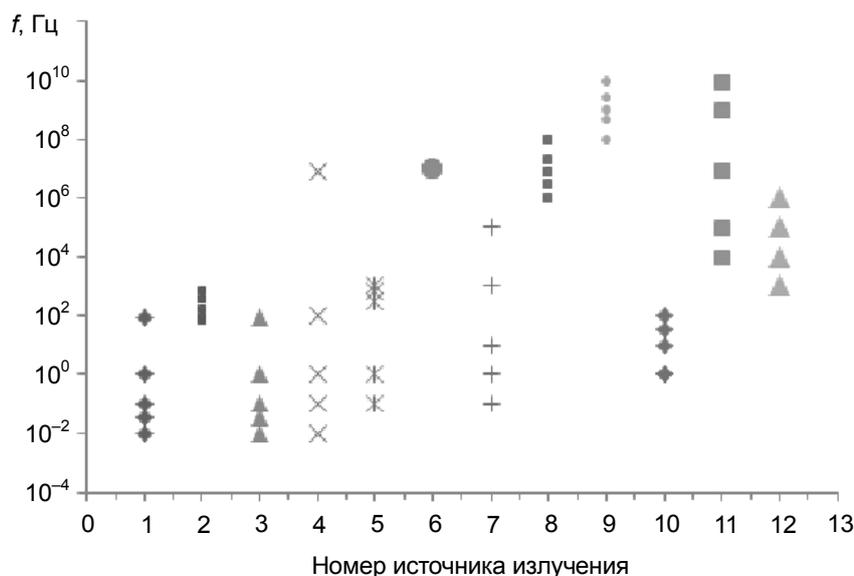


Рис. 1. Частоты колебаний различных объектов: 1 – диапазон колебаний частицы в цепочке пылевых частиц [22]; 2 – диапазон колебаний пылинки в поле-ловушке [22, 23]; 3 – диапазон частот вертикальных колебаний в приэлектродном слое [25]; 4 – диапазон частот флуктуации заряда пылевой частицы [21, 22]; 5 – диапазон частот колебаний в численном моделировании [22, 26]; 6 – частота ВЧ-разряда; 7 – диапазон колебаний плазменной частоты пылевой компоненты [21, 22]; 8 – диапазон ионной плазменной частоты [22, 25]; 9 – диапазон колебаний электронной плазменной частоты [24]; 10 – диапазон колебаний пылевых частиц в эксперименте [22, 26]; 11 – ядерный высотный взрыв [23, 24]; 12 – натурные атмосферные лазерные эксперименты [9]

В обоих случаях происходит ионизация атмосферы. Причем уровень сигнала при ядерном взрыве в диапазоне частот 10^4 – 10^6 Гц практически постоянен [23]. Хотя условия ионизации разные, такой же результат наблюдается и при распространении ионизирующего излучения в атмосфере с повышенной влажностью при дожде и снеге. В этом случае и в случае допробойного режима распространения импульсов CO₂-лазера длительность принимаемого сигнала увеличивалась до 100 мкс, что в 2 раза больше длительности сигналов при оптическом пробое. Такой эффект, скорее всего,

обусловлен тем, что при малых концентрациях заряженных частиц, порядка 10^{12} – 10^{13} м⁻³, возрастает время их жизни за счет прилипания к ним паров воды. В результате значительно уменьшается скорость рекомбинации. Другими словами, когда на трассе распространения образуются ионы и заряженные аэрозольные частицы, имеющие различную полярность, они обладают большим временем жизни в атмосферных условиях, чем электроны.

Выводы

1. При распространении микросекундных импульсов СО₂-лазера в реальной атмосфере на ранних стадиях пробоя ($n_e = 10^{15}$ – 10^{17} см⁻³) в результате рассеяния плазменных волн на тепловых флуктуациях электронов возникает электромагнитное излучение с частотами 10^{14} – 10^{15} Гц и средней мощностью 10^{-5} – 10^{-6} Вт/см³.

2. Экспериментальные результаты [9] подтверждают, что при расширении плазменного образования в канале мощного лазерного излучения, когда $n_e = 10^8$ – 10^{14} см⁻³, возникают слабозатухающие ионные и ионно-звуковые волны, которые трансформируются ($A_T \rightarrow 0.1$ – 0.9) в электромагнитное излучение с частотами 10^5 – 10^7 Гц на границе плазма – диэлектрик.

3. При пробое в расширяющейся плазме на поздних стадиях и в плазме в допробойном режиме происходит разделение электрических зарядов в пределах расширяющегося плазменного образования и за счет появления дипольных моментов по трассе, что, возможно, приводит к появлению длинноволнового излучения с частотами 10^4 – 10^5 Гц.

4. В условиях пробоя наиболее реальной причиной, приводящей к генерации электромагнитных колебаний, является конверсия плазменных волн на границе плазма – диэлектрик. При отсутствии пробоя генерация электромагнитных волн происходит вследствие образования ионов и заряженных частиц и их неравномерного распределения на трассе распространяющегося лазерного пучка.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Абдуллаев А.М., Алиев Ю.М., Быченков В.Ю. // Письма в ЖЭТФ. – 1978. – Т. 28. – Вып. 8. – С. 524–526.
2. Мешалкин Е.А. // ЖТФ. – 1991. – Т. 61. – Вып. 8. – С. 43–50.
3. Бабин А.А., Киселев А.М., Правденко К.И. и др. // УФН. – 1999. – Т. 169. – Вып. 1. – С. 80–84.
4. Аскарьян Г.А., Рабинович М.С., Смирнова А.Д., Студенов В.Б. // Письма в ЖЭТФ. – 1965. – Т. 2. – Вып. 11. – С. 503–506.
5. Гончаров И.Н., Конов В.И., Мурина Т.М. и др. // Письма в ЖЭТФ. – 1977. – Т. 26. – Вып. 7. – С. 551–554.
6. Ageev V.P., Varchukov A.I., Konov V.I., et al. // Sov. Phys. JETP. – 1979. – V. 49(1). – P. 80–83.
7. Барчуков А.И., Конов В.И., Никитин П.И., Прохоров А.М. // ЖЭТФ. – 1980. – Т. 78. – Вып. 3. – С. 957–965.
8. Живописцев Е.С., Климов В.И., Маркелов Е.Ю. и др. // Изв. АН. Сер. физич. – 1992. – Т. 56. – № 9. – С. 71–77.
9. Мышкин В.Ф., Баландин С.Ф., Донченко В.А. и др. // Оптика атмосферы и океана. – 2020. – Т. 33. – № 4. – С. 302–308.
10. Конов В.И., Никитин П.И., Прохоров А.М. // Изв. АН. Сер. физич. – 1985. – Т. 49. – № 6. – С. 1208–1213.
11. Фролов А.А. // Физика плазмы. – 2007. – Т. 33. – Вып. 12. – С. 1107–1116.
12. Чижов П.А., Ушаков А.А., Букин В.В. и др. // Труды ИОФАН. – 2014. – Т. 70. – С. 78–82.
13. Oladyshkin I.V., Vodrov S.B., Sergeev Yu.A., et al. // Phys. Rev. B. – 2017. – V. 96. – No. 15. – P. 155401.
14. Баландин С.Ф., Копытин Ю.Д., Соловьёв А.А. Деп. в ВИНТИ 07.05.1984. Пер. № 3684-84. – С. 1–16.
15. Баширинов А.Е., Бугаев В.А., Зотова Е.Н. и др. СВЧ-излучение низкотемпературной плазмы. – М.: Сов. радио, 1974. – С. 28.
16. Беляев Е.Б., Годлевский А.П., Зуев В.Е., Копытин Ю.Д. // Дистанционный лазерный спектроскопический анализ аэрозолей. – Томск: Изд-во ИОА СО АН СССР, 1979. – С. 5–30.
17. Жданов С.К., Курнаев В.А., Романовский М.К., Цветков И.В. Основы физических процессов в плазме и плазменных установках / под ред. В.А. Курнаева. – М.: МИФИ, 2007. – 368 с.
18. Китайгородский А.И. Введение в физику. – М.: Наука, 1973. – С. 291–293.
19. Донченко В.А., Баландин С.Ф., Кемельбеков Б.Ж. и др. // Изв. вузов. Физика. – 2018. – Т. 61. – № 5. – С. 98–108.
20. Трибельский М.И., Гольберг С.М. // Письма в ЖЭТФ. – 1982. – Т. 8. – Вып. 20. – С. 1227–1230.
21. Амусья М.Я., Цытович В.Н. // Вестник ВГУ. Сер. Физика, Математика. – 2005. – № 2. – С. 77–97.

22. Гуревич В. И. Электромагнитный импульс ядерного взрыва. – М.; Вологда: Инфра-Инженерия, 2019. – 508 с.
23. Действие ядерного оружия. – М.: Военное изд-во МО СССР, 1965. – 678 с.
24. Ваулина О. С., Репин А. Ю., Петров О. Ф., Адамович К. Г. // ЖЭТФ. – 2006. – Т. 129. – Вып. 6. – С. 1118–1131.
25. Quinn R. A. and Goree J. // Phys. Rev. E. – 2000. – V. 61. – No. 3. – P. 3033–3041.
26. Cui C. and Goree J. // IEEE Trans. Plasma Sci. – 1994. – V. 22. – P. 151–158.

Поступила в редакцию 15.10.2020.

¹ Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, г. Томск, Россия

² Сибирский физико-технический институт им. В.Д. Кузнецова

Томского государственного университета, г. Томск, Россия

³ Национальный исследовательский Томский политехнический университет,
г. Томск, Россия

Баландин Сергей Флавиевич, к.ф.-м.н., ст. науч. сотр. ИОА СО РАН, e-mail: bal@iao.ru;

Донченко Валерий Алексеевич, д.ф.-м.н., профессор СФТИ ТГУ, e-mail: don@spti.tsu.ru;

Мышкин Вячеслав Фёдорович, д.ф.-м.н., профессор НИ ТПУ, e-mail: gos100@tpu.ru;

Хан Валерий Алексеевич, д.т.н., ведущ. науч. сотр. ИОА СО РАН, профессор НИ ТПУ, e-mail: nt.centre@mail.ru.