

Генерация электрических и магнитных полей при распространении высокоинтенсивного лазерного излучения в атмосфере

В.Ф. Мышкин¹, С.Ф. Баландин², В.А. Донченко³, В.А. Погодаев²,
В.А. Хан^{1,2}, Е.С. Абрамова⁴, Ю.И. Кулаков³,
М.С. Павлова⁴, В.Л. Хазан⁵, Д.М. Хорохорин^{1*}

¹Национальный исследовательский Томский политехнический университет,
Инженерная школа ядерных технологий
634050, г. Томск, пр. Ленина, 30

²Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН
634055, г. Томск, пл. Академика Зуева, 1

³Сибирский физико-технический институт им. В.Д. Кузнецова
Томского государственного университета
634050, г. Томск, пл. Новособорная, 1

⁴Сибирский государственный университет телекоммуникаций и информатики
630009, г. Новосибирск, ул. Гурьевская, 51

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

Поступила в редакцию 10.09.2019 г.

Приведены результаты экспериментальных исследований электрических и магнитных полей, возникающих в условиях пробоя и в допробойных режимах распространения импульсного лазерного излучения на атмосферных трассах. Установлено, что при распространении в атмосфере импульсов микросекундной длительности CO₂-лазера в условиях пробоя и в допробойном режиме генерируются квазипериодические электрические и магнитные поля с частотой 10³–10⁶ Гц и длительностью 10–100 мкс. Максимальное значение наведенных электрических и магнитных полей наблюдается при количестве очагов пробоя на единицу длины трассы $N_{оч} = 0,17 \text{ м}^{-1}$. Показана связь электрических и магнитных полей, возникающих вокруг канала ионизации, с параметрами атмосферы.

Ключевые слова: лазерный пробой, канал ионизации, электрические импульсы, магнитное поле, параметры атмосферы; laser breakdown, ionization channel, electrical pulses, magnetic field, atmospheric parameters.

Введение

Процессы генерации квазистатических электрических и магнитных полей, возникающих в очаге оптического пробоя при распространении высокоинтенсивного лазерного излучения в атмосфере, относятся к важнейшим нелинейным эффектам. Генерация квазистатических магнитных полей (раньше их называли спонтанными магнитными полями) была экспериментально обнаружена в искре, возникающей при фокусировке излучения лазера [1]. Несколько позже это явление наблюдалось при оптическом пробое на частицах (Al₂O₃) при воздействии лазерного излучения [2]. В ряде экспериментов

было зарегистрировано возникновение напряженности магнитного поля порядка 10² Тл в самой лазерной плазме [3–6]. Известны данные о регистрации магнитных полей величиной от 10² до 10⁵ Тл при воздействии лазерного излучения на твердое тело и на плазму [7–9]. Также имеются экспериментальные данные, свидетельствующие о том, что при воздействии интенсивного лазерного излучения на аэрозольные среды появляются сильные статические электрические поля, напряженность которых может превышать 10¹⁰ В/см [10–15].

Исследования лазерно-плазменной генерации тока представляют большой интерес в связи с возможностью прямого преобразования лазерной энергии

* Вячеслав Федорович Мышкин (gos100@tpu.ru); Сергей Флавиевич Баландин (bal@iao.ru); Валерий Алексеевич Донченко (don@spti.tsu.ru); Виталий Алексеевич Погодаев (kam@iao.ru); Валерий Алексеевич Хан (nt.centre@mail.ru);

Евгения Сергеевна Абрамова (evgenka_252@mail.ru); Юрий Игнатьевич Кулаков; Мария Сергеевна Павлова (mspravlova@ngs.ru); Виталий Львович Хазан (vlhazan@yandex.ru); Дмитрий Михайлович Хорохорин (Mitek2407@mail.ru).

в электричество, а также передачи ее на большие расстояния [16]. Лазерно-индуцированные токи могут быть использованы для возбуждения высокочастотных электромагнитных колебаний и в качестве источников сверхсильных магнитных полей вне плазмы. Расчеты показывают, что при интенсивности излучения $I = 10^{14}$ Вт/см² можно сформировать сильное мегагауссовое поле. Аналогичное магнитное поле может быть создано с помощью витка провода, по которому пропускается электрический ток ~100 кА. В связи с этим возникает необходимость повышения эффективности преобразования лазерного излучения в электрический ток с помощью известных схем и поиск новых способов лазерно-плазменного возбуждения токов.

Как известно, физические процессы, протекающие при генерации электромагнитных полей при оптическом пробое воздуха, во многом аналогичны процессам, которые генерируют электромагнитное излучение после взрывов некоторых веществ в атмосфере. Поэтому лазерная искра позволяет в достаточно простых экспериментальных условиях моделировать процесс генерации электромагнитного излучения при взрывных явлениях. Кроме того, в лазерной плазме и при филаментации пучка во внешнем поле возбуждается терагерцовое излучение [17–22].

Терагерцовое излучение генерируется также при взаимодействии лазерного импульса фемтосекундной длительности с наноструктурированной поверхностью металла [23, 24]. Ожидается, что фемтосекундные лазерные импульсы с интенсивностью до 10^{22} Вт/см² позволят генерировать электромагнитное излучение с энергией до 1 ГэВ [25].

Несомненный интерес представляют натурные измерения на длинных атмосферных лазерных трассах, результаты которых могут быть использованы как для разработки методов диагностики канала распространения пучка, так и для электромагнитного зондирования атмосферы. Поэтому цель настоящей работы – экспериментальные исследования электрических и магнитных полей, возникающих в условиях пробоя и в допробойных режимах распространения импульсного лазерного излучения на атмосферных трассах.

Методика

Схема экспериментального стенда приведена на рис. 1. В качестве источника воздействующего излучения использовался импульсный лазер на смеси CO₂:N₂ с предионизацией активной среды электронным пучком [26]. Лазер генерировал импульс полушириной 0,3–3,0 мкс или два импульса с временным интервалом 2–20 мкс. Структура пучка формировалась с помощью неустойчивого резонатора и зеркального телескопа Кассегрена с диаметром большого зеркала 0,5 м, малого – 0,12 м и регулируемым фокусным расстоянием $F = 50–150$ м. Плотность лазерной энергии излучения в области фокуса телескопа могла варьироваться в пределах 3–20 Дж/см². Диаметр пучка в области перетяжки составлял 1–2 см.

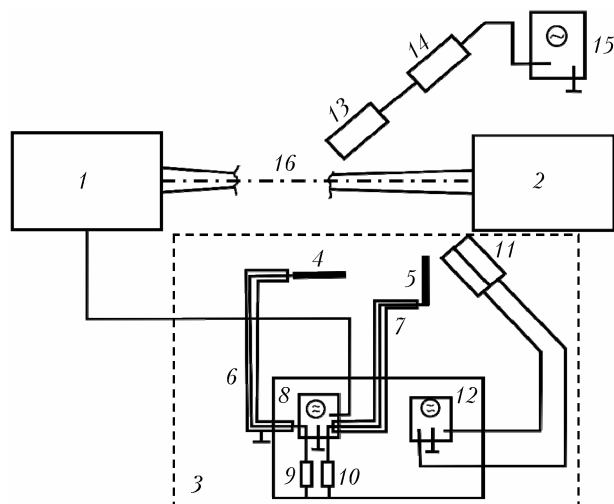


Рис. 1. Схема экспериментального стенда

Для проведения измерений в полевых условиях лазер был смонтирован в передвижном кунге 1. В приемном кунге 2 проводился контроль формы и энергии лазерных импульсов, прошедших атмосферную трассу. Регистрирующая аппаратура находилась в кунге 3, где располагались осциллографы 8, 12 (TDS2012C). На осциллограф 8 сигналы могли передаваться с антенн 4, 5, устанавливаемых на разных расстояниях от трассы лазерного пучка 16, с помощью 75-омных коаксиальных кабелей 6, 7, нагруженных на 75-омные согласующие сопротивления 9, 10.

На осциллограф 12 сигналы поступали с двух фотоумножителей 11 (H7422, Hamamatsu Photonics), снабженных фильтрами, в спектральных диапазонах 600–900 и 400–450 нм соответственно. Одновременно осуществлялись фоторегистрация пробойных явлений в атмосфере, контроль формы и энергии лазерных импульсов с помощью, соответственно, приемника оптического излучения (фоторезистора на основе германия) ФСГ223 и детектора мощности UP55-HD, установленных в передвижном кунге 1. В ряде экспериментов вдоль трассы (на расстоянии ~50 см от области каустики) располагался приемный микрофон 13, акустический сигнал с которого от очагов пробоя поступал на импульсный шумомер 14 и далее на запоминающий осциллограф 15 (TDS2012C), что позволяло точно определять координаты плазменных образований относительно расположения антенны. Синхронизация всех процессов производилась от переднего фронта импульса синхронизации длительностью 0,2 мкс и амплитудой до 20 В.

Результаты

В экспериментах, проведенных в разное время года, изменялись размеры антенны и ее ориентация, расстояние от приемной системы до лазерного пучка, контролировалось количество очагов пробоя и изменялись: частота колебаний сигнала из зоны луча,

амплитуда и длительность электромагнитного импульса, а также уровень помех в зоне воздействия. Результаты измерений и условия, в которых они проводились, представлены в таблице.

которые размещались в различных точках вдоль трассы. Одна из них была ориентирована параллельно, а вторая — перпендикулярно лазерному пучку. В канале распространения лазерного излучения отсутст-

Условия измерений и параметры регистрируемых сигналов на антенне

Длительность лазерного импульса, мкс	Размеры антенны и ее ориентация	Расстояние до луча, м	Условия измерений	Количество очагов пробоя, шт., их размер	Частота колебаний, кГц	Амплитуда колебаний, мВ	Общая длительность сигналов, мкс	Уровень помех, мВ
1	∅ 30 мм, L _A = 27 м, парал. трассе	1	Лето, ночное время, запыленный воздух	0–34, ∅ ≥ 1 см	100–300	600	50	50–70
1	∅ 30 мм, L _A = 27 м, парал. трассе	1	Лето, ночное время, влажный воздух	0–12, ∅ > 1 см	120–200	120	40	20–30
1	∅ 50 мм, L _A = 0,5; 3 м, вертикально	1	Зима, ночное время, слабый снег	Микроочаги, ∅ < 1 мм	100–500	40	50–100	5–7
2	∅ 50 мм, L _A = 3 м, вертикально	8; 40	Лето, ночное время, дождь	Микроочаги, 1–3, ∅ > 1 см	100–200	25	100	5–10
0,5	∅ 25 мм, L _A = 1,5 м, вертикально	80	Осень, ночное время, дождь	1–10, ∅ > 1 см	500; 50	10	10–20	1–2

В первой строке приведены результаты экспериментов, выполненных с целью обнаружения наведенного электрического поля вблизи лазерной трассы. Антенна, изготовленная из медной трубки длиной 27 м и диаметром 30 мм, устанавливалась на изоляторах на одной высоте с пучком излучения в метре от него и была ориентирована параллельно лазерной трассе.

Для одиночных микросекундных импульсов форма принятых сигналов приведена на рис. 2. Как видно, их длительность составляла не менее 20 мкс, период колебаний — 5–10 мкс, а максимальная амплитуда — 0,8 В. По акустическим данным среднее число очагов пробоя составляло 5–15 шт. Атмосфера, в которой проводились измерения, была значительно запылена. При искусственном запылении участка трассы длиной 1,5–2 м частицами Al₂O₃ (диаметром 40 мкм, со средней концентрацией ~10¹⁰ м⁻³, измеряемой по ослаблению излучения He-Ne-лазера [10, 27, 28]) амплитуда регистрируемого сигнала не увеличивалась, но форма была искажена сильнее, чем в естественной атмосфере. В ряде измерений наблюдалась постоянная составляющая сигнала в течение 1,5–2 мкс.

При увеличении влажности в атмосфере принятый сигнал уменьшался (см. результаты, приведенные во второй строчке таблицы). Из рис. 2 видно, что максимум свечения в синей области спектра наблюдается через 5 мкс от начала действия лазерного импульса, а в красной области — через 7 мкс. Наведенный на антенне электрический сигнал достигает максимума через 9 мкс (кривая 3).

В исследованиях, проведенных зимой (третья строка таблицы), использовались две трубчатые антенны диаметром 50 мм и длиной 0,5 и 3 м, ко-

воляли крупные плазменные очаги, в основном наблюдались мелкие, диаметром менее 1 мм. Кроме того, наблюдалось сплошное свечение канала.

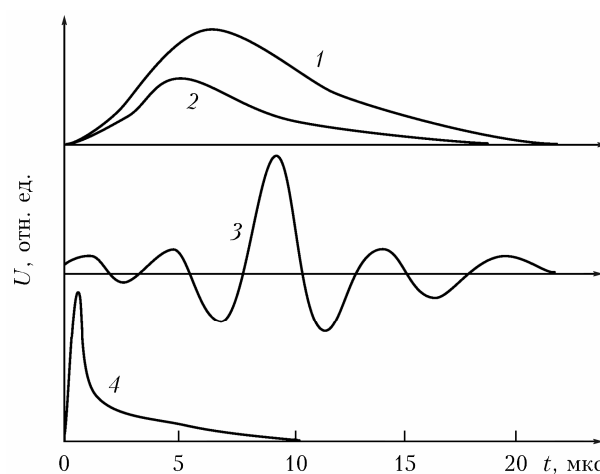


Рис. 2. Формы регистрируемых сигналов: 1 — свечение лазерной плазмы в красной, 2 — синей областях; 3 — осциллограммы наводимого сигнала одним крупным очагом пробоя, расположенным с одного края антенны и излучающим акустическую энергию 2,4 Дж; 4 — форма интенсивности лазерного импульса

Измерения показывают, что уровень регистрируемого на антенне сигнала составлял 20–150 мВ (средний уровень — 40–60 мВ). Длительность сигналов возрастала до 100 мкс и более. Но по форме сигнал искажался сильнее, чем при пробое, наблюдаемом с крупными очагами (∅ ≥ 1 см). Характерный период колебаний сигналов — 4–12 мкс. Максимум амплитуды наблюдался как в начале сигнала,

так и через 10–20 мкс от начала излучения. В ряде измерений проявились максимумы через 30, 50, 100 мкс. Наибольший сигнал был зафиксирован вертикальной антенной. Так, при измерениях в центре трассы с двух антенн одновременно (ориентированных вертикально и горизонтально), находящихся в метре от центра пучка, уровень сигнала на вертикальной антенне был в 2–3 раза выше, чем на горизонтальной.

Данные, приведенные в четвертой строке таблицы, были получены с помощью импульсов лазерного излучения длительностью 2–3 мкс с использованием двух вертикальных антенн, расположенных на расстояниях 8 и 40 м от лазерного луча. Длительность лазерного импульса изменялась в зависимости от выходного напряжения блока питания лазера. В этом случае была предпринята попытка измерения магнитного поля с помощью магнитного зонда, который представлял собой цилиндрическую катушку диаметром 0,04 м и длиной 0,2 м с намотанным на нее изолированным медным проводом диаметром 1,5 мм. Электрические сигналы с антенн по форме были близки. При этом амплитуды сигналов уменьшались в 3–4 раза при изменении расстояния между катушкой и лазерным лучом с 8 до 40 м. Следует отметить, что измерения проходили при высокой влажности и пробой на трассе наблюдался редко.

В серии измерений, проводимых осенью (пятая строка таблицы), сигналы принимались с большого расстояния (~80 м) от зоны пробоя на магнитный зонд и антенну. Лазер работал при меньшей энергии накачки и генерировал импульсы длительностью 0,3–0,5 мкс. Энергия излучения была на порядок меньше, чем в описанных выше экспериментах. Также, в отличие от предыдущих экспериментов, в частотном спектре сигналов в ряде измерений наблюдались две составляющие — высокочастотная с периодом 2 мкс и низкочастотная с периодом ~20 мкс. Амплитуда регистрируемых сигналов составляла 10–15 мВ.

На рис. 3 приведены характерные сигналы с антенны и магнитного зонда. В рассматриваемом случае крупные очаги пробоя на трассе отсутствовали.

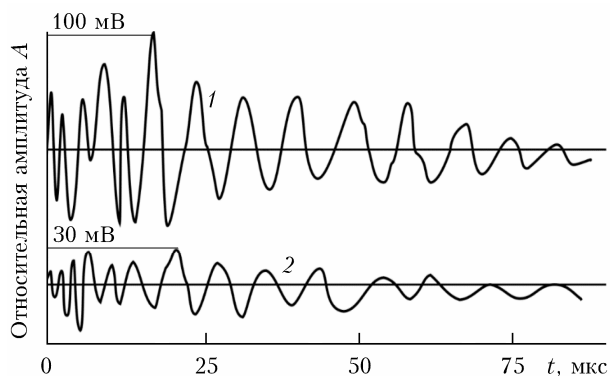


Рис. 3. Формы сигналов с антенны (1) и магнитного зонда (2)

вали. Видно, что в том и другом случае амплитуда регистрируемых сигналов уменьшается, а период колебания увеличивается.

Зависимость времени достижения максимума наведенного от канала распространения сигнала на антенну τ_{\max}^p от времени достижения максимума сигнала свечения канала в красной области спектра $\tau_{\text{св}}$ показана на рис. 4. Как видно, эта зависимость практически линейная при усреднении экспериментальных точек. Что касается зависимости периода наведенного сигнала T_{\max}^p от полуширины кривой свечения канала в этой же области $\Delta\tau_{\text{св}}$, то она не проявляется так, как в предыдущем случае. Однако и здесь наблюдается достаточно заметная связь. Полуширина кривой свечения изменяется в пределах 4–10 мкс, что совпадает с периодом принимаемых антенной колебаний. Отрицательные значения сигнала относительно медианы кривых можно объяснить тем, что в этом случае образуется нескомпенсированный отрицательный ионный заряд, время жизни которого составляет десятые доли секунды и более.

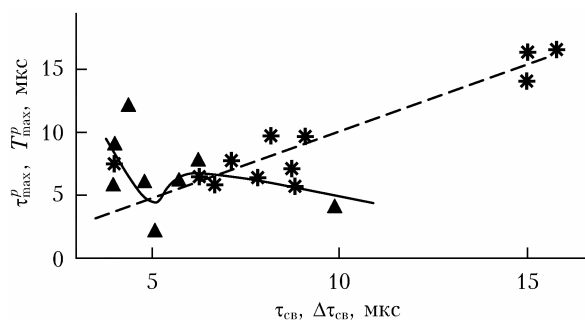


Рис. 4. Зависимости времени достижения максимума наведенного сигнала τ_{\max}^p от времени достижения максимума сигнала свечения $\tau_{\text{св}}$ (*) и максимального периода сигнала T_{\max}^p от полуширины кривой свечения $\Delta\tau_{\text{св}}$ (▲)

Результаты измерений максимального T_{\max} и минимального T_{\min} периодов в спектре регистрируемых сигналов в зависимости от количества очагов пробоя на единицу длины трассы (концентрации очагов $N_{\text{оч}}$) приведены на рис. 5. Они указывают на то, что с увеличением концентрации очагов различие T_{\max} и T_{\min} становится меньше.

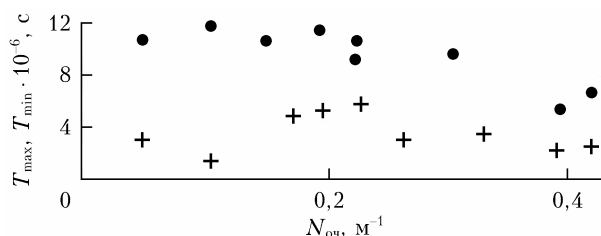


Рис. 5. Зависимости максимального (●) и минимального (+) периодов в спектре регистрируемых сигналов от концентрации $N_{\text{оч}}$ очагов пробоя на трассе

Зависимость амплитуды наведенного на антенне сигнала от концентрации очагов показана на рис. 6.

Наблюдается четко выраженный максимум сигнала при $N_{\text{оч}} = 0,17 \text{ м}^{-1}$. Объясняется это тем, что наведенные на антенне потенциалы малы при низкой концентрации и возрастают с ее увеличением. После достижения максимума происходит ослабление мощности лазерного излучения не только из-за поглощения и рассеяния излучения в среде, но и за счет экранирования луча очагами пробоя. В результате регистрируемые сигналы с увеличением концентрации очагов пробоя уменьшаются.

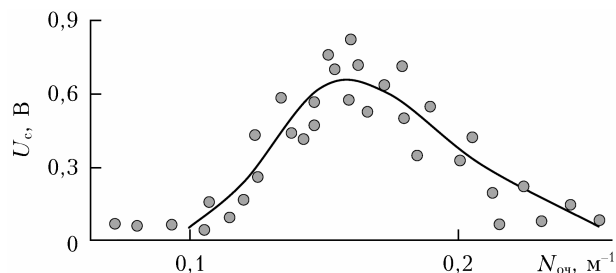


Рис. 6. Зависимость максимальной амплитуды наведенного сигнала от концентрации очагов пробоя вдоль трассы

Рассмотрим процессы, протекающие в атмосфере при лазерном воздействии. В условиях электрического и термодинамического равновесия ($dn_{\pm}/dt = 0$, где n_{\pm} — концентрация носителей заряда — аэроионов) и при отсутствии конвективного и адвективного переноса зарядов справедливо выражение

$$v - \alpha n_{\pm} - \beta_{\pm} n_{\pm} N = 0,$$

где v — интенсивность образования ионов; α и β_{\pm} — коэффициенты рекомбинации ионов друг с другом и с аэрозольными частицами соответственно; N — концентрация аэрозольных частиц.

При отсутствии зарядов на малых ($d \leq 0,1$ мкм) и больших ($d \geq 1$ мкм) частицах классические соотношения для β_{\pm} выглядят следующим образом:

$$\beta_{\pm} = \frac{1}{4} \pi \mathbf{V}_{\pm} d^2, \quad \beta_{\pm} = 2\pi D_{\pm} d,$$

где \mathbf{V}_{\pm} и D_{\pm} — тепловая скорость и коэффициент диффузии иона.

Для электропроводности атмосферы при наличии в основном грубодисперсного аэрозоля можно записать [29]:

$$\lambda_{\pm} = \frac{ve^2}{2\pi k T N d}.$$

И для случая очень мелкого аэрозоля ($d \leq 0,01$ мкм):

$$\mathbf{V}_{\pm} n_{\pm} = \frac{4(v - \alpha n_{\pm})}{\pi d^2 N}.$$

Таким образом, электропроводность зависит в первом случае одновременно от размера частиц и от их концентрации. Появление очень мелких частиц сопровождается увеличением проводимости воздуха.

Данные о размере частиц были получены лидарным методом и показали, что в пространственной области измерений при скачке электропроводности средний размер частиц составлял 1 мкм. То есть можно предположить, что в результате искусственно вызванных атмосферных процессов изменилась концентрация заряженных частиц, и это привело к увеличению проводимости. Более корректное физическое объяснение результата требует одновременного получения данных о распределении частиц по размерам и изменчивости размеров частиц, соотношенных с конкретными условиями электрического состояния атмосферы.

Экспериментально наблюдаемые изменения напряженности электрического поля можно объяснить следующим образом. В основе формирования электрической структуры объемных образований возмущенной атмосферы лежат процессы электризации молекул пара и аэрозольных частиц, находящихся в жидком и твердом состояниях, с последующим перераспределением разноименных зарядов. Задача эволюции электрического поля объемного заряда в ионизованной атмосфере рассматривалась в [30]. При внесении в атмосферу заряженного тела нарушается существующее распределение зарядов и, следовательно, изменяется пространственная структура электрического поля. Объем области возмущения определяется величиной созданного заряда в атмосфере и концентрацией заряженных частиц в возмущенной зоне. В случае, когда носителями зарядов являются ионы, движение возмущенной зоны можно описать уравнением

$$\frac{d}{dt} R = \frac{1}{4\pi\epsilon} \mu_{\pm} \frac{Q(t)}{R^2} \quad \text{или} \quad \frac{d}{dt} R^3 = \frac{3\mu_{\pm}}{4\pi\epsilon} Q(t),$$

где $Q(t)$ и R — ионный заряд внутри возмущенной зоны и ее радиус соответственно; μ_{\pm} — подвижность заряженных частиц; ϵ — диэлектрическая проницаемость.

Модель формирования зарядов на молекулах и каплях и представления об образовании избыточных зарядов в атмосфере приведены в [30].

Заключение

Обобщим основные экспериментальные результаты. При распространении в атмосфере микросекундных импульсов CO_2 -лазера в условиях пробоя и в допробойном режиме генерируются квазипериодические электрические и магнитные поля с частотой $10^5 - 10^6$ Гц и продолжительностью 10–100 мкс. Длительность регистрируемых антенной сигналов, наводимых при распространении излучения в условиях пробоя с крупными очагами, в несколько раз меньше, чем в допробойном режиме. Максимальное значение наведенных электрических и магнитных полей наблюдается при количестве очагов пробоя на единицу длины трассы $N_{\text{оч}} = 0,17 \text{ м}^{-1}$.

Параметры регистрируемых сигналов зависят от параметров воздействующего излучения (энергетических, пространственно-временных) и параметров

атмосферы (оптических, электрических, метеорологических, теплофизических, акустических, микроструктурных).

Вариации характеристик атмосферного электричества при любом воздействии на атмосферу зависят от электрохимического потенциала, состава компонентов среды, гранулометрического состава аэрозоля, пространственной однородности атмосферы. Поэтому проводимость атмосферы может служить индикатором параметров в зоне возмущения при воздействии лазерного излучения на атмосферу.

Рассмотренные экспериментальные данные могут быть положены в основу закономерностей корреляционных (причинно-следственных) связей между параметрами атмосферы и регистрируемых сигналов во многих задачах нелинейной оптики атмосферы, связанных с воздействием лазерного излучения на аэрозольно-газовые среды.

1. Коробкин В.В., Серов Р.В. Исследование магнитного поля искры, возникающей при фокусировке излучения лазера // Письма в ЖЭТФ. 1966. Т. 4, № 3. С. 103–106.
2. Аскарьян Г.А., Рабинович М.С., Смирнова А.Д., Студенов В.Б. Токи, создаваемые световым давлением при воздействии луча лазера на вещество // Письма в ЖЭТФ. 1967. Т. 5, № 4. С. 116–118.
3. Stamper J.A., Ripin B.H. Faraday-rotation measurements of megagauss magnetic fields in laser-produced plasmas // Phys. Rev. Lett. 1975. V. 34, N 3. P. 138–141.
4. Stamper J.A., Mc Lean E.A., Ripin B.H. Studies of spontaneous magnetic fields in laser-produced plasmas by Faraday rotation // Phys. Rev. Lett. 1978. V. 40, N 18. P. 1177–1181.
5. Raven A., Willi O., Rumsby P.T. Megagauss magnetic fields profiles in laser-produced plasmas // Phys. Rev. Lett. 1978. V. 41, N 8. P. 554–557.
6. Borghesi M., Mackinnon A.J., Gaillard R., Willi O., Pukhov A., Meyer-ter-Vehn J. Large quasistatic magnetic fields generated by a relativistically intense laser pulse propagating in a preionized plasma // Phys. Rev. Lett. 1998. V. 80, N 23. P. 5137–5140.
7. Sandhu A.S., Dharmadhikari A.K., Rajeev P.P., Kumar G.R., Sengupta S., Das A., Kaw P.K. Laser-generated ultrashort multimegagauss magnetic pulses in plasmas // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 89, N 22. P. 225002(1–4).
8. Murakami Y., Kitagawa Y., Sentoku Y., Mori M., Kodama R., Tanaka K.A., Mima K., Yamanaka T. Observation of proton rear emission and possible gigagauss scale magnetic fields from ultra-intense laser illuminated plastic target // Phys. Plasmas. 2001. V. 8, N 9. P. 4138–4143.
9. Wagner U., Tatarakis M., Gopal A., Beg F.N., Clark E.L., Dangor A.E., Evans R.G., Haines M.G., Mangles S.P.D., Norreys P.A., Wei M.-S., Zepf M., Krushelnick K. Laboratory measurements of 0.7 GG magnetic fields generated during high-intensity laser interactions with dense plasmas // Phys. Rev. E. 2004. V. 70, N 2. P. 026401(1–5).
10. Баландин С.Ф., Донченко В.А., Землянов Ал.А., Мышкин В.Ф., Хан В.А., Абрамова Е.С. Электрические параметры канала лазерного пучка в атмосфере I // Изв. вузов. Физ. 2019. Т. 62, № 4. С. 16–20.
11. Баландин С.Ф., Донченко В.А., Землянов Ал.А., Мышкин В.Ф., Хан В.А., Абрамова Е.С. Электрические параметры канала лазерного пучка в атмосфере II // Изв. вузов. Физ. 2019. Т. 62, № 5. С. 3–8.
12. Jung R., Osterholz J., Lowenbruck K., Kiselev S., Pretzler G., Pukhov A., Willi O., Kar S., Borghesi M., Nazarov W., Karsch S., Clarke R., Neely D. Study of electron-beam propagation through preionized dense foam plasmas // Phys. Rev. Lett. 2005. V. 94, N 19. P. 195001(1–4).
13. Li Y.T., Yuan M.H., Zheng Z.Y., Sheng Z.M., Chen M., Ma Y.Y., Liang W.X., Yu Q.Z., Zhang Y., Liu F., Wang Z.H., Wei Z.Y., Zhao W., Jin Z., Zhang J. Observation of a fast electron beam emitted along the surface of a target irradiated by intense femtosecond laser pulses // Phys. Rev. Lett. 2006. V. 96, N 16. P. 165003(1–4).
14. Тер-Аветисян С., Нуклес П.В. Ускорение ионов на передней и задней поверхностях тонких фольг интенсивными лазерными импульсами длительностью 40 фс // Письма в ЖЭТФ. 2006. Т. 83, № 5–6. С. 246–250.
15. Mourou G.A., Tajima T., Bulanov S.V. Optics in the relativistic regime // Rev. Mod. Phys. 2006. V. 78, N 2. P. 309–371.
16. Донченко В.А., Баландин С.Ф., Кемельбеков Б.Ж., Мышкин В.Ф., Хан В.А. Физические основы создания каналов ионизации в атмосфере при непрерывном и импульсном лазерном воздействии // Изв. вузов. Физ. 2018. Т. 61, № 5. С. 98–108.
17. Kuhl A.L., White D.A., Kirkendall B.A. Electromagnetic waves from TNT explosions // J. Electromagn. Anal. Appl. 2014. V. 6, N 10. P. 280–295.
18. Лубенко Д.М., Прокопьев В.Е., Алексеев С.В., Иванов М.В., Лосев В.Ф. Управление расходимостью ТГц-излучения, возникающего в лазерной плазме филамента // Оптика атмосф. и океана. 2019. Т. 32, № 4. С. 285–288; Lubenko D.M., Prokopenko V.E., Alekseev S.V., Ivanov M.V., Losev V.F. Control of THz radiation divergence in laser filaments // Atmos. Ocean. Opt. 2019. V. 32, N 4. P. 430–433.
19. Hamster H., Sullivan A., Gordon S., Falcone R.W. Short-pulse terahertz radiation from high-intensity-laser-produced plasmas // Phys. Rev. E. 1994. V. 49, N 1. P. 671–677.
20. Tzortzakis S., Méchain G., Patalano G., André Y., Prade B., Franco M., Mysyrowicz A. Coherent sub-terahertz radiation from femtosecond infrared filaments in air // Opt. Lett. 2002. V. 27, N 21. P. 1944–1946.
21. Méchain G., Tzortzakis S., Prade B., Franco M., Mysyrowicz A., Leriche B. Calorimetric detection of THz radiation from femtosecond filaments in air // Appl. Phys. B: Lasers Opt. 2003. V. 77, N 8. P. 707–709.
22. Amico C.D., Houard A., Franco M., Prade B., Mysyrowicz A. Coherent and incoherent radial THz radiation emission from femtosecond filaments in air // Opt. Express. 2007. V. 15, № 23. P. 15274–15279.
23. Бежанов С.Г., Урютин С.А. Генерация нелинейных токов и низкочастотного излучения при взаимодействии лазерного импульса с металлом // Квант. электрон. 2013. Т. 43, № 11. С. 1048–1054.
24. Миронов В.А., Оладышкин И.В., Фадеев Д.А. Конверсия оптического излучения в терагерцевое на поверхности полуметалла // Квант. электрон. 2016. Т. 46, № 8. С. 753–758.
25. Коржмианов А.В., Гонсков А.А., Хазанов Е.А., Сергеев А.М. Горизонты петаваттных лазерных комплексов // Успехи физ. наук. 2011. Т. 181, № 1. С. 9–32.
26. Баландин С.Ф., Беляев Е.Б., Годлевский А.П., Копытин Ю.Д., Иванов Ю.В. Исследование транспорт-

- ных и электрофизических характеристик лазерной искры, инициированной в приземной атмосфере импульсами CO₂-лазера. Деп. в ВИНТИ. Рег. № 3430-84 от 25.04.1984 // Изв. вузов. Физика. 1984. 21 с.
27. *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.
28. *Донченко В.А., Кабанов М.В., Самохвалов И.В.* Распространение оптических волн в дисперсных средах. Томск: Изд-во НТЛ, 2014. 460 с.
29. *Атмосфера:* справочник. Л.: Гидрометеиздат, 1991. 511 с.
30. *Красиков Н.Н.* Физико-химические аспекты атмосферного электричества // ДАН СССР. 1991. Т. 319, № 2. С. 325–329.

V.F. Myshkin, S.F. Balandin, V.A. Donchenko, V.A. Pogodaev, V.A. Khan, E.S. Abramova, Yu.I. Kulakov, M.S. Pavlova, V.L. Khazan, D.M. Horohorin. **Generation of electric and magnetic fields in the high-intense laser radiation propagation in the atmosphere.**

We present the experimental results on electric and magnetic fields generated under breakdown and pre-breakdown modes of pulsed laser radiation propagation along atmospheric paths. It has been established that quasiperiodic electric and magnetic fields (105–106 Hz, duration of 10–100 μs) are generated during propagation of μs CO₂ laser pulses in the atmosphere under breakdown and pre-breakdown modes. The strongest induced electric and magnetic fields are observed at the number of breakdown centers per unit path length $N_{Nh} = 0.17 \text{ m}^{-1}$. The connection of electric and magnetic fields arising around the ionization channel with the atmospheric parameters is shown.