

Управление протяженными высоковольтными электрическими разрядами в атмосферном воздухе УФ излучением K_rF-лазера

В.Д.Зворыкин, А.О.Левченко, Н.Н.Устиновский

Выполнены эксперименты по коммутации протяженных (длиной ~ 1 м) высоковольтных (до 390 кВ) электрических разрядов с помощью УФ импульсов K_rF-лазера ГАРПУН длительностью 100 нс, в которых продемонстрировано полукоротное увеличение длины разрядного промежутка, пробиваемого в присутствии лазерной подсветки. Полное управление траекторией разряда вдоль направления лазерного пучка наблюдалось при энергии излучения ~ 300 мДж (соответствующая интенсивность $I = 5 \times 10^8$ Вт/см² и создаваемая ею начальная концентрация электронов $N_e \sim 10^{11}$ см⁻³), а частичное управление – при энергии 40 мДж ($I = 7 \times 10^7$ Вт/см², $N_e \sim 8 \times 10^9$ см⁻³) со 100%-ной вероятностью пробоя. Обсуждаются преимущества использования для активной молниезащиты УФ лазера по сравнению с лазерами ИК диапазона и системами УКИ.

Ключевые слова: электрический пробой, УФ лазерная подсветка, активная молниезащита.

1. Создание электропроводящих каналов в воздухе с помощью лазеров

Создание с помощью лазера протяженных электропроводящих плазменных каналов в атмосферном воздухе представляет интерес для инициирования высоковольтных разрядов (в том числе для активной защиты от молнии [1, 2]), для беспроводной передачи электрической мощности и импульсов тока, а также для уменьшения расходимости электромагнитного излучения радиочастотного и СВЧ диапазонов за счет передающих плазменных антенн или искусственных плазменных волноводов [3–5]. В ранних экспериментах по инициированию высоковольтных электрических разрядов использовались импульсные Nd- (длина волны $\lambda = 1.06$ мкм) и CO₂-лазеры ($\lambda = 10.6$ мкм) [6–8]. В сфокусированном лазерном пучке при интенсивностях соответственно $\sim 10^{10}$ и $\sim 10^8$ Вт/см² возникал оптический пробой газа, лавинная ионизация в котором обусловлена обратным тормозным поглощением излучения [9]. Многофотонная ионизация атомов кислорода с потенциалом ионизации $I_1 = 12.06$ эВ и азота с $I_1 = 15.58$ эВ при небольшой энергии кванта излучения Nd-лазера $h\nu = 1.17$ эВ маловероятна и играет некоторую роль лишь на начальной стадии развития электронной лавины. Для CO₂-лазера с $h\nu = 0.117$ эВ вероятность многофотонной ионизации вообще пренебрежимо мала, а затравочные электроны в лавине обусловлены естественной фоновой ионизацией воздуха либо испарением и ионизацией аэрозольных частиц. Протяженность плазмы определяется распространением плазменного фронта вдоль каустики лазерного пучка за счет различных гидродинамических или радиационных

механизмов переноса в так называемых волне поглощения либо волне пробоя [9, 10]. Фронт волны поглощения в зависимости от интенсивности излучения и режима распространения движется преимущественно навстречу лазерному излучению со скоростью 10^3 – 10^4 м/с, и за время действия импульса 0.1 мкс–1 мс длина плазмы оптического пробоя не превышает ~ 10 см. В волне пробоя фронт лавинной ионизации распространяется с высокой фазовой скоростью вдоль каустики лазерного пучка по мере нарастания интенсивности лазерного импульса. Протяженность такой длинной лазерной искры (ДЛИ) достигает нескольких метров, однако, как правило, она состоит из отдельных стохастических плазменных очагов, расстояние между которыми тем больше, чем больше длина перетяжки сфокусированного лазерного пучка и чем меньше превышение интенсивностью порога пробоя газа. Из-за неоднородной структуры ДЛИ электрическое сопротивление ее канала велико, что затрудняет пробой промежутка, к которому приложено напряжение. Снижение порога пробоя в этом случае происходит вследствие поляризации плазмы и обострения напряженности электрического поля между отдельными плазменными очагами, хотя определенную роль играет и фотоионизация газа собственным УФ излучением плазмы.

Для формирования сплошной ДЛИ в газе применяется фокусировка лазерного излучения аксиконом – конической линзой или зеркалом [11]. В отличие от сферической оптики аксикон концентрирует излучение вдоль протяженного осевого отрезка, обеспечивая схождение пучка по конической образующей под углом γ к оси аксикона. Длина фокального отрезка $L_a = R/\gamma$, где R – радиус аксикона, увеличивается с уменьшением γ , однако одновременно возрастает и поперечный диаметр фокальной области $d = 2.4/(\pi\gamma)$, что приводит к уменьшению интенсивности излучения на оси. Боковой подвод излучения к различным точкам вдоль фокального отрезка аксикона позволяет избежать эффекта плазменной экранировки [12]. Хотя теоретически длина фокального отрезка аксикона может быть очень большой (более 100 м), реально полу-

В.Д.Зворыкин, А.О.Левченко, Н.Н.Устиновский. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; ООО «Новые энергетические технологии», Россия, 107045 Москва, Сретенский б-р, 7/1/8, стр. 3; e-mail: zvorykin@sci.lebedev.ru

Поступила в редакцию 12 августа 2010 г., после доработки – 21 января 2011 г.

ченная в лабораторных экспериментах с использованием CO₂- и Nd-лазеров длина сплошного плазменного канала в воздухе не превышала ~ 1.5 м и обуславливала высокие энергозатраты (~ 200 Дж/м) на создание плотной плазмы оптического пробоя [13, 14].

Многочисленные лабораторные эксперименты по иницированию высоковольтных электрических разрядов с помощью лазерной искры (см., напр., тематический выпуск журнала [15]) стимулировали попытки лазерного управления молнией. В натуральных экспериментах [16] было зарегистрировано несколько событий иницирования молнии с помощью ДЛИ длиной 2 м, которая была направлена от вершины 50-метровой башни в сторону грозового облака. Существенно, что помимо двух мощных CO₂-лазеров (с энергией ~ 1 кДж и длительностью импульса ~ 50 нс каждый) и Nd-лазера (600 Дж, 50 нс) протяженная трасса, направленная к грозовой туче, подсвечивалась цугом УФ импульсов четвертой гармоники излучения Nd-лазера ($\lambda = 264$ нм) с небольшой энергией (~ 100 мДж), следовавших с частотой 70 Гц.

Согласно [1, 2] наиболее эффективное управление молнией ожидается при иницировании нисходящего лидера от нижнего края грозовой тучи, для чего на высоте как минимум 1 км с помощью лазера надо создать и поддерживать в течение ~ 10 мкс проводящий канал длиной ~ 20 м с концентрацией электронов $N_e \sim 10^{12}$ см⁻³, перетекание электрического заряда по которому приведет к его поляризации и обострению напряженности электрического поля на его краях. Многофотонная ионизация газа УФ излучением эксимерных лазеров либо третьей или четвертой гармоники твердотельных лазеров позволяет создавать протяженные плазменные каналы в допороговом режиме, т.к. пороги оптического пробоя воздуха для УФ излучения значительно больше ~ 10¹¹ Вт/см² [17–23]. Например, для образования одного свободного электрона при фотоионизации кислорода достаточно трех квантов излучения КгF-лазера ($h\nu = 5$ эВ). При этом температура тяжелых частиц в неравновесной плазме будет существенно ниже температуры электронов $T_e \sim 1$ эВ, а степень ионизации – на много порядков ниже, чем при лавинном пробое воздуха ($N_e \sim 10^{19}$ см⁻³), и соответственно ниже будут затраты лазерной энергии. Однако даже в случае превышения порога пробоя концентрация электронов в однократно ионизированной воздушной плазме $N_e = 2.7 \times 10^{19}$ см⁻³ будет на два порядка меньше критической концентрации $N_{e_{cr}} = \pi c^2 m_e / (e^2 \lambda^2) = 1.6 \times 10^{22}$ см⁻³ для излучения с $\lambda = 248$ нм, вследствие чего такая плазма останется прозрачной для падающего излучения.

Новые возможности появились при использовании лазерных УКИ фемтосекундной длительности с мультитераваттной пиковой мощностью. При распространении в атмосфере спектрально-ограниченные УКИ (имеющие предельно короткую длительность при заданной ширине спектра) уширяются во времени за счет дисперсии показателя преломления воздуха. Однако, внося отрицательную фазовую модуляцию (чирпирование) частоты излучения в исходный импульс, можно скомпенсировать его расплывание и получать временное сжатие УКИ по мере его распространения в атмосфере. При пиковой мощности УКИ, превышающей критическую мощность $P_{cr} = 3.77 \lambda_0^2 / (8\pi n_0 n_2)$ (λ_0 – длина волны излучения в вакууме, n_0 и n_2 – линейная и нелинейная части показателя преломления $n = n_0 + n_2 I$, I – интенсивность), лазерный пучок распадается на ионизованные нитевидные каналы (филаменты) с характер-

ным диаметром ~ 100 мкм и концентрацией электронов $10^{16} - 10^{17}$ см⁻³, по которым в самосогласованном режиме с очень малыми потерями передается излучение с интенсивностью $10^{13} - 10^{14}$ Вт/см² (см., напр., [24–27]). Наибольшая длина L иницируемого филаментами электрического разряда в лабораторных экспериментах с использованием титан-сапфирового лазера (центральная длина волны $\lambda = 790$ нм, пиковая мощность УКИ 200 ТВт, их длительность 150 фс) составляла ~ 4 м при напряжении на разрядном промежутке $U \sim 2$ МВ [28–40]. В натуральных экспериментах было отмечено влияние филаментов на электрические разряды в грозовой туче [41].

Поскольку время жизни свободных электронов в воздушной плазме $\tau_e \sim 10$ нс ограничено прилипанием электронов к молекуле O₂ или электрон-ионной рекомбинацией (при $N_e \geq 10^{14}$ см⁻³), то создаваемая УКИ электронная проводимость сохраняется на относительно небольшой длине филамента $l_e = c\tau_e \sim 3$ м, что примерно совпадает с предельной длиной управляемого разряда L , полученной в экспериментах. Для увеличения длины L ($L \gg l_e$) необходимо поддержание ионизации в течение существенно большего времени, необходимого для развития электрического пробоя. Такое поддержание может быть обеспечено последующими длинными импульсами ($\tau_{las} \gg \tau_e$) излучения видимого или УФ диапазона за счет фотоотрыва электронов от отрицательного молекулярного иона O₂⁻, который возможен при значительно меньшей интенсивности, чем многофотонная ионизация газа УКИ [19, 20, 41–44]. Хотя при энергии связи (средства) электрона в O₂⁻ ($\epsilon \sim 0.5$ эВ) пороговая для фотоотрыва длина волны $\lambda \approx 2.5$ мкм, сечение этого процесса в УФ диапазоне возрастает на два порядка по сравнению с пороговым значением [45]. Отметим, что в экспериментах [21] управляемый высоковольтный разряд длиной $L = 34$ см при напряжении $U = 260$ кВ иницировался излучением КгF-лазера с энергией $E_{las} = 750$ мДж и длительностью импульса $\tau_{las} = 21$ нс, ненамного превышающей время жизни свободных электронов.

В настоящей работе протяженные (~ 1 м) высоковольтные ($U = 390$ кВ) разряды в атмосферном воздухе иницировались длинными (~ 100 нс) и мощными (~ 1 ГВт) импульсами излучения КгF-лазера, создававшими и поддерживавшими ионизацию воздуха в течение сравнительно большого времени $\tau_{las} \gg \tau_e$. Исследовалась возможность управления разрядом при уменьшении интенсивности (энергии) излучения и различной полярности напряжения на разрядном промежутке.

2. Иницирование протяженных разрядов КгF-лазером ГАРПУН

Схема экспериментов по иницированию высоковольтных разрядов представлена на рис. 1. КгF-лазер ГАРПУН с накачкой электронными пучками работал в режиме инжекции в неустойчивый резонатор затравочного излучения задающего генератора [46]. Максимальная энергия на выходе лазера достигала 100 Дж при длительности импульса на полувысоте $\tau_{las} = 75$ нс. Лазерный пучок имел квазистационарное угловое распределение интенсивности с расходимостью 0.1–0.15 мрад и фокусировался в разрядный промежуток длиннофокусной линзой с $F = 8$ м. Каустика линзы имела диаметр фокальной перетяжки $d \sim 1$ мм и длину ~ 10 см. При энергии лазерного излучения $E_{las} \geq 25$ Дж (ей соответствовала интенсивность излучения $I = E_{las} / [\tau_{las} (\pi d^2 / 4)] \sim 4 \times 10^{10}$ Вт/см²) вблизи фоку-

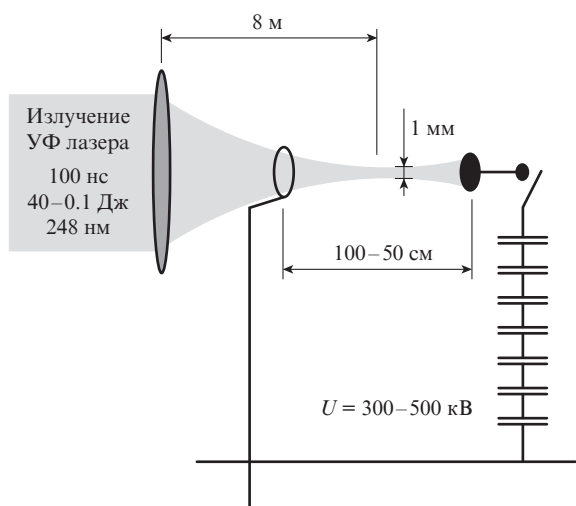


Рис.1. Схема экспериментов по инициированию высоковольтных разрядов.

са линзы возникал оптический пробой воздуха в виде нескольких плазменных очагов. При уменьшении энергии (для этого на выходной апертуре лазера устанавливались ограничивающие диафрагмы или уменьшалась энергия накачки) оптический пробой отсутствовал.

Излучение вводилось в разрядный промежуток через отверстие диаметром 18 мм в заземленном электроде, выполненном в виде полусферы диаметром 75 мм (рис.2). Для выравнивания пространственного распределения электрического поля он окружался полированным алюминиевым кольцом диаметром 250 мм. Высоковольтный электрод представлял собой полусферу диаметром 30 мм, расположенную на конце цилиндрического штока. Фокус линзы находился относительно высоковольтного электрода на расстоянии от $L/2$ до $L/3$ при длине промежутка $L = 50-80$ см. Меньшие значения L соответствовали самопробой промежутка, а большие – максимальной длине управляемого разряда при приложенном напряжении $U = 390$ кВ. Импульс напряжения генерировался семикаскадным генератором импульсных напряжений (ГИН), собранным по схеме Маркса из конденсаторов ИК-100-0.25. Ударная емкость ГИНа была равна 0.036 мкФ, а диапазон изменения амплитуды напряжения составлял 300–500 кВ. Форма импульса напряжения измерялась малоиндуктивным шунтом с сопротивлением ~ 2 кОм, а ток в цепи разряда – поясом Роговского.

На рис.2 показаны фотографии разрядного промежутка и электрического разряда в режиме самопробоя и с лазерным управлением, полученные с помощью цифровой видеокамеры «Видеоскан-285». Поскольку интенсивность свечения разряда многократно превышала интенсивность освещения лабораторного помещения, его изображения получались при использовании нейтральных светофильтров с суммарной оптической плотностью $D = 5.6$ (соответствующее ослабление составляло 0.25×10^{-5}). Затем изображения разряда на компьютере совмещались с фотографией промежутка и электродов, полученными без светофильтров. При амплитуде импульса напряжения $U = 390$ кВ самопробой промежутка длиной $L \leq 50$ см развивался с вероятностью, близкой к 100%, и происходил вдоль стохастической траектории. При $L = 60$ см самопробой имел уже малую вероятность, в то время как при УФ лазерной подсветке он возникал с вероятностью $\sim 100\%$ и в точно-

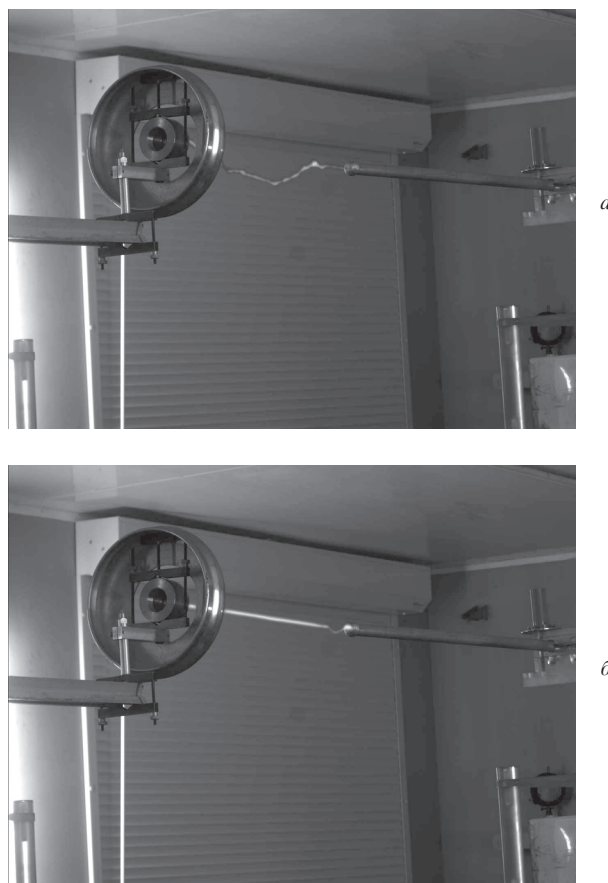


Рис.2. Изображения разрядного промежутка и разряда в режимах самопробоя (а) и управляемого пробоя УФ лазерным излучением (б). Расстояние между электродами 60 см.

сти совпадал с направлением распространения лазерного пучка. При $L \geq 80$ см вероятность пробоя при заданном напряжении становилась малой даже в условиях лазерной подсветки.

На рис.3 показаны характерные осциллограммы лазерного импульса, разрядного тока в случае коммутации разряда и приложенного к промежутку напряжения (без коммутации разряда). Импульс напряжения в отсутствие

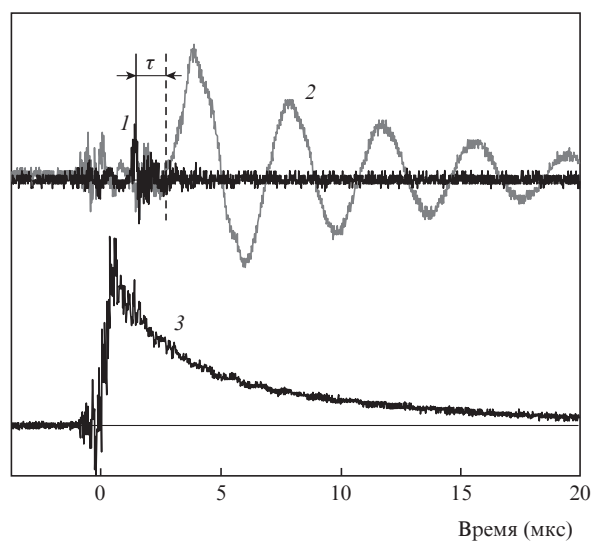


Рис.3. Осциллограммы лазерного импульса (1), тока разряда (2) и напряжения на разрядном промежутке без коммутации разряда (3).

пробоя промежутка имеет длительность фронта ~ 0.3 мкс и длительность спада ~ 4.5 мкс, определяемую стеканием заряда ГИНа через его собственные зарядные сопротивления. Лазерный импульс приходит на разрядный промежуток спустя ~ 2 мкс после максимума импульса напряжения, когда напряжение уменьшается примерно на 20%. Пробой промежутка и ток через него возникали с некоторой задержкой τ , которая зависела от амплитуды напряжения U , его полярности, длины промежутка L и энергии лазерного импульса E_{las} .

Ток разряда имеет затухающую осциллирующую форму и описывается формулой

$$i(t) = A_0 \exp\left(-\frac{R_c}{2L_c} t\right) \times \left[\frac{R_c}{2L_c} \sin(\omega t + \alpha_0) - \omega \cos(\omega t + \alpha_0) \right], \quad (1)$$

где частота колебаний

$$\omega = \sqrt{\frac{1}{L_c C} - \frac{R_c^2}{4L_c^2}},$$

начальная амплитуда

$$A_0 = CU \left(1 - \frac{R_c^2}{4L_c^2}\right)^{-1/2},$$

а время затухания амплитуды $\tau_{\text{dec}} = 2L_c/R_c$.

Аналогичную форму, но сдвинутую по фазе на $\pi/2$, имело при коммутации и напряжение на ГИНе. Из измеренных значений периода $T = 4$ мкс и времени затухания $\tau_{\text{dec}} = 4.5$ мкс для известной емкости ГИНа $C = 0.036$ мкФ можно найти индуктивность L_c и сопротивление R_c разрядного контура. Чтобы учесть вклад сопротивления воздушных разрядников ГИНа в полное сопротивление разрядного контура, проводились измерения тока и напряжения в условиях короткого замыкания разрядного промежутка медным проводником большого сечения (20 мм²), который имеет пренебрежимо малое собственное сопротивление. Эксперименты при длине промежутка $L = 60$ см показали, что полная индуктивность разрядного контура не зависит от способа замыкания промежутка и составляет 10 мкГн. При замыкании промежутка медным проводником полное сопротивление контура $R_c = 1.6$ Ом, в случае управляемого излучением лазера пробоя промежутка $R_c = 1.8$ – 2.2 Ом, а при самостоятельном пробое без лазерной подсветки $R_c = 2.2$ – 2.3 Ом. Таким образом, при лазерном управлении собственное сопротивление плазменного шнура $R_{\text{las}} = 0.2$ – 0.4 Ом, а при самопробое оно было лишь немногим больше: 0.4 – 0.5 Ом, что, очевидно, связано с большей длиной стохастического канала.

На рис.4 представлены зависимости задержки начала тока разряда τ относительно прихода лазерного импульса на разрядный промежуток от энергии излучения E_{las} при различной полярности напряжения. Величина задержки при $E_{\text{las}} \geq 10$ Дж не превышает 0.1 мкс вне зависимости от полярности приложенного напряжения. При меньших энергиях задержка возрастает, причем наиболее сильно при положительной полярности напряжения на высоковольтном электроде. Порог управляемого пробоя $E_{\text{las}}^{\text{th}} \approx 40$ мДж, что соответствует интенсивности лазерного излучения в перетяжке линзы $I \sim 7 \times 10^7$ Вт/см². Отметим, что увеличе-

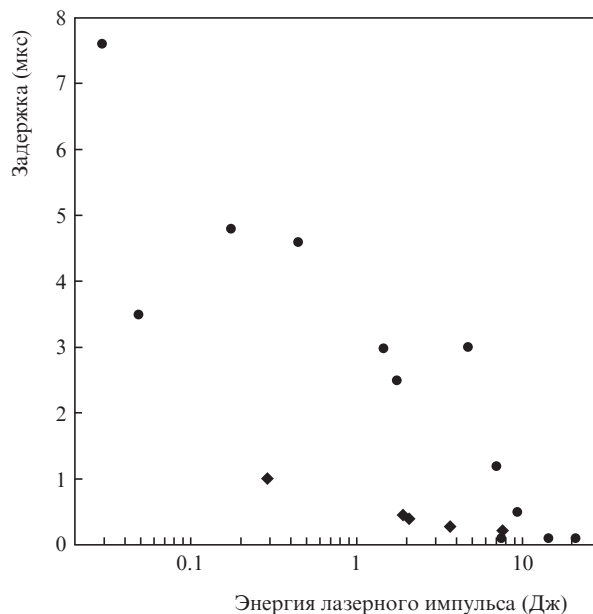


Рис.4. Задержка тока разряда относительно лазерного импульса при положительной (●) и отрицательной (◆) полярности напряжения.

ние задержки до 5 мкс приводило к спаду напряжения на 30% от максимального значения (см. рис.3), что, по-видимому, и определяло в конечном итоге невозможность пробоя промежутка при энергиях $E_{\text{las}} \leq E_{\text{las}}^{\text{th}}$ и соответственно больших задержках.

Изменение характера (траектории) разряда по мере уменьшения энергии лазерного импульса E_{las} можно проследить на рис.5. В отсутствие напряжения на электродах и при $E_{\text{las}} \geq 25$ Дж/см² наблюдались (в перетяжке лазерного пучка вблизи фокуса линзы) отдельные слабо светящиеся области оптического пробоя, а также свечение электрода, на который падало лазерное излучение (рис.5,б). При подаче импульса напряжения с амплитудой $U = 390$ кВ положительной полярности максимальная длина управляемого разряда $L = 80$ см (рис.5,в). При уменьшении энергии длина управляемой части разряда (совпадающей с каустикой лазерного пучка) уменьшалась, причем прямолинейный участок сохранялся в ограниченной области перетяжки (рис.5,г, д), где интенсивность лазерного излучения была наибольшей. При $E_{\text{las}} \leq E_{\text{las}}^{\text{th}} = 40$ мДж траектория разряда становилась случайной (рис.5,е). Отметим, что без УФ лазерной подсветки промежуток длиной $L = 60$ см с большой вероятностью вообще не пробивался. При отрицательной полярности напряжения на высоковольтном электроде (рис.5,ж) разряд эффективно направлялся вдоль всей длины разрядного промежутка даже при сравнительно небольшой энергии лазерного излучения $E_{\text{las}} \sim 0.3$ Дж ($I \sim 5 \times 10^8$ Вт/см²), при которой в случае положительной полярности наблюдалось лишь неполное управление разрядом.

3. Характерные значения электронной концентрации, создаваемой УФ лазерной подсветкой

В предшествующих экспериментах [4] (см. также [47]) нами с помощью измерения фотопроводимости была найдена квазистационарная концентрация фотоэлектронов,

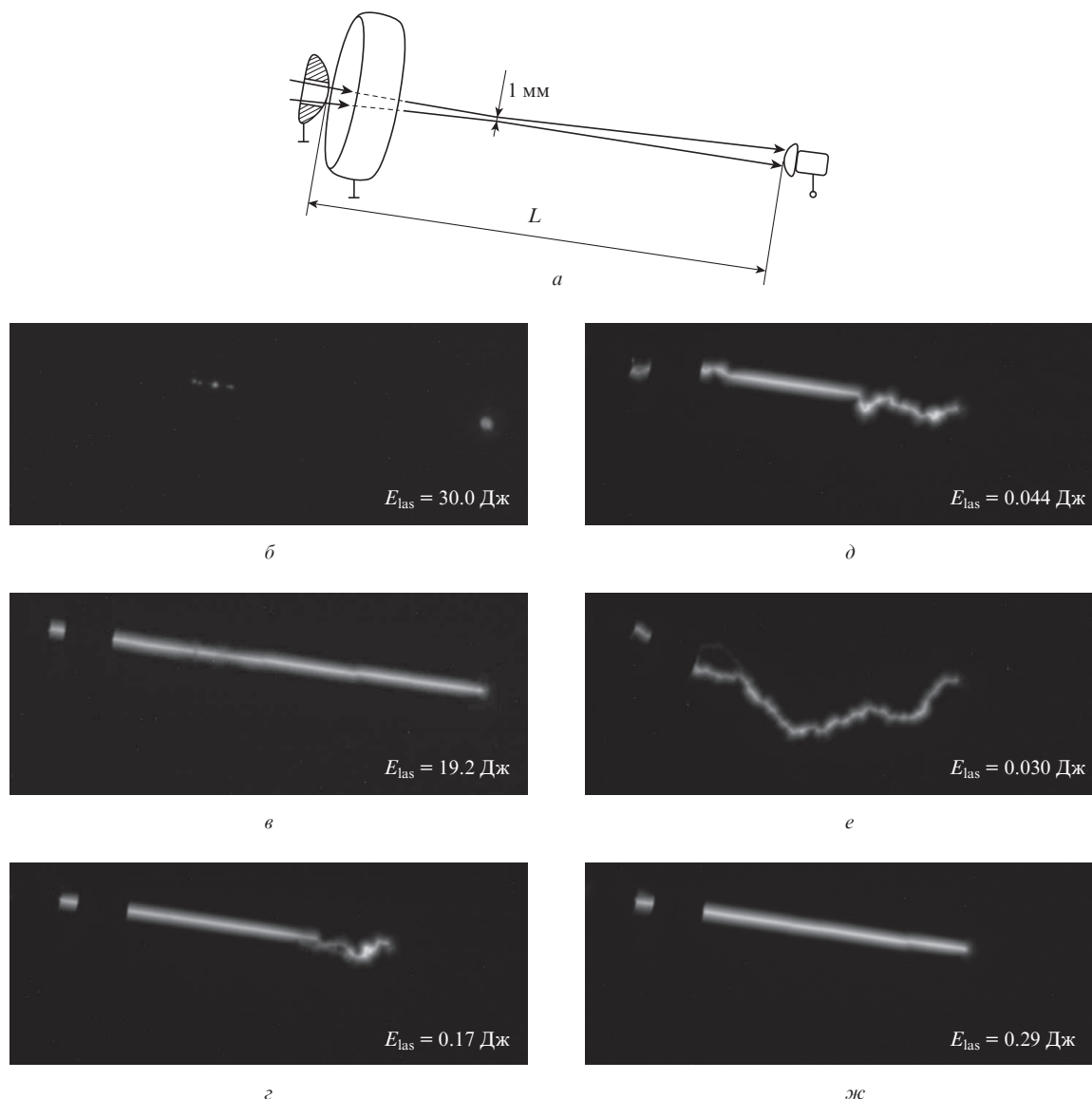


Рис.5. Схематичное изображение (а) и фотографии разрядного промежутка при расстояниях между электродами $L = 80$ (б, в) и 60 см (г–ж) в отсутствие (б) и при наличии положительного (в–е) и отрицательного (ж) напряжения $U = 390$ кВ для различных энергий лазерного импульса E_{las} .

создаваемая импульсами УФ излучения КгF-лазера длительностью 22 нс в атмосферном воздухе (рис.6). Лазерное излучение с энергией 5 – 200 мДж, варьируемой с помощью ослабителей, фокусировалось линзами с фокусными расстояниями $F = 0.5$ или 2 м в промежуток между двумя полыми трубчатыми электродами (для предотвращения фотоэффекта с поверхности электродов). Расстояние между электродами (несколько миллиметров) подбиралось примерно равным длине фокальной перетяжки, так что интенсивность лазерного излучения оставалась примерно одинаковой вдоль длины разрядного промежутка. Распределение интенсивности в поперечном сечении измерялось профилометром. Средний диаметр фокального пятна по уровню половины максимальной интенсивности для линзы с фокусным расстоянием $F = 2$ м составлял ~ 100 мкм. Для другой линзы форма распределения была подобной, а диаметр пятна был пропорциональным ее фокусному расстоянию. В целом за счет уменьшения энергии импульсов, изменения фокусного расстояния линзы и дополнительной расфокусировки лазерного пучка (за счет перемеще-

ния фокуса линзы за пределы разрядного промежутка) диапазон изменения интенсивности в экспериментах составил 3×10^6 – 7×10^{10} Вт/см². Для определения концентрации по измеренной проводимости использовалась подвижность электронов в разрядном промежутке $\mu_e \sim 10^3$ см²·В⁻¹·с⁻¹ [1]. Предварительно проверялось выполнение закона Ома для зависимости фототока от напряжения и длины межэлектродного промежутка.

На рис.6 имеются две области, различающиеся характером зависимости концентрации электронов N_e от интенсивности I . При сравнительно высоких интенсивностях $I = 3 \times 10^8$ – 7×10^{10} Вт/см² (но ниже порога оптического пробоя воздуха $\sim 10^{11}$ Вт/см²) эта зависимость имеет вид $N_e \sim I^2$, характерный для двухступенчатого процесса двухквантового возбуждения кислорода в промежуточное состояние с последующей быстрой одноквантовой ионизацией. В области низких интенсивностей (3×10^6 – 3×10^8 Вт/см²) наблюдалась линейная зависимость $N_e \sim I$, которую можно объяснить двухступенчатой одноквантовой ионизацией сложных органических примесных молекул с низкими по-

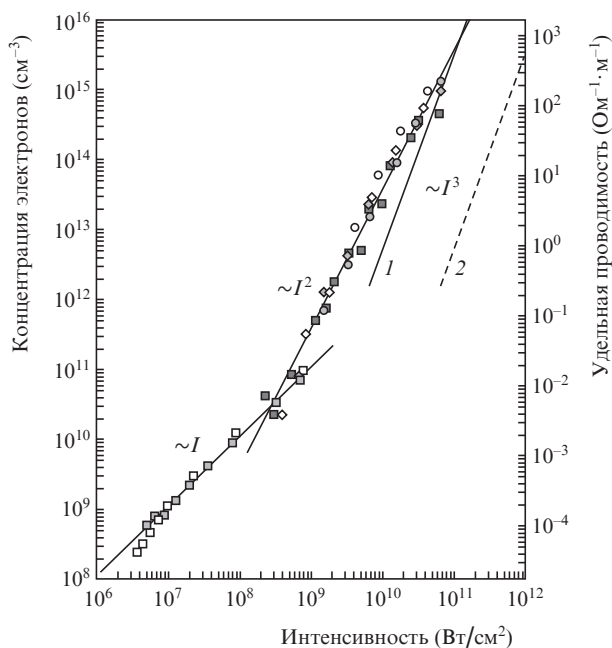


Рис.6. Зависимости концентрации электронов и удельной проводимости плазмы от интенсивности в различных сериях экспериментов при изменении фокусного расстояния линзы, напряжения и длины межэлектродного промежутка. Кривые 1 и 2 – расчеты для прямой трехфотонной ионизации кислорода при сечениях $\sigma^{(3)} = 1.9 \times 10^{-28}$ (1) и 3×10^{-31} $\text{см}^6 \cdot \text{с}^2 \cdot \text{Дж}^{-3}$ (2).

тенциалами ионизации через промежуточные резонансные уровни. Не исключен также фотоэффект на аэрозольных микрочастицах, т. к. энергия УФ квантов превышает работу выхода для большинства материалов.

Для сравнения на рис.6 показаны также расчетные зависимости для прямой трехфотонной ионизации воздуха, полученные при различных сечениях $\sigma^{(3)}$. Отметим, что приводимые в разных работах величины $\sigma^{(3)}$ для кислорода либо рассчитывались по формуле Келдыша, либо находились экспериментально, причем их значения различаются на три порядка (от 1.9×10^{-28} до 3×10^{-31} $\text{см}^6 \cdot \text{с}^2 \cdot \text{Дж}^{-3}$). Видно, что в любом случае в наших экспериментальных условиях трехфотонная ионизация не играла никакой роли.

Для более надежной интерпретации этих результатов требуются дополнительные исследования фотоионизации воздуха и его основных компонентов, рекомбинации электронов и ионов, а также фотоотрыва электронов от электроотрицательного иона O_2^- . Однако характерные значения электронной концентрации, которые являются начальными при развитии электрического пробоя, могут быть найдены из имеющейся зависимости $N_e(I)$ (рис.6). Так, например, порогу управляемого пробоя ($I = 7 \times 10^7$ Вт/см^2) соответствует $N_e \sim 8 \times 10^9$ см^{-3} , а интенсивности $I = 5 \times 10^8$ Вт/см^2 , при которой наблюдалось полное управление разрядом, отвечает $N_e \sim 10^{11}$ см^{-3} .

4. Заключение

В экспериментах по коммутации протяженных (длиной ~ 1 м) высоковольтных (до 390 кВ) электрических разрядов УФ импульсами K_gF-лазера длительностью 100 нс продемонстрировано полуторкротное увеличение длины разрядного промежутка, пробиваемого в присутствии лазерной подсветки. Полное управление траекторией разряда вдоль оси лазерного пучка наблюдалось при энергии

излучения ~ 300 мДж (соответствующие ей интенсивность $I = 5 \times 10^8$ Вт/см^2 и начальная концентрация электронов $N_e \sim 10^{11}$ см^{-3}), а инициирование разряда с вероятностью, близкой к 100%, при частичном управлении (в области фокальной перетяжки линзы) имело место уже при 40 мДж ($I = 7 \times 10^7$ Вт/см^2 , $N_e \sim 8 \times 10^9$ см^{-3}). Таким образом, энергия УФ излучения, необходимая для инициирования электрического разряда и управления им, была на три порядка ниже, чем для лазеров ИК диапазона (CO_2 - и Nd-лазеров) при аналогичной длительности импульсов, и оказалась сравнимой с энергией мощных УКИ ($\tau_{\text{las}} \leq 100$ фс) титансапфирового лазера, использовавшегося для этих же целей. В отличие от ионизации УКИ, сопровождающейся филаментацией лазерного пучка и быстрой релаксацией электронов за время ~ 10 нс, протяженный высоковольтный разряд в данных экспериментах инициировался благодаря ионизации воздуха УФ излучением сравнительно низкой интенсивности $I = 10^8 - 10^9$ Вт/см^2 , которое поддерживало необходимую концентрацию электронов в течение времени действия лазерного импульса (~ 100 нс), на порядок превышавшего время релаксации электронов. Такой режим инициирования разряда выгодно отличается относительной простотой лазерной системы и может быть перспективным для создания активной системы молниезащиты.

Авторы благодарны И.В.Сметанину за обсуждение экспериментальных результатов.

Настоящая работа поддержана грантом РФФИ № 09-07-13593-офи_ц. Один из авторов (А.О.Левченко) благодарит УНК ФИАНа за поддержку.

1. Базелян Э.М., Райзер Ю.П. *Физика молнии и молниезащита* (М.: Физматлит, 2001).
2. Базелян Э.М., Райзер Ю.П. *УФН*, **170**, 753 (2002).
3. Аскарьян Г.А. *ЖЭТФ*, **55**, 1400 (1968).
4. Зворыкин В.Д., Левченко А.О., Молчанов А.Г. и др. *Кр. сообщ. физ. ФИАН*, №2, 49 (2010).
5. Зворыкин В.Д., Левченко А.О., Сметанин И.В., Устиновский Н.Н. *Письма в ЖЭТФ*, **91**, 244 (2010).
6. Koopman D.V., Wilkenson T.D. *J. Appl. Phys.*, **42**, 1883 (1971).
7. Greig J.R., Koopman D.W., Fernsler R.F., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **41**, 174 (1978).
8. Зворыкин В.Д., Николаев Ф.А., Холин И.В. и др. *Физика плазмы*, **5**, 1140 (1979).
9. Райзер Ю.П. *Лазерная искра и распространение разрядов* (М.: Наука, 1974).
10. Данилычев В.А., Зворыкин В.Д. *Труды ФИАН*, **142**, 117 (1983).
11. Коробкин В.В., Марин М.Ю., Пильский В.И. и др. *Квантовая электроника*, **12**, 959 (1985).
12. Пятницкий Л.Н., Коробкин В.В. *Труды ИОФАН*, **57**, 59 (2000).
13. Бычков С.С., Марин М.Ю., Пятницкий Л.Н. *Труды ИОФАН*, **50**, 166 (1995).
14. Аполлонов В.В., Василяк Л.М., Казанцев С.Ю. и др. *Квантовая электроника*, **32**, 115 (2002).
15. Управление разрядом молнии с помощью лазерного излучения. *Оптический журн.*, **66** (3) (1999).
16. Учидо Ш., Шимада Е., Ясуда Х. и др. *Оптический журн.*, **66** (3), 36 (1999).
17. Антипов А.А., Грасюк А.З., Жигалкин А.К. и др. *ЖТФ*, **61**, 200 (1991).
18. Лосев Л.Л., Сосков В.И. *Письма в ЖТФ*, **18**, 76 (1992).
19. Zhao X.M., Diels J.-C. *Laser Focus World*, **29**, 113 (1993).
20. Zhao X.M., Wang Y.C., Diels J.-C., Elizondo J. *IEEE J. Quantum Electron.*, **31**, 599 (1995).
21. Miki M., Wada A. *J. Appl. Phys.*, **80**, 3208 (1996).
22. Рэмбо П., Бигерт Дж., Кубичек В. и др. *Оптический журн.*, **66** (3), 30 (1999).
23. Rambo P., Schwarz J., Diels J.-C. *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, **3**, 146 (2001).

24. Rodriguez M., Bourayon R., Mejean G., et al. *Phys. Rev. E*, **69**, 036607 (2004).
25. Mechain G., Mejean G., Ackermann R., et al. *Appl. Phys. B*, **80**, 785 (2005).
26. Berge L., Skupin S., Nuter R., et al. *Rep. Progr. Phys.*, **70**, 1633 (2007).
27. Couairon A., Mysyrowicz A. *Phys. Rep.*, **441** (2-4), 47 (2007).
28. La Fontaine B., Vidal F., Comtois D., et al. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, **27**, 688 (1999).
29. Vidal F., Comtois D., Chien C.Y., et al. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, **28**, 418 (2000).
30. Desparois A., La Fontaine B., Bondiou-Clergerie A., et al. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, **28**, 1755 (2000).
31. Comtois D., Chien C.Y., Desparois A., et al. *Appl. Phys. Lett.*, **76**, 819 (2000).
32. Pepin H., Comtois D., Vidal F., et al. *Phys. Plasmas*, **8** (5), 2532 (2001).
33. Rodriguez M., Saurbrey R., Wille H., et al. *Opt. Lett.*, **27**, 772 (2002).
34. Comtois D., Pepin H., Vidal F., et al. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, **31**, 377 (2003).
35. Comtois D., Pepin H., Vidal F., et al. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, **31**, 387 (2003).
36. Gordon D.F., Ting A., Hubbard R.F., et al. *Phys. Plasmas*, **10**, 4530 (2003).
37. Ackerman R., Mechain G., Mejean G., et al. *Appl. Phys. B*, **82**, 561 (2006).
38. Houard A., D'Amico C., Liu Y., et al. *Appl. Phys. Lett.*, **90**, 171501 (2007).
39. Александров Н.Л., Базелян Э.М., Богатов Н.А. и др. *Физика плазмы*, **34**, 1142 (2008).
40. Fujii T., Miki M., Goto N., et al. *Phys. Plasmas*, **15**, 013107 (2008).
41. Kasparian J., Ackermann R., Andre Y.-B., et al. *Opt. Express*, **16**, 5757 (2008).
42. Hao Z.Q., Zhang J., Li Y.T., et al. *Appl. Phys. B*, **80**, 627 (2005).
43. Mejean G., Ackerman R., Kasparian J., et al. *Appl. Phys. Lett.*, **88**, 021101 (2006).
44. Narayanan V., Singh V., Pandey P.K., et al. *J. Appl. Phys.*, **101**, 073301 (2007).
45. Burch D.S., Smith S.J., Branscomb L.M. *Phys. Rev.*, **112**, 171 (1958).
46. Басов Н.Г., Вадковский А.Д., Зворыкин В.Д. и др. *Квантовая электроника*, **21**, 15 (1994).
47. Zvorykin V.D., Ionin A.A., Kudryashov S.I., et al. *Proc. 51th Workshop of the INFN ELOISOTRON Project «Charged and Neutral Particle Channeling Phenomena»*. Ed. by S.B.Dabagov, L.Palumbo (New Jersey–London–Singapore: World Scientific, the Science and Culture Ser.-Physics, 2008, p. 813).