

Создание протяженных плазменных каналов в атмосферном воздухе амплитудно-модулированным УФ излучением Ti:сапфир–KrF-лазера ГАРПУН-МТВ. Ч.2. Накопление электронов в плазме и управление электрическими разрядами

В.Д.Зворыкин, А.А.Ионин, А.О.Левченко, Г.А.Месяц, Л.В.Селезнев, Д.В.Синицын, И.В.Сметанин, Е.А.Сунчугашева, Н.Н.Устиновский, А.В.Шутов

Исследовано формирование протяженных (~1 м) плазменных каналов в атмосферном воздухе амплитудно-модулированными лазерными импульсами УФ излучения, являющимися суперпозицией усиленного в регенеративном KrF-усилителе с неустойчивым конфокальным резонатором цуга субпикосекундных УКИ и импульса квазистационарной генерации. Обладающие высокой (0.2–0.3 ТВт) пиковой мощностью УКИ эффективно ионизуют молекулы кислорода в процессе многофотонной ионизации, а импульс квазистационарной генерации, имеющий сравнительно большую длительность (~100 нс), поддерживает концентрацию электронов на уровне $n_e = (3-5) \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$ в результате подавления прилипания электронов к кислороду. В экспериментах по лазерному иницированию высоковольтных электрических разрядов показано, что использование комбинированных импульсов приводит к существенному снижению порога пробоя и позволяет эффективнее управлять траекторией разряда по сравнению с гладкими импульсами. Показано, что управляемый пробой может развиваться с задержкой в десятки микросекунд относительно лазерного импульса, что на много порядков превышает время жизни свободных электронов в лазерной плазме. Предложен механизм такого пробоя, обусловленный ускорением лавинной ионизации воздуха образующимися после окончания лазерного импульса отрицательными молекулярными ионами кислорода с низкой энергией связи электронов (~0.5 эВ) и большим временем жизни (~1 мс).

Ключевые слова: высоковольтный разряд, управление разрядами, лазерное иницирование разрядов, плазменные каналы в атмосфере, ионизация воздуха лазерным излучением.

1. Протяженные плазменные каналы в атмосферном воздухе, создаваемые лазерным излучением для управления электрическими разрядами

Существует два принципиально разных подхода к управлению протяженными высоковольтными электрическими разрядами в атмосфере путем создания с помощью лазеров электропроводящих плазменных каналов. Первый заключается в создании внутри разрядного промежутка так называемой лазерной искры – плотной плазмы с высокой температурой ионов. Например, для длинноволнового излучения CO₂-лазера ($\lambda = 10.6 \text{ мкм}$) порог оптического пробоя воздуха (не более 10^9 Вт/см^2) ниже, чем для УФ излучения, и в процессе лавинной ионизации оно создаёт относительно долгоживущую и плотную плазму с концентрацией электронов $n_e \approx 10^{19} \text{ см}^{-3}$, которая близка к состоянию термодинамического равновесия с температурой электронов, примерно равной температуре ионов ($T_e \approx T_i \approx 1 \text{ эВ}$) [1]. Стохастичность оптического пробоя, обусловленного аэрозольными частицами, случайными

флуктуациями в распределении интенсивности и экранировкой излучения плазмой, приводит к дискретности структуры длинной лазерной искры, получаемой при фокусировке излучения длиннофокусной оптикой, что не позволяет в полной мере использовать высокую электропроводность такой плазмы для иницирования разряда [2]. Сплошные плазменные каналы можно получать при фокусировке импульсного лазерного излучения конической оптикой [3], а в случае импульсно-периодического лазера – при перемещении фокуса оптической системы в результате движения одного из зеркал наземного телескопа [4], либо при движении самой фокусирующей системы в пространстве из-за реактивной тяги, создаваемой при лазерном воздействии на несущую платформу [5]. Напряжение электрического пробоя длинных промежутков в присутствии плотной равновесной плазмы снижается в десятки раз, хотя энергозатраты на ее создание все равно велики, т.к. включают в себя помимо идущей на ионизацию газа энергии $\sim n_e I_i$ (где I_i – потенциал ионизации) энергию, расходуемую на нагрев ионов и электронов до равновесной температуры. Экспериментально измеренные энергозатраты составляют ~200 Дж на метр длины плазменного канала [3]. Для канала длиной ~20 м, который по оценкам [6] может инициировать разряд молнии, требуется импульсный CO₂-лазер с энергией ~5 кДж [3, 5].

Другой подход к проблеме основывается на использовании УКИ фемтосекундной или пикосекундной длительности с мультитераваттной пиковой мощностью, генерируемых титан-сапфировым лазером в ближнем ИК

В.Д.Зворыкин, А.А.Ионин, А.О.Левченко, Г.А.Месяц, Л.В.Селезнев, Д.В.Синицын, И.В.Сметанин, Е.А.Сунчугашева, Н.Н.Устиновский, А.В.Шутов. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; e-mail: zvorykin@sci.lebedev.ru

Поступила в редакцию 30 января 2013 г., после доработки – 12 февраля 2013 г.

диапазоне длин волн (центр полосы с $\lambda = 790$ нм) [7,8] или гибридной лазерной Ti:сапфир–KrF-системой в УФ диапазоне ($\lambda = 248$ нм) [9–11]. При распространении в воздухе УКИ лазерный пучок вследствие керровской нелинейности распадается на множество отдельных нитевидных каналов-филаментов с характерным диаметром ~ 100 мкм и локальной концентрацией электронов $n_e = 10^{16}–10^{17}$ см $^{-3}$. По филаментам, в которых керровская фокусировка компенсируется дефокусировкой излучения на радиальном профиле концентрации электронов и отчасти дифракцией излучения, в самосогласованном режиме передается интенсивность $10^{13}–10^{14}$ Вт/см 2 (см., напр., [12–14]). Длина таких плазменных филаментов при использовании титан-сапфирового лазера с энергией лазерных импульсов в несколько сотен миллиджоулей и пиковой мощностью несколько тераватт может достигать сотен метров, хотя их удельная электрическая проводимость на много порядков меньше, чем проводимость плазмы оптического пробоя воздуха. В высокоинтенсивном лазерном поле в филаментах происходит многофотонная ионизация газа (преимущественно молекул O $_2$, обладающих среди компонентов воздуха наименьшим ($I_i = 12.06$ эВ) потенциалом ионизации). Освободившиеся фотоэлектроны получают энергию порядка электронвольта, при этом температура молекул и ионов за короткие времена ионизации не успевает существенно измениться, т.е. $T_e \gg T_i$, и после окончания лазерного импульса протекает быстрая релаксация такой неравновесной плазмы. При высоких начальных концентрациях электронов в филаментах ($n_e \geq n_e^* = 10^{14} \times 10^{15}$ см $^{-3}$) преобладает электрон-ионная диссоциативная рекомбинация, которая ограничивает время жизни электронов τ_e несколькими наносекундами [12–14]. В этих условиях создаваемая УКИ электронная проводимость сохраняется на относительно небольшой длине филамента ($l_e = c\tau_e \approx 1$ м), причем эта область перемещается со скоростью света c вслед за лазерным импульсом. Как следствие, в многочисленных экспериментах с фемтосекундными импульсами [15–28] наибольшая длина управляемого разряда даже при мегавольтных напряжениях не превышала ~ 4 м [20], что много меньше длины филамента.

Для увеличения длины управляемого разряда необходимо увеличивать время ионизации, например с помощью пучка УКИ, каждый из которых нарабатывает новую порцию фотоэлектронов [29, 30], причем интервал следования УКИ в пучке должен быть порядка времени жизни свободных электронов. Другая возможность поддержания проводимости в фотоионизационной плазме возникает на более поздней стадии релаксации, когда вследствие уменьшения концентрации электронов так, что $n_e \leq n_e^*$, начинает доминировать процесс прилипания электронов к молекулам кислорода с образованием отрицательного иона O $_2^-$. Характерное время жизни электронов в этом случае увеличивается до нескольких десятков наносекунд в зависимости от температуры электронов и приложенного электрического поля [6, 30]. Поскольку энергия связи ϵ электронов в O $_2^-$, составляющая ~ 0.5 эВ, значительно меньше потенциала ионизации молекул кислорода I_i , то слабосвязанные электроны могут быть освобождены с малыми затратами энергии в процессе фотоотрыва излучением видимого или УФ диапазонов, причем при значительно меньших интенсивностях излучения, достижимых в более длинных лазерных импульсах. Для этого требуется комбинация УКИ, эффективно нарабатывающих первичные фотоэлектроны, и длинного импульса,

который компенсирует прилипание и поддерживает концентрацию свободных электронов в плазме на уровне $n_e \approx n_e^*$ [9, 31, 32]. При высоких интенсивностях второй, более длинный и энергетичный импульс может лавинообразно размножить электроны вплоть до оптического пробоя воздуха ($n_e \approx 10^{19}$ см $^{-3}$) в результате обратного тормозного поглощения излучения в менее плотной плазме, созданной УКИ [33–36].

KrF-лазеры обладают рядом потенциальных преимуществ в реализации перечисленных подходов.

1. Как показано в первой части настоящей работы [37], их активная среда после прохождения УКИ быстро восстанавливается ($\tau_c \approx 2$ нс), что позволяет эффективно усиливать пучки УКИ с интервалом следования $\Delta t \approx \tau_c$, сравнимым с малым временем релаксации электронной плотности в фотоионизационной плазме. Одновременно с УКИ в схеме регенеративного усиления генерируется высокоэнергетичный импульс, длительность которого τ_{long} определяется длительностью импульса накачки лазера ($\tau_{\text{long}} \approx \tau_p$). Таким образом, для получения комбинированных импульсов не нужен дополнительный лазер и существенно упрощается временное и пространственное совмещение УКИ и длинных импульсов.

2. Поскольку в амплитудно-модулированных импульсах пиковые мощности УФ излучения (0.2–0.3 ТВт) на несколько порядков превышают критическую мощность филаментации $P_{\text{cr}} \approx 0.1$ ГВт ($\lambda = 248$ нм), лазерный пучок уже на выходе лазера имеет множественную мелкомасштабную филаментацию. Однако при этом он не образует длинного самоподдерживающегося канала, обусловленного нелинейной фокусировкой, который характерен для филаментации ИК излучения. Таким образом, УКИ и длинные импульсы автоматически перекрываются вдоль трассы распространения [38]. В случае титан-сапфирового лазера для пространственного перекрытия протяженной области нелинейной фокусировки УКИ и импульсов вспомогательного лазера необходимо использовать аксикон, фокусирующий излучение подсветки в виде отрезка [33–36].

3. Эффективное сечение многофотонной ионизации молекул кислорода УФ излучением KrF-лазера много больше аналогичного сечения для ионизации ИК излучением [39]. Сечение фотоотрыва электронов от ионов O $_2^-$ с резонансным максимумом $\sigma_{\text{ph}} \approx 10^{-17}$ см 2 на $\lambda = 248$ нм также значительно больше, чем в случае ИК излучения [40, 41].

В настоящей работе, в продолжение работы [42] исследовалась ионизация воздуха УФ комбинированными (амплитудно-модулированными) импульсами УФ излучения длительностью 100 нс, генерируемыми гибридной лазерной Ti:сапфир–KrF-системой ГАРПУН-МТВ. Продемонстрировано эффективное управление протяженными высоковольтными электрическими разрядами с помощью создаваемых в атмосфере плазменных каналов.

2. Ионизация воздуха амплитудно-модулированными лазерными импульсами

Для определения концентрации электронов в фотоионизационной плазме, создаваемой в атмосферном воздухе лазерным УФ излучением, как и в предыдущих экспериментах [32, 42, 43], использовалась фотоэлектрическая методика, которая основана на измерении электронного тока между двумя кольцевыми электродами (рис.1). Амплитудно-модулированные импульсы излучения генериро-

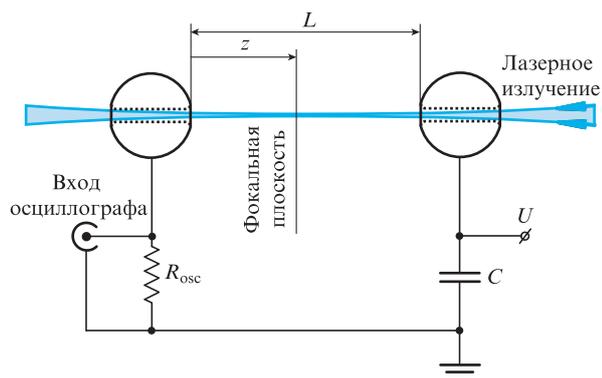


Рис.1. Схема фотоэлектрических измерений концентрации электронов в плазме.

вались гибридной лазерной Ti:сапфир–KгF-системой ГАРПУН-МТВ, работавшей в режиме регенеративного усиления одиночных или цугов УКИ при их инъекции в неустойчивый телескопический резонатор широкоапертурного KгF-усилителя с электронно-пучковой накачкой [37]. Чтобы получить на выходе усилителя слегка сходящийся лазерный пучок (для уменьшения апертуры пучка и размеров используемой оптики), длина резонатора была немного увеличена относительно номинального значения. При последующей фокусировке сферическим зеркалом с фокусным расстоянием $F = 8$ м фокальная перетяжка пучка располагалась на расстоянии 6.75 м от зеркала.

Положение геометрического фокуса оптической системы резонатор–сферическое зеркало определялось при юстировке всего оптического тракта установки с помощью УКИ УФ излучения, генерируемых титан-сапфировым стартовым комплексом, но без накачки KгF-усилителей. На одной оси с лазерным пучком располагались два сферических электрода с диаметрами 5 см, удаленных друг от друга на $L = 20$ см. Чтобы исключить фотоэффект на электродах, они имели отверстия диаметром 1 см, через которые проходило лазерное излучение. К одному из электродов прикладывалось постоянное напряжение $U = 5–22$ кВ, другой нагружался на 50-омный вход четырехканального цифрового осциллографа Tektronix TDS-3054 с частотой дискретизации 5 ГГц. На соседний вход осциллографа подавался сигнал с фотодиода Thorlabs DET 210, который с временным разрешением ~ 1 нс регистрировал импульс лазерного излучения. Предварительные эксперименты показали, что для одинаковых лазерных импульсов сигналы фототока пропорциональны приложенному напряжению U и обратно пропорциональны длине промежутка L , т.е. выполняется закон Ома. Это дает возможность на основе измерений фототока определять проводимость плазменного канала. Временное разрешение измерительной схемы по оценкам составило ~ 1 нс.

На рис.2 приведены характерные осциллограммы фототока в плазменном канале, полученные при напряжении на межэлектродном промежутке $U = 15$ кВ и положении геометрического фокуса пучка вблизи удаленного

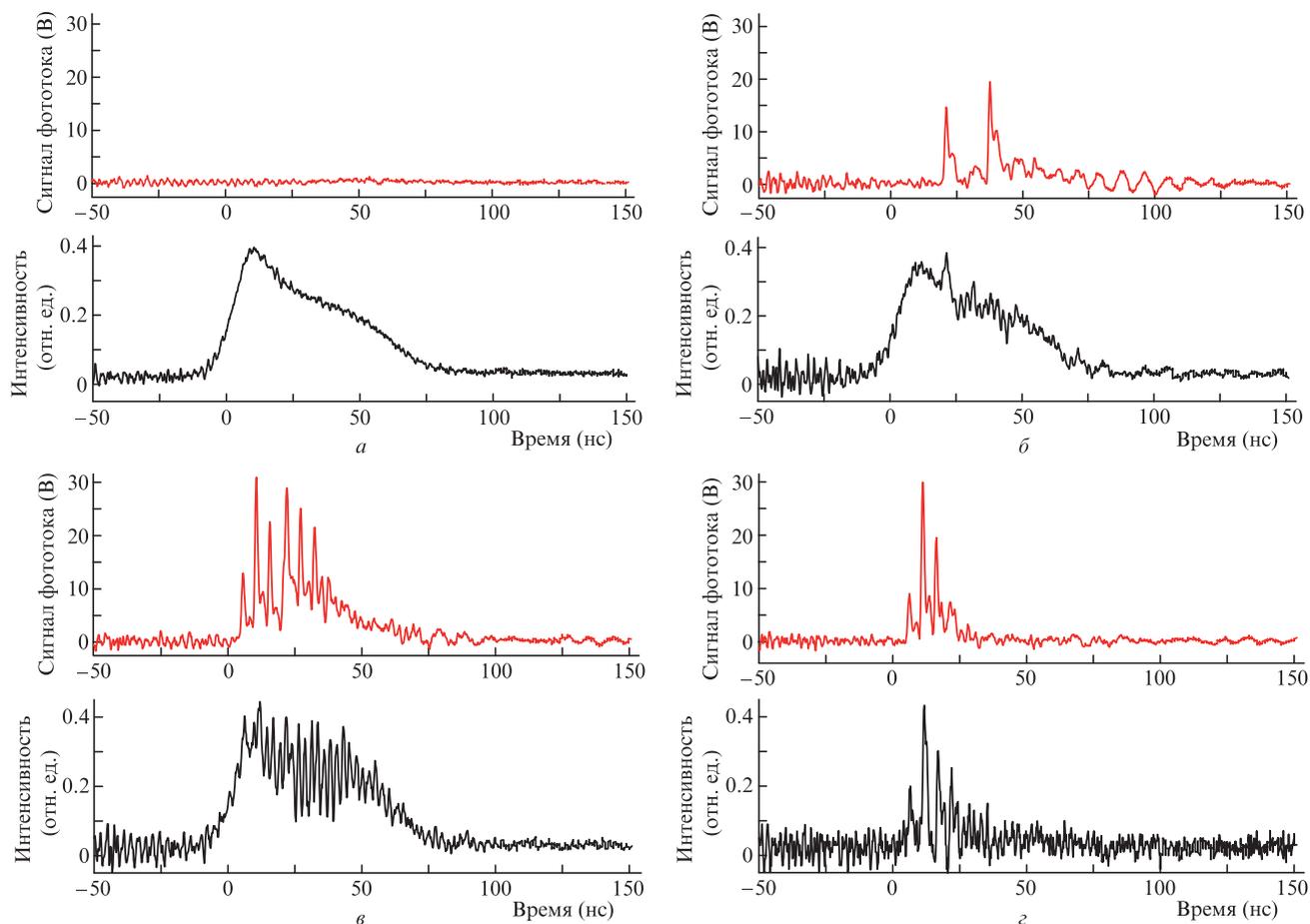


Рис.2. Осциллограммы лазерных импульсов и фототока в отсутствие инъекции УКИ в резонатор (а), при инъекции в резонатор одиночного УКИ (б) и цуга УКИ (в), а также при инъекции цуга УКИ в разъюстированный резонатор (з). Амплитуды УКИ на осциллограммах лазерных импульсов б–з занижены в 1000 раз из-за недостаточного временного разрешения фотоприемника.

(по отношению к направлению распространения излучения) заземленного электрода (см. рис.1). На рис.2 также приводятся осциллограммы лазерных импульсов для различных режимов работы регенеративного усилителя. В отсутствие инъекции УКИ в неустойчивый резонатор лазер генерировал гладкий импульс излучения с энергией ~ 15 Дж и длительностью ~ 100 нс. Амплитуда сигнала фототока в этом случае не превышала 0.3 В (рис.2,а). При инъекции в резонатор одиночного УКИ импульс выходного излучения имел такую же энергию и длительность, но был промодулирован УКИ, совершающим последовательные обходы резонатора с интервалом 17 нс. На осциллограммах УКИ, имевшие длительность ~ 1 пс [10, 11], интегрировались фотодиодом, в результате чего их пиковая мощность на осциллограммах была в 1000 раз ниже истинной, которая примерно во столько же раз превышала мощность квазистационарной генерации [37]. Сигнал фототока в этом случае представлял собой последовательность нескольких пиков с амплитудой до 20 В, синхронных с УКИ (рис.2,б). Длительность пиков фототока на полувысоте составляла ~ 2 нс, что соответствует характерному времени электрон-ионной рекомбинации в данной неравновесной плазме (см. разд.1). При инъекции в резонатор цуга УКИ с интервалом между импульсами 5.3 нс, сравнимым с временем восстановления инверсии в активной среде, на выходе регенеративного усилителя наблюдался импульс с сильной амплитудно-временной модуляцией. Циркулирующие в резонаторе УКИ в значительной степени подавляли квазинепрерывную генерацию, т.к. интервал следования УКИ был меньше характерного времени развития генерации [37]. На сигналах фототока, помимо соответствующего возрастания частоты следования пиков, наблюдалось увеличение амплитуды пиков до 30 В, а также возникал пьедестал между пиками, который был в 3–5 раз меньше наибольшего амплитудного значения. Появление постоянной составляющей фототока, очевидно, свидетельствует о накоплении электронов в плазме в результате подавления прилипания электронов к молекулам кислорода излучением квазинепрерывной генерации (рис.2,в). Отметим, что энергия и полная длительность лазерного импульса оставались примерно одинаковыми во всех перечисленных выше случаях [37]. Наконец, разъюстировка выходного зеркала-мениска регенеративного усилителя превращала его в обычный двухпроходный усилитель, в котором выходное излучение воспроизводило форму входного цуга УКИ. В этом случае уменьшались количество усиленных УКИ, их суммарная энергия и полная длительность импульса выходного излучения. Сигнал фототока при этом состоял из нескольких пиков с амплитудой до 30 В, однако величина пьедестала между пиками оказалась значительно меньше, чем в предыдущем случае, т.к. отсутствовала квазистационарная генерация, обеспечивавшая фотоотрыв электронов от отрицательных ионов кислорода (рис.2,г). Таким образом, проведенные эксперименты показали высокую эффективность ионизации воздуха амплитудно-модулированными импульсами УФ излучения. Проводимость плазмы и концентрация электронов, создаваемые комбинированными импульсами, оказались как минимум в 100 раз большими, чем для гладких импульсов с такой же энергией и длительностью.

Протяженность плазменного канала для заданной фокусировки лазерного пучка находилась путем перемещения положения геометрического фокуса системы относи-

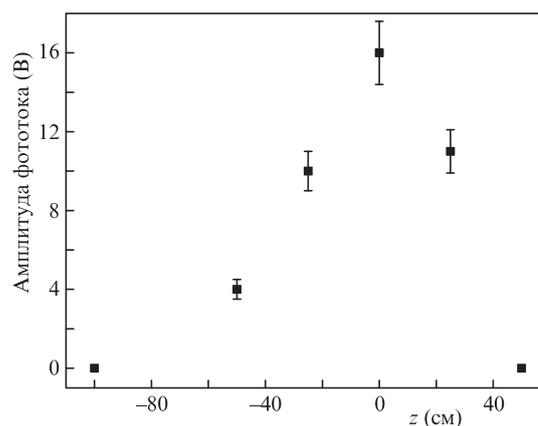


Рис.3. Зависимость амплитуды фототока от положения геометрического фокуса системы. Погрешности определяются статистическим разбросом результатов измерений.

тельно межэлектродного промежутка. Зависимость амплитуды фототока от положения геометрического фокуса показана на рис.3. Напряжение на промежутке составляло в этом случае 5 кВ, регенеративный усилитель работал в режиме инъекции цуга УКИ и координата $z = 0$ соответствовала положению геометрического фокуса на удаленном заземленном электроде (см. рис.1). Видно, что фототок в плазме регистрируется на длине ~ 100 см, что совпадает с нашими предыдущими измерениями для плазмы, создаваемой одиночным УКИ [42].

Из измерений фототока можно найти проводимость плазменного канала, а зная его поперечное сечение, равное сечению лазерного пучка, — удельную проводимость плазмы. Распределение плотности энергии лазерного пучка измерялось по флуоресценции под действием УФ излучения тонкой стеклянной пластины, которая с помощью объектива отображалась на цифровую ПЗС-камеру «Видеоскан-285». Полученные таким образом профили интенсивности лазерного пучка приведены на рис.4. Изображения пучка были получены для одиночного УКИ и цуга УКИ, усиленных в двухпроходной схеме при разъюстированном выходном мениске резонатора (см. рис.2,г). Множественная филаментация излучения видна во всех сечениях пучка, хотя в сечении после геометрического фокуса она более сглажена. Однако в отличие от случая ИК излучения не наблюдается протяженной области нелинейной фокусировки пучка вблизи геометрического фокуса. Для цуга неоднородность распределений несколько больше, чем для одиночных УКИ, из-за взаимодействия последующих УКИ с плазменными филаментами, созданными предыдущими импульсами.

Средний диаметр пучка возрастал приблизительно в 3 раза на расстояниях 50 см по обе стороны от фокуса. Длина перетяжки, вдоль которой диаметр пучка мало менялся, составляла ~ 40 см. Для диаметра фокального пятна 1 мм, соответствующей площади $S = 0.8 \times 10^{-2}$ см² и пиковой мощности УКИ 0.2–0.3 ТВт получаем пиковую интенсивность излучения в области перетяжки $(2.5–3.8) \times 10^{13}$ Вт/см². Для оценки удельной проводимости плазмы из рис.3 находим, что максимальному сигналу фототока 15 В ($z = 0$) на 50-омном входе осциллографа соответствует фототок в плазменном канале $I_{\max} = 0.3$ А, при этом сопротивление канала $R = U/I_{\max} = 17$ кОм, а удельная проводимость плазмы $\sigma_{\max} = L/RS = 0.16$ (Ом·см)⁻¹. Отсюда можно найти концентрацию электронов в плазме $n_{e,\max} =$

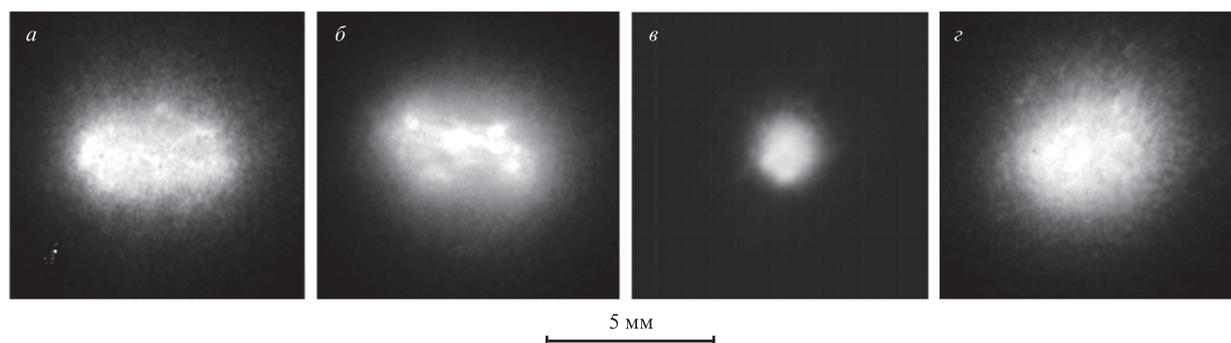


Рис.4. Распределение плотности энергии УКИ лазерного УФ излучения на расстоянии 50 см до (а, б) и после (z) геометрического фокуса, а также в фокусе (v); а и z – распределения для одиночного импульса, б и v – для цуга УКИ.

$\sigma_{\text{emax}}/e\mu_e \approx 1.6 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$, соответствующую максимуму сигнала фототока, где подвижность электронов μ_e в атмосферном воздухе принята равной $600 \text{ см}^2 \cdot (\text{В} \cdot \text{с})^{-1}$ [44, 45]. Отметим, что локальная концентрация электронов в филаментах может быть на порядок выше найденной величины, усредненной по фокальному пятну [12–14]. Кроме того, из-за недостаточного временного разрешения фотоэлектрической схемы ($\sim 1 \text{ нс}$) измеренная концентрация электронов n_{emax} существенно ниже её пикового значения n_{e0} в момент прохождения УКИ. Таким образом, создаваемая УКИ концентрация электронов удовлетворяет условию $n_{e0} \gg n_{\text{emax}} \geq n_e^* = 10^{14} \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$, при выполнении которого в фотоионизационной плазме преобладает электрон-ионная рекомбинация с характерным временем гибели электронов несколько наносекунд (см. разд.1). Из аналогичной оценки для постоянной составляющей фототока следует, что концентрация электронов $n_e = (3-5) \times 10^{14} \text{ см}^{-3} \approx n_e^*$; при такой концентрации основным процессом релаксации становится прилипание электронов к кислороду. Фотоотрыв электронов от молекулярных ионов O_2^- излучением квазистационарной генерации подавляет прилипание и поддерживает концентрацию электронов на квазистационарном уровне в течение полного времени действия амплитудно-модулированного лазерного импульса ($\sim 100 \text{ нс}$).

3. Коммутация и управление высоковольтными электрическими разрядами в воздухе амплитудно-модулированными импульсами УФ излучения

В данном разделе описаны эксперименты, целью которых была проверка концепции эффективного управления высоковольтными электрическими разрядами в атмосферном воздухе амплитудно-модулированными лазерными импульсами УФ излучения. Основой концепции являются наработка электронов в фотоионизационной плазме вследствие многофотонной ионизации воздуха цугом усиленных до субтераваттной мощности УКИ и поддержание их концентрации путем подавления прилипания электронов к молекулам кислорода импульсом квазинепрерывной генерации длительностью 100 нс.

3.1. Разряды при постоянном напряжении на разрядном промежутке

Для экспериментов по инициированию высоковольтного разряда при постоянном напряжении на разрядном

промежутке использовалась схема с двумя высоковольтными конденсаторами ИМН-100-0,1 емкостью 0.1 мкФ, заряжавшимися от двух выпрямителей с различной полярностью и регулируемым напряжением до $U = 70 \text{ кВ}$ (рис.5,а). При этом к разрядному промежутку, образованному двумя сферическими электродами с радиусами 1.5 см, прикладывалось удвоенное напряжение до $\Delta U =$

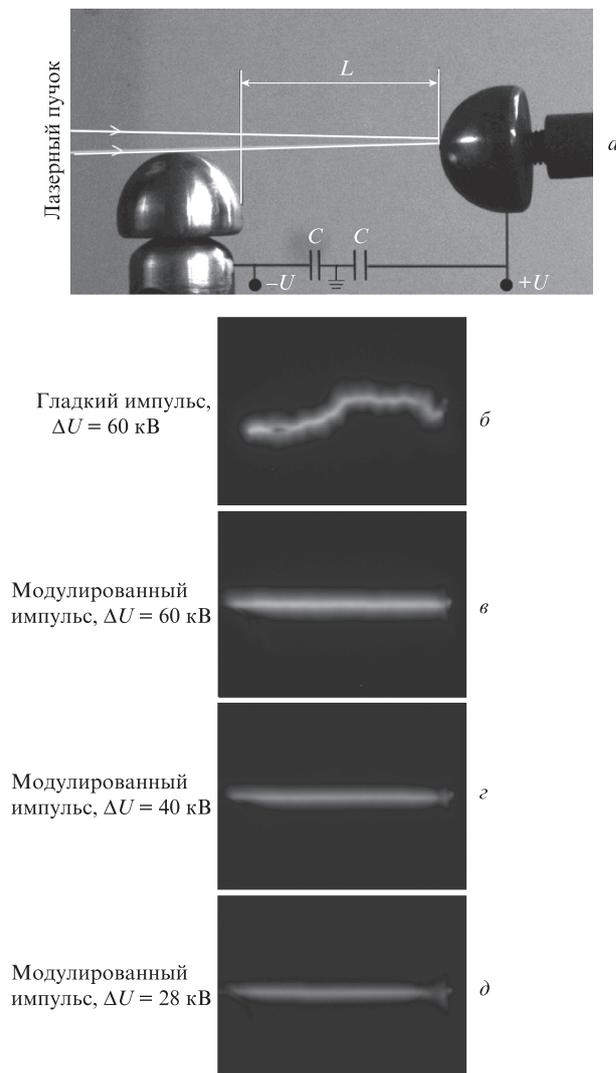


Рис.5. Схема экспериментов по инициированию высоковольтного разряда при постоянном напряжении (а), а также изображения разрядов для случаев гладкого лазерного импульса (б) и амплитудно-модулированных импульсов (в–д).

$2U = 140$ кВ. Лазерные импульсы УФ излучения с энергией ~ 6 Дж, длительностью 100 нс и различной временной формой (гладкие и амплитудно-модулированные) фокусировались сферическим зеркалом с фокусным расстоянием $F = 8$ м. Аналогичная фокусировка использовалась в фотоэлектрических измерениях концентрации электронов в плазменном канале (см. разд.2). Лазерный пучок проходил по касательной к ближнему (по ходу излучения) электроду, а его геометрический фокус располагался в разрядном промежутке ближе к дальнему электроду. Форма разряда регистрировалась на ПЗС-камере «Видео-скан-285» с временем накопления 100 мс. Ток измерялся поясом Роговского, сигнал с которого вместе с сигналом с фотодиода Thorlabs DET 210 регистрировался цифровым осциллографом. Фотодиод регистрировал и лазерный импульс, и свечение разрядной плазмы. Из сравнения их осциллограмм находилась задержка зажигания разряда относительно лазерного импульса.

При фиксированном расстоянии между электродами $L = 8.0$ см приложенное напряжение изменялось в диапазоне от напряжения самопробоя (т.е. без подачи лазерного импульса) до порога лазерного инициирования как для гладких, так и для амплитудно-модулированных лазерных импульсов с одинаковой энергией. Самопробой имел вероятностный характер и наблюдался в диапазоне напряжений $\Delta U_{br} = 80 - 100$ кВ, что соответствовало средней напряженности электрического поля в промежутке $E_{br} = \Delta U_{br}/L = 10 - 12.5$ кВ/см. Это несколько меньше, чем в наших предыдущих экспериментах с коротким разрядным промежутком ($L = 1.5$ см), сравнимым с размерами электродов, где напряжение пробоя составляло $\Delta U_{br} = 50$ кВ [38, 42]. Отличие, по-видимому, связано с большей однородностью поля, а также меньшей влажностью лабораторного воздуха в экспериментах [38, 42], которые проводились зимой. Порог лазерного инициирования модулированными импульсами (т.е. минимальное напряжение, при котором пробой все еще развивался с вероятностью, близкой к 100%) для промежутка с $L = 8.0$ см составлял $\Delta U_{trig} = 28$ кВ, что в 3 раза ниже порога самопробоя ΔU_{br} . Существенно, что в случае коммутации разряд направлялся вдоль лазерного пучка (рис.5, в-д). Задержка зажигания разряда относительно лазерного импульса составляла менее 0.3 мкс для более высоких напряжений и около 10 мкс вблизи порога инициирования ΔU_{trig} . Для гладкого лазерного импульса с той же энергией пробой того же самого промежутка происходил при значительно большем напряжении ($\Delta U_{trig} \approx 60$ кВ), причем развивался вдоль случайной траектории (рис.5, б) и при очень больших задержках относительно лазерного импульса, достигавших 400–500 мкс.

3.2. Протяженные разряды при импульсном напряжении на разрядном промежутке

Схема экспериментов по лазерному инициированию протяженных (~ 1 м) высоковольтных разрядов с импульсным напряжением, прикладываемым к разрядному промежутку между небольшой заряженной сферой и плоскостью, показана на рис.6. Лазерный пучок фокусировался в описанной выше геометрии и с помощью плоского поворотного зеркала направлялся в разрядный промежуток через отверстие диаметром 4 см в плоском заземленном диске диаметром 70 см. Семикаскадный генератор импульсных напряжений (ГИН), собранный по схеме

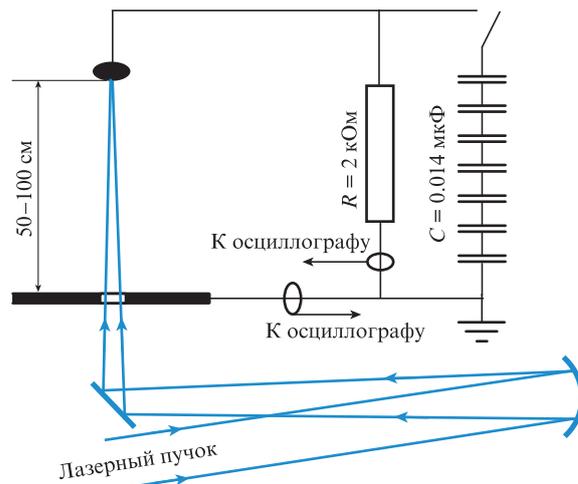


Рис.6. Схема экспериментов по инициированию высоковольтного разряда при импульсном напряжении на промежутке между сферой и плоскостью.

Маркса из конденсаторов ИМН-100-0,1, генерировал импульсы напряжения с амплитудой до 490 кВ, которые подавались на сферический электрод диаметром 3 см с регулируемой временной задержкой τ_{del} по отношению к лазерному импульсу (рис.7). Разрядный ток измерялся поясом Роговского, а напряжение ГИНа — другим поясом Роговского, охватывавшим низкоиндуктивную нагрузку с сопротивлением 2 кОм, которая была подключена параллельно разрядному промежутку. Момент пробоя промежутка регистрировался на осциллограммах по резкому нарастанию сигнала тока и одновременному спаду напряжения (рис.7). Небольшой ток, предшествующий пробую (или, вообще, в отсутствие пробоя), обусловлен разрядкой ГИНа через его зарядные сопротивления (на схеме рис.6 они не показаны). Форма разряда регистрировалась ПЗС-камерой с временем накопления 100 мс (рис.8).

Пробой разрядного промежутка длиной ~ 70 см при амплитуде напряжения ГИНа 420 кВ наблюдался только для амплитудно-модулированных импульсов, энергия которых в этих экспериментах составляла 6.3 Дж. Измерено время инициирования разряда τ_{br} , которое отсчитывалось от момента подачи импульса высокого напряжения до пробоя, в зависимости от задержки τ_{del} импульса приложенного напряжения относительно лазерного импульса (рис.9). Минимальное время развития пробоя $\tau_{br} \approx 0.6$ мкс соответствовало задержке $\tau_{del} \approx 0.8$ мкс. При увеличении задержки до $\tau_{del} \approx 18$ мкс время развития разряда возрастало до $\tau_{br} = 3.7$ мкс. При еще больших задержках пробой не происходил из-за спада импульса напряжения на ГИНе вследствие утечки через зарядные сопротивления. Пробой отсутствовал также, если высоковольтный импульс опережал лазерный более чем на 1 мкс ($\tau_{del} = -1$ мкс на рис.9). Причиной этого могло быть перераспределение электрического поля в промежутке до момента прихода лазерного импульса. Во всех остальных случаях разряд, инициируемый амплитудно-модулированным лазерным импульсом, направлялся вдоль лазерного пучка. Наблюдаемые на рис. 8 небольшие параллельные смещения траектории разряда, очевидно, свидетельствуют о ступенчатом распространении лидера разряда.

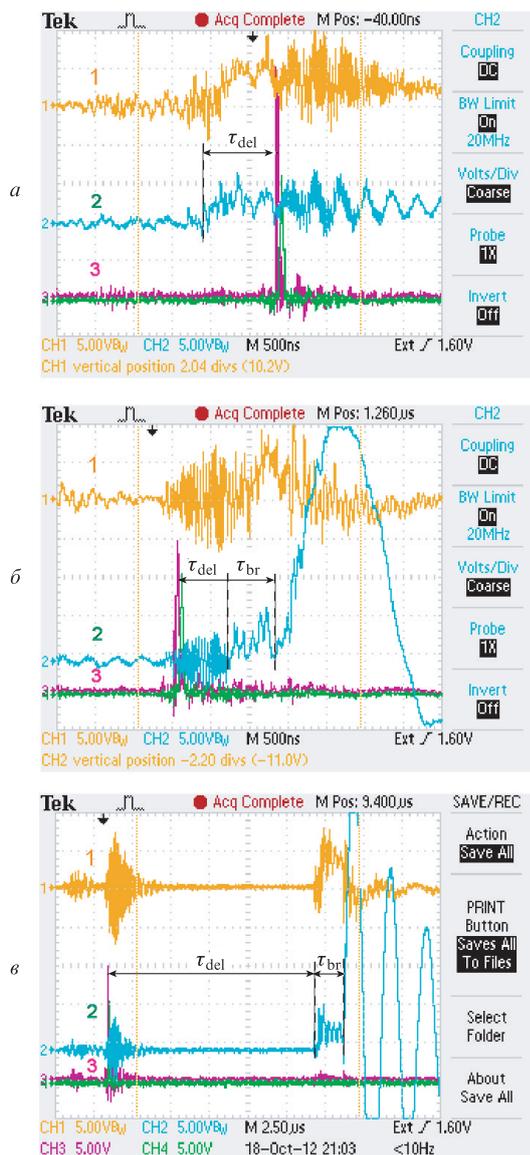


Рис.7. Осциллограммы импульсов напряжения (1) и тока (2) разряда, а также лазерного импульса (3) при различной задержке между лазерным импульсом и импульсом напряжения ГИНа и скорости развертки 0.5 (а, б) и 2.5 мкс/дел. (в). В случае (а) импульс напряжения ГИНа опережает лазерный импульс и пробой отсутствует.

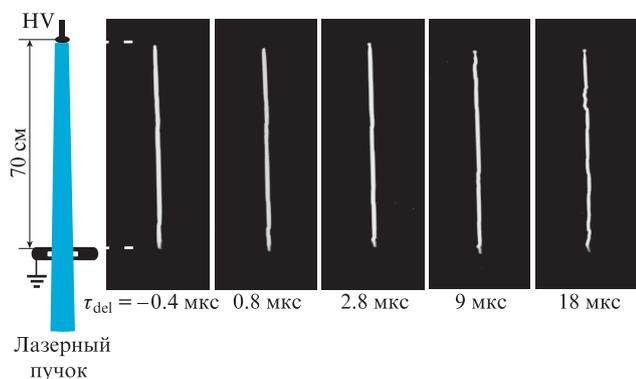


Рис.8. Изображения разряда, инициируемого амплитудно-модулированным лазерным импульсом в межэлектродном промежутке длиной 70 см при различных задержках между лазерным импульсом и импульсом напряжения ГИНа.

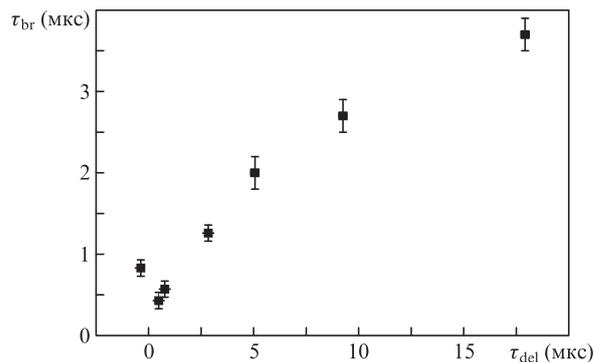


Рис.9. Зависимость времени инициирования разряда от задержки импульса приложенного напряжения относительно лазерного импульса.

4. Предполагаемый механизм лазерного инициирования пробоя

Большие времена развития электрического пробоя – десятки и даже сотни микросекунд, которые наблюдались в экспериментах с постоянным напряжением на разрядном промежутке, а также в экспериментах с высоковольтными импульсами, задержанными по отношению к лазерному импульсу, на много порядков превышают время жизни свободных электронов в лазерной плазме. Основываясь на полученных данных, можно предложить следующий механизм лазерного инициирования высоковольтного разряда амплитудно-модулированным лазерным УФ излучением. Свободные электроны в воздушной плазме образуются в результате прямой или ступенчатой многофотонной ионизации молекул кислорода цугом УКИ, и при высоких начальных концентрациях ($n_{e0} \gg 10^{15} \text{ см}^{-3}$) быстро, за несколько наносекунд, рекомбинируют с положительными ионами O_2^+ . По мере уменьшения концентрации электронов до $n_e = (3-5) \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$ начинает доминировать прилипание электронов к молекулам кислорода с образованием молекулярных ионов O_2^- . Квазинепрерывное УФ излучение подавляет этот процесс из-за резонансного фотоотрыва электронов от молекулярных ионов O_2^- . УКИ в сочетании с квазинепрерывным импульсом генерации длительностью 100 нс в амплитудно-модулированных импульсах в 100 раз более эффективно нарабатывают электроны, чем гладкие импульсы излучения такой же длительности и энергии. После окончания лазерного импульса электроны за несколько десятков наносекунд (это время зависит от величины приложенного электрического поля) прилипают к молекулам O_2 . Молекулярные ионы O_2^- , имеющие очень малую энергию связи ($\sim 0.5 \text{ эВ}$), легко ионизируются в приложенном электрическом поле. Электрический пробой воздуха развивается в результате лавинной ионизации с участием этой легкоионизируемой добавки и зависит от напряженности поля и концентрации ионов O_2^- , т. е. от количества наработанных за время лазерного импульса фотоэлектронов. Таким образом, время развития пробоя ограничивается не временем жизни свободных электронов, а временем рекомбинации отрицательных ионов O_2^- с положительными ионами O_2^+ и O_4^+ , которое составляет $\sim 1 \text{ мс}$ [45]. Ступенчатый характер распространения разрядного лидера, по-видимому, обусловлен перераспределением электрического заряда вдоль перекрытой лидером длины

плазменного канала и соответствующим обострением электрического поля на концах этого участка [6].

5. Заключение

Проведенные в настоящей работе эксперименты показали, что амплитудно-модулированные импульсы УФ излучения, являясь суперпозицией усиленного в регенеративном КгF-усилителе цуга УКИ с пиковыми мощностями 0.2–0.3 ТВт и импульса квазинепрерывной генерации длительностью 100 нс, обладают неоспоримыми преимуществами по сравнению с гладкими импульсами или цугом УКИ в создании протяженных плазменных каналов в атмосферном воздухе, инициировании и управлении высоковольтными электрическими разрядами. УКИ эффективно ионизируют молекулы кислорода в процессах прямой или ступенчатой многофотонной ионизации, а импульс квазистационарной генерации обеспечивает поддержание электронной плотности в результате подавления прилипания электронов к кислороду. В экспериментах по лазерному инициированию высоковольтных электрических разрядов продемонстрировано, что использование амплитудно-модулированных импульсов приводит к существенному снижению порога пробоя и более эффективному управлению траекторией разряда по сравнению со случаем использования гладких импульсов. Показано, что управляемый пробой может развиваться с задержкой в десятки микросекунд относительно лазерного импульса; это на много порядков превышает время жизни свободных электронов в лазерной плазме. Предложен механизм такого пробоя, основанный на ускорении лавинной ионизации воздуха образующимися после окончания лазерного импульса отрицательными молекулярными ионами кислорода с низкой энергией связи электронов (~0.5 эВ) и большим временем жизни (~1 мс).

Работа выполнена при поддержке программ фундаментальных исследований Президиума РАН «Экстремальные световые поля и их приложения» и «Фундаментальные проблемы импульсной силовоточной электроники», РФФИ (гранты № 11-02-01414, 11-02-01524, 11-02-12061-офи-м и 12-02-31431-мол_а), а также гранта № 097007 EOARD в рамках партнерского проекта МНТЦ № 4073 Р.

1. Данилычев В.А., Зворыкин В.Д. *Труды ФИАН*, **142**, 117 (1983).
2. Зворыкин В.Д., Николаев Ф.А., Холин И.В. и др. *Физика плазмы*, **5**, 1140 (1979).
3. Аполлонов В.В., Василяк Л.М., Казанцев С.Ю. и др. *Квантовая электроника*, **32** (2), 115 (2002).
4. Грачев Г.Н., Пономаренко А.Г., Смирнов А.Л. и др. *Квантовая электроника*, **35** (11), 973 (2005).
5. Аполлонов В.В., Плетнев Н.В. *Квантовая электроника*, **42** (2), 130 (2012).
6. Базелян Э.М., Райзер Ю.П. *Физика молнии и молниезащита* (М.: Физматлит, 2001).

7. Wille H., Rodriguez M., Kasparian J., et al. *Eur. Phys. J. Appl. Phys.*, **20**, 183 (2002).
8. <http://www.teramobile.org/publis.html>
9. Zhao X.M., Wang Y.C., Diels J.-C., Elizondo J. *IEEE J. Quantum Electron.*, **31**, 599 (1995).
10. Zvorykin V.D., Ionin A.A., Levchenko A.O., et al. *J. Phys. Conf. Ser.*, **244**, 032014 (2010).
11. Зворыкин В.Д., Левченко А.О., Устиновский Н.Н. *Квантовая электроника*, **40** (5), 381 (2010).
12. Berge L., Skupin S., Nuter R., et al. *Rep. Progr. Phys.*, **70**, 1633 (2007).
13. Couairon A., Mysyrowicz A. *Phys. Rep.*, **441**, 47 (2007).
14. Кандидов В.П., Шленов С.А. В сб. *Глубокое каналирование и филаментация мощного лазерного излучения в веществе* (М.: Интерконтакт Наука, 2009, с. 185–266).
15. La Fontaine B., Vidal F., Comtois D., et al. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, **27**, 688 (1999).
16. Vidal F., Comtois D., Chien C.Y., et al. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, **28**, 418 (2000).
17. Desparois A., La Fontaine B., Bondiou-Clergerie A., et al. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, **28**, 1755 (2000).
18. Comtois D., Chien C.Y., Desparois A., et al. *Appl. Phys. Lett.*, **76**, 819 (2000).
19. Pepin H., Comtois D., Vidal F., et al. *Phys. Plasmas*, **8**, 2532 (2001).
20. Rodriguez M., Saurbrey R., Wille H., et al. *Opt. Lett.*, **27**, 772 (2002).
21. Comtois D., Pepin H., Vidal F., et al. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, **31**, 377 (2003).
22. Gordon D.F., Ting A., Hubbard R.F., et al. *Phys. Plasmas*, **10**, 4530 (2003).
23. Ackerman R., Mechain G., Mejean G., et al. *Appl. Phys. B*, **82**, 561 (2006).
24. Ackerman R., Stelmasczyk K., Rohwetter P., et al. *Appl. Phys. Lett.*, **85**, 5781 (2006).
25. Александров Н.Л., Базелян Э.М., Богатов Н.А. и др. *Физика плазмы*, **34**, 1142 (2008).
26. Fujii T., Miki M., Goto N., et al. *Phys. Plasmas*, **15**, 013107 (2008).
27. Sugiyama K., Fujii T., Yamaguchi M., et al. *Opt. Lett.*, **34**, 2964 (2009).
28. Forestier B., Houard A., Revel I., et al. *AIP Advances*, **2**, 012151 (2012).
29. Yang H., Zhang J., Li Y.J., et al. *Phys. Rev. E*, **66**, 016406 (2002).
30. Zhu J., Ji Z., Deng Y., et al. *Opt. Express*, **14**, 4915 (2006).
31. Mejean G., Ackerman R., Kasparian J., et al. *Appl. Phys. Lett.*, **88**, 021101 (2006).
32. Zvorykin V.D., Levchenko A.O., Shutov A.V., et al. *Phys. Plasmas*, **19**, 033509 (2012).
33. Hao Z.Q., Zhang J., Li Y.T., et al. *Appl. Phys. B*, **80**, 627 (2005).
34. Zhou B., Akturk S., Prade B., et al. *Opt. Express*, **17**, 11450 (2009).
35. Polynkin P., Moloney J.V. *Appl. Phys. Lett.*, **99**, 151103 (2011).
36. Shneider M.N., Zheltikov A.M., Miles R.B. *Phys. Plasmas*, **18**, 063509 (2011).
37. Зворыкин В.Д., Ионин А.А., Левченко А.О. и др. *Квантовая электроника*, **43** (4), 332 (2013).
38. Zvorykin V.D., Ionin A.A., Levchenko A.O., et al. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B* (in print).
39. Couairon A., Berge L. *Phys. Rev. Lett.*, **88**, 135003 (2002).
40. Hodges R.V., Lee L.C., Moseley J.T. *J. Chem. Phys.*, **75**, 2998 (1980).
41. Ling P., Lucchese R.R. *J. Chem Phys.*, **114**, 9350 (2001).
42. Ionin A.A., Kudryashov S.I., Levchenko A.O., et al. *Appl. Phys. Lett.*, **100**, 104105 (2012).
43. Зворыкин В.Д., Левченко А.О., Устиновский Н.Н. *Квантовая электроника*, **41** (3), 227 (2011).
44. Хаксли Л., Кромптон Р. *Диффузия и дрейф электронов в газах* (М.: Мир 1977).
45. Райзер Ю.П. *Физика газового разряда* (М.: Наука, 1987).