

ВОЗДЕЙСТВИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ВЕЩЕСТВО

PACS 42.62.-b; 42.55.Lt; 52.50.Jm; 52.80.-s

Создание протяженных проводящих каналов в атмосфере

В.В.Аполлонов, Н.В.Плетнев

Рассмотрены механизмы создания протяженного (~1 км) проводящего канала в атмосфере с использованием технологии лазерного двигателя по программе «Импульсар». Приведены результаты исследования электрической проводимости канала, образованного электрическим взрывом медной проволоки диаметром 90 мкм длиной до ~1.6 м в режиме электрического пробоя при напряжении не более 10 кВ. Сформулированы требования к продуктам выхлопа лазерного двигателя в атмосферу для создания проводящего канала, содержащего дисперсионные и конденсационные аэрозоли горячих частиц оксида меди (CuO, Cu₂O) и меди с окисленной поверхностью диаметром от 50 нм до 300 мкм. Обсуждаются возможные механизмы пробоя при напряженности электрического поля в разрядном промежутке $E \geq 52$ В/см. Приведены также результаты исследования электрической проводимости канала, образованного лазерной плазмой при фокусировке излучения твердотельного лазера на мишени из различных материалов.

Ключевые слова: длинная лазерная искра, формирование проводящего канала в атмосфере, взрывающаяся проволока, электрический пробой, лазерная плазма, твердотельный и газовый импульсные лазеры, лазерный двигатель.

1. Введение

В настоящее время во многих лабораториях продолжают исследования по созданию эффективной системы лазерной молниезащиты [1–3] и получению управляемого канала высокой проводимости в атмосфере [4–8], способного пропускать ток, соответствующий режиму короткого замыкания [9] в естественной или искусственной электрической цепи. В работе [7] при коммутации протяженных (~1 м) высоковольтных (до 390 кВ) электрических разрядов УФ импульсами KrF-лазера длительностью 100 нс достигнуто полторакратное увеличение длины разрядного промежутка, пробиваемого в присутствии лазерной подсветки. В основе лазерных систем молниезащиты, как известно, лежит так называемая длинная лазерная искра, создающая условия для соединения грозового облака с заземленным металлическим стержнем – классическим молниеотводом. Максимальные длины управляемого лазерной искрой электрического разряда ~16 м при напряжении 3 МВ были получены в России и в Японии [3] при использовании импульсных CO₂-лазеров со сферической оптикой при энергии до 0.5 кДж. Такие управляемые каналы проводимости могут найти применение и для передачи энергии, транспортировки пучков заряженных частиц, создания систем блокировки перенапряжений, плазменных антенн и т. п. [8].

В работах [10, 11] было показано, что гораздо более совершенные характеристики с точки зрения формирования каналов проводимости в атмосфере демонстрирует лазерная искра, полученная с помощью конической оптики. В настоящее время в плане возможности создания ла-

зерной искрой управляемых каналов высокой проводимости в атмосфере активно исследуются только два типа лазеров: импульсные субмикросекундные газовые и химические лазеры (CO₂-, DF-) и фемтосекундные твердотельные лазеры [4, 6, 12].

Основным преимуществом фемтосекундных лазеров является возможность создания в атмосфере вдоль направления распространения лазерного пучка сверхдлинных ионизированных каналов, так называемых филаментов, с характерным диаметром ~100 мкм. При оценочных плотностях электронов в таких филаментах до 10^{16} см⁻³ и длине волны лазерного излучения в интервале 0.5–1.0 мкм плазма практически не поглощает лазерное излучение. В этом случае длина состоящего из совокупности филаментов трека определяется интенсивностью лазерного излучения, и при энергии фемтосекундного импульса ~100 мДж она может достигать многих километров. Однако использовать этот лазер для создания длинных каналов высокой проводимости в атмосфере оказалось невозможным. Омическое сопротивление формируемых таким образом проводящих каналов оказалось очень высоким, а газ в канале до высокой температуры не нагревается (энергия фемтосекундного лазера менее 1 Дж). Так, в работах [5, 6], управляемый излучением фемтосекундного твердотельного лазера электрический пробой (ЭП) осуществлялся всего лишь на длине 3 м при напряжении на разрядном промежутке 2 МВ.

Как показано в работах [13, 14], для создания канала высокой проводимости в атмосфере, способного коммутировать искусственный или естественный разряд (молнию), газ должен быть нагрет до температуры 6000–8000 К, при которой начинается его термическая ионизация. Это имеет принципиальное значение, т. к. высокая начальная плотность электронов в атмосфере является необходимым, но не достаточным условием для реализации высокой проводимости в длинном атмосферном канале. Как отмечено в работе [13], важно не только создать, но и сохранить необходимую для пробоя концентрацию электронов в атмосферном канале, и по мере разогрева терми-

В.В.Аполлонов, Н.В.Плетнев. Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38; e-mail: VApollo@kapella.gpi.ru, soroch@kapella.gpi.ru

Поступила в редакцию 2 ноября 2011 г., после доработки – 21 декабря 2011 г.

ческая ионизация газа становится главным механизмом «производства» электронов в канале. Именно в этом коренится основная причина того, почему стримерный механизм при наличии высокой концентрации электронов (филаменты) в канале с низкой температурой непосредственно привести к ЭП не может [13].

В случае субмикросекундных CO_2 - или DF-лазеров с большой энергией в импульсе (сотни джоулей) возможность формирования проводящих лазерно-плазменных каналов большой длины появляется при использовании конической оптики. В отличие от сферической оптики, методами динамической коррекции линзы можно усилить aberrации и удлинить фокальный отрезок путем перехода к коническому фазовому фронту [11]. Так, аксикон трансформирует фазовый фронт плоской волны таким образом, что он становится не сферическим, а коническим, и сходится к оси z под углом γ . Для малых углов ($\gamma \ll 1^\circ$) он просто выражается через угол при основании аксикона α и показатель преломления N материала, из которого изготовлен аксикон: $\gamma = (N - 1)\alpha$. Каждый кольцевой элемент конического волнового фронта с радиусом R и шириной δR фокусируется в осевой элемент длиной $\delta z = \delta R/\gamma$, а весь фокальный отрезок имеет длину $L = R/\tan \gamma = R/\gamma$ [11]. Эту длину можно сделать значительной. Так, при $R = 10$ см и $\gamma = 0.5^\circ$ она составит ~ 11 м. Из цилиндрической симметрии фокусировки следует, что тип поперечного распределения интенсивности не зависит от координаты z , что соответствует «бездифракционному» волновому пучку. В действительности дифракция в них тоже существует, но дифракционные потери энергии из центральной части пучка компенсируются распределенным боковым подводом излучения. Следует отметить, что теоретическая длина фокального отрезка, образуемого аксиконом, не зависит от энергии и мощности лазерного пучка, а определяется только его диаметром. При $R = 100$ см и $\gamma = 0.5^\circ$ она составит ~ 110 м. По нашим оценкам, при использовании CO_2 -лазеров с энергией в импульсе ~ 5 кДж длина таких каналов в случае лазерных пучков большого диаметра и конической оптики может достигать больших значений, много больше 100 м.

При фокусировке лазерного излучения аксиконом в реальном эксперименте продольное распределение интенсивности $I(z)$ вдоль фокального отрезка длиной L все же зависит от z , т. к. поперечное распределение интенсивности $I(R)$ входного пучка преобразуется аксиконом в продольное распределение $I(z)$ бесселевого пучка. Когда интенсивность излучения в пучке достигает порогового значения, в среде возникает пробой и на фокальном отрезке аксикона образуется протяженный плазменный канал [11]. На начальном этапе канал имеет диаметр 20–100 мкм и протяженность порядка длины L фокального отрезка аксикона. В условиях устойчивого пробоя плазменный канал, в отличие от канала, формируемого с помощью сферической оптики, становится сплошным за наносекунды. При этом плотность плазмы в зависимости от параметров среды, длины волны λ и других условий эксперимента варьируется от 10^{17} до 3×10^{20} см $^{-3}$, температура достигает 30–40 эВ, а удельная проводимость – 10 (Ом·м) $^{-1}$. Через несколько микросекунд канал расширяется до 10 мм. Соответственно температура падает до 1 эВ и на этом уровне держится около 100 мкс, после чего начинается процесс релаксации плазмы [11].

На рис.1,а представлена схема фокусировки лазерного излучения конической линзой и фотография канала в

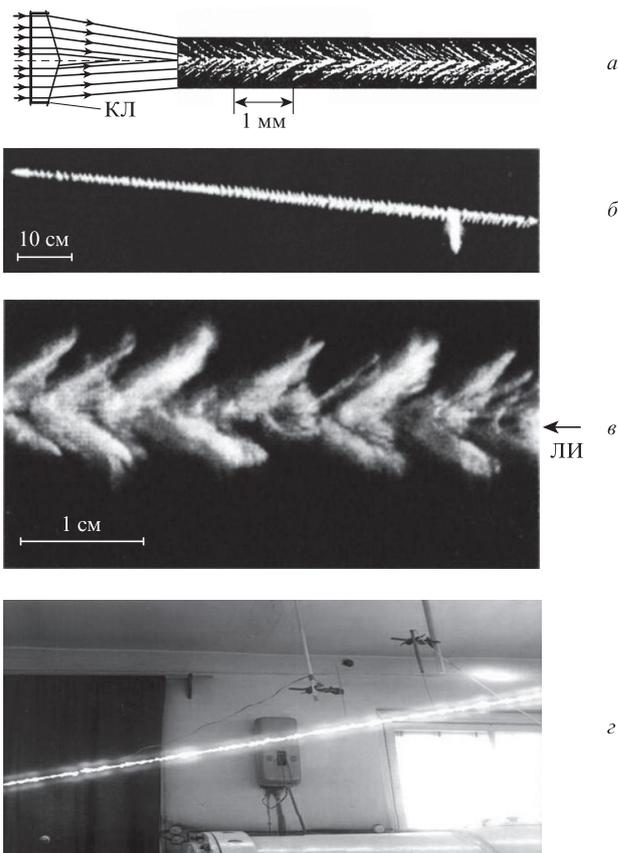


Рис.1. Схема фокусировки лазерного излучения конической линзой (КЛ) и фотография канала в свете рассеянного греющего лазерного излучения (ЛИ) с длиной волны $\lambda = 1.06$ мкм в начальный момент пробоя ($\tau_p \approx 50$ нс, время экспозиции 5 нс, время задержки $t_d = 0$) [11] (а), фотографии СЛИ при фокусировке излучения CO_2 -лазера коническим зеркалом с углом раствора $\gamma = 177.8^\circ$ (б, в) и фотография электрического пробоя в атмосфере в канале, образованном СЛИ (г).

свете рассеянного греющего излучения с длиной волны $\lambda = 1.06$ мкм в начальный момент пробоя ($\tau_p \approx 50$ нс, время экспозиции 5 нс, время задержки $t_d = 0$) [11]. На структуру канала влияет комбинация таких параметров, как длительность импульса и угол γ . Например, для длинного импульса на неоднородностях структуры канала может возникать светодетонация [15], и тогда структура приобретает вид «елочки» [11]. Фотография сплошной лазерной искры (СЛИ, рис.1,в) получена при фокусировке излучения CO_2 -лазера в атмосфере коническим зеркалом с углом раствора $\gamma = 177.8^\circ$ [8]. Видно, что лазерная искра выглядит как сплошной шнур, состоящий из ярких конусообразных элементов. Разрывы, характерные для искр, получаемых при фокусировке излучения сферической оптикой, в данном случае отсутствуют. Подобная картина имела место при энергии лазера до 300 Дж [8]. На фотографии фрагмента СЛИ (рис.1,в) продольная структура искры имеет вид ярких конусообразных элементов, соприкасающихся между собой и расположенных на одинаковом расстоянии друг от друга. На рис.1,г представлена фотография ЭП в атмосфере в канале, образованном СЛИ. В работе [8] ЭП при исследовании искры между стержнями, погруженными в ее плазму и отстоящими на расстояние $d = 80$ см друг от друга, происходил при энергии лазера 140 Дж и минимальной средней напряженности электрического поля $E_{\min} \approx 77$ В/см.

Проведенные до настоящего времени эксперименты по реализации направляемых лазерной искрой электрических разрядов в случае фемтосекундных твердотельных и длинноволновых лазеров выявили еще одно принципиально важное различие. Пробивное напряжение при наличии лазерно-плазменного канала, состоящего из филаментов, снижалось на 30% [5], а в случае использования CO₂- и DF-лазеров его удалось снизить более чем в десять раз.

Как указано в работе [16], направляющие свойства СЛИ (при задержке подачи высокого напряжения $T = 10\text{--}20$ мкс) аналогичны действию цепочки металлических шариков. Через оптимальное время 10–20 мкс в результате расширения отдельных «очагов» пробоя происходит формирование сплошного квазиллиндрического проводящего канала с пониженной плотностью газа, составляющей ~ 0.1 от нормальной плотности, с высокой равновесной температурой 2700–2900 К и концентрацией электронов $10^7\text{--}10^8\text{ см}^{-3}$.

Другой подход к созданию токопроводящего канала связан с применением импульсно-периодического (ИП) режима работы лазера. В работах [17] показана возможность получения высокочастотного ИП режима работы электроразрядного и газодинамического лазеров с высокой пиковой мощностью. Такой режим генерации излучения способен решить задачи воспроизведения токопроводящего канала большой длины в атмосфере в течение длительного времени. Для этого необходимо совместить пучок лазерного излучения с обращенной телескопической системой Кассегрена, имеющей главное сферическое зеркало большого диаметра и перемещающееся по определенному закону второе сферическое зеркало. При перемещении второго зеркала телескопа общий действительный фокус системы будет изменять свое положение во времени от бесконечности до некоторого минимального значения, определяемого оптической схемой телескопа. Расчеты показывают, что при определенной частоте следования лазерных импульсов и определенном законе движения второго зеркала возможно формирование непрерывных протяженных плазменных каналов.

Однако при практической реализации данной схемы «бегущего» фокуса имеется ряд трудностей принципиального характера. Известно, что распределение света в фокальной плоскости хорошо коррелированной линзы обусловлено по существу дифракцией Фраунгофера. Особенности внефокальных трехмерных монохроматических изображений точечного источника, полученных с помощью круглого отверстия, были впервые рассмотрены Ломмелем. Вдоль оптической оси z длина фокального отрезка, которая определяет продольный размер области, где концентрируется энергия, квадратично зависит от фокусного расстояния системы. Поперечный размер этой области пропорционален фокусному расстоянию и угловой расходимости лазерного излучения, и поэтому объем концентрируемой энергии пропорционален фокусному расстоянию в четвертой степени. По этой причине для формирования однородного плазменного канала длиной в несколько километров необходим профилированный режим работы ИП лазера с точки зрения энергии импульса и сложный программируемый характер движения второго зеркала телескопа. При практической реализации данного метода с помощью ИП CO₂-лазера со средней мощностью 1 кВт получен непрерывный плазменный канал длиной ~ 1 м [18].

Совершенно новый подход к формированию токопроводящего канала может быть реализован с помощью тех-

нологии лазерного запуска по программе «Импульсар» [19]. Перемещение лазерного двигателя «Импульсар» под действием излучения высокочастотного ИП лазера с энергией импульсов, достаточной для реализации пробоя в фокусе оптической системы лазерного реактивного двигателя (ЛРД), обеспечивает формирование непрерывного токопроводящего канала в воздушной среде в результате создания смеси аэрозоля [20] с атмосферным воздухом и ее последующей ионизации [19]. При этом, как показывают расчеты, указанный диапазон частот следования импульсов лазера обеспечивает непрерывность формируемого токопроводящего канала при оптимальных скоростях перемещаемой фокусирующей системы.

Действительно, каждый импульс лазерного излучения, сфокусированный затем оптической системой, создает некоторую протяженную область плазмы с высокой проводимостью, занимающую относительно небольшой отрезок траектории перемещения фокусирующей системы. Если импульсы излучения лазера будут следовать с малой частотой [21], то при некоторых скоростях перемещения фокусирующей системы эти области будут представлять собой нечто похожее на штриховую линию. При частоте же более 10 кГц и оптимальных для решения задачи скоростях перемещения эти области проводимости уже не будут иметь разрывов, и формируемый проводящий канал будет сплошным. Однако при выходе перемещаемой оптической системы в разреженные слои атмосферы возникает проблема дефицита среды. Для ее решения перемещаемая оптическая система должна быть снабжена эффективным источником создания в окрестностях фокуса среды в виде легко возгоняющегося под воздействием падающего на него лазерного излучения вещества, содержащего микроскопические частицы металла. Возможно использование, например, нанопорошка оксида меди (CuO) [22], который под действием лазерного излучения при нагреве обеспечивает синтез проводящих аэрозольных частиц меди. Наличие же в возгоняющемся веществе аэрозольных частиц тяжелых металлов позволяет одновременно с улучшением условий проводимости канала увеличить удельный импульс тяги ЛРД.

При технической реализации длинного проводящего канала необходимо решить несколько задач, среди которых необходимо отметить следующие:

- создание высокочастотного ИП CO₂-лазера со средней мощностью $P \gtrsim 100$ кВт и пиковой мощностью, достаточной для осуществления пробоя в фокусе оптической системы ЛРД;
- создание системы динамической коррекции волнового фронта широкоапертурного лазерного пучка с диаметром $D \gtrsim 10$ см при наличии мелкомасштабной турбулентности в атмосфере;
- учет поглощения и рассеяния лазерного излучения частицами аэрозоля в выходе ЛРД;
- совмещение стартовой позиции ЛРД с лазером и источником высокого (до нескольких мегавольт) импульсного напряжения;
- получение максимально возможного удельного импульса тяги ЛРД для уменьшения времени образования аэрозольного канала;
- выбор вещества аэрозольных частиц тяжелых металлов и их дисперсионного состава, позволяющих обеспечить высокую проводимость канала при нагреве до температуры возгонки в ЛРД;
- определение нижней границы размеров дисперсионных частиц аэрозолей для обеспечения ЭП канала, способ-

ного пропускать ток, соответствующий режиму короткого замыкания в естественной или искусственной электрической цепи при минимально возможной средней напряженности электрического поля.

Для решения двух последних задач нами проведены эксперименты, результаты которых приводятся в настоящей работе. Задачи определения динамики изменения проводимости канала при значительных временах задержки и ее поддержки на оптимальном уровне за счет включения в цепь дополнительных высокочастотных генераторов представляются важными и будут рассмотрены на следующих этапах программы «Импульсар».

2. Формирование электрического пробоя в канале, образованном тонкой взрывающейся проволокой

С целью моделирования процесса формирования токопроводящего канала на основе технологии «Импульсар» в работе приводятся результаты экспериментальных лабораторных исследований управляемого ЭП в атмосферном канале, содержащем аэрозоли [22, 23] горячих частиц меди и оксида меди (CuO , Cu_2O), образующихся при взрыве проволоки (ВП). Следует отметить, что предлагаемый метод создания необходимой концентрации варьируемых по размеру частиц представляется весьма эффективным с точки зрения критерия «цена–качество» при проведении большого числа экспериментов, моделирующих оптимальные условия высокой проводимости. Существует ряд факторов, которые облегчают механизм ЭП (включая стримерную стадию) длинных промежутков в атмосферном канале, образованном при ВП в случае средних напряженностей внешнего электрического поля.

Как было отмечено в работе [14], при анализе механизма образования в атмосфере искрового канала в разрядном промежутке с полем произвольной конфигурации основным является вопрос о механизме разогрева газа, обеспечивающем его термическую ионизацию в канале искры. Обычно причиной повышения температуры в канале разряда считалось увеличение концентрации заряженных частиц, поставляемых ударной ионизацией газа. Однако концентрация заряженных частиц $10^{11} - 10^{13} \text{ см}^{-3}$ является предельной для ударной ионизации. Скорость развития тепловых процессов в газе ограничена скоростью движения электронов, преобразующих энергию электрического поля в тепловую энергию молекул газа. Тепловая инерция газа исключает возможность скачкообразных изменений его температуры, а следовательно, и проводимости, как в процессе разогрева, так и при охлаждении канала.

В работе [13] отмечается, что процесс ионизации в сильноионизованной плазме существенно отличается от аналогичного процесса, происходящего в слабоионизованной плазме, где молекулы ионизируются электронами, которые приобретают энергию непосредственно от электрического поля. В сильноионизованной плазме поле поставляет энергию всему электронному газу. Электроны термализуются в результате столкновений друг с другом, приобретая максвелловское распределение. Ионизируют газ те из них, которые получили достаточно энергии, но не от поля, а в ходе обмена энергией с другими частицами. Поддерживать сильноионизованную равновесную плазму гораздо легче, чем слабоионизованную неравновесную, поскольку для этого требуется гораздо более слабое поле.

Например [13], в равновесном плазменном столбе азотной дуги атмосферного давления, которая горит в охлаждаемой трубке радиусом $r = 1.5 \text{ см}$, при токе $i = 10 \text{ А}$ поддерживающее столб дуги поле имеет напряженность $E = 10 \text{ В/см}$. При этом $T = 8000 \text{ К}$, плотность газа $N_a = 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $n_e = 2 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$, степень ионизации $x_1 = n_e/N \approx 2 \times 10^{-3}$, $E/N_a \approx 10^{-17} \text{ В} \cdot \text{см}^2$. В неравновесном столбе тлеющего разряда в азоте напряженность поддерживающего разряд поля на порядок больше: $E = 200 \text{ В/см}$. Причина столь резкого различия кроется в разном характере процесса ионизации. В случае слабоионизованной плазмы поле должно быть сильным, чтобы ускорить электрон до энергии 13–15 эВ, необходимой для ионизации. В случае же сильноионизованной равновесной плазмы поле достаточно ускорить электрон лишь до энергии порядка $kT \sim 1 \text{ эВ}$. Как указано в работе [13], электроны снабжают энергией атомы, и все частицы в ходе обмена энергией «вскладчину» концентрируют энергию в отдельных электронах, которые и осуществляют ионизацию.

В экспериментах по созданию канала высокой проводимости в атмосфере нами была использована медная проволока марки ПЭВ 2 в эмалевой оболочке длиной 90–155 см и диаметром 90 мкм. На рис.2,а представлена схема экспериментальной установки и показано положение датчиков для измерения тока поясом Роговского и напряжения на конденсаторной батарее с помощью делителя напряжения, а также положение торца полированного кварцевого волокна, передающего излучение из канала разряда на быстродействующий рпн-фотодиод. Торцевое кварцевое волокно находилось на расстоянии 2–10 см от оси проволоки в области катода или анода разрядного промежутка. Форма импульса тока изме-

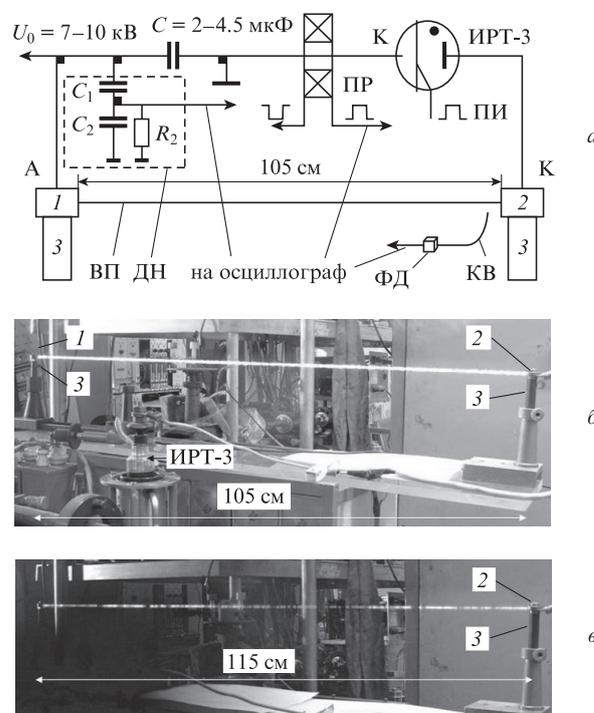


Рис.2. Схема эксперимента по инициированию ЭП в канале ВП в случае горизонтального положения проволоки (1, 2 – латунные электроды; 3 – эбонитовые изоляторы; ИРТ-3 – игнитрон, коммутатор; ПР – пояс Роговского; ДН – делитель напряжения; ПИ – пусковой импульс; ВП – взрывающаяся проволочка; ФД – фотодиод; КВ – кварцевое волокно; А – анод; К – катод) (а), фотография управляемого ЭП (б) и фотография ВП в отсутствие пробоя (в).

рялась с помощью дифференциального экранированного пояса Роговского с временным разрешением ~ 30 нс [24], форма напряжения на разрядном промежутке – с помощью подключенного к аноду батареи конденсаторов экранированного делителя напряжения смешанного типа, который дает ошибку измерения $\sim 1\%$ при длительности фронта тока $\tau_f \geq 1$ мкс [25]. В качестве регистрирующего прибора использовался цифровой осциллограф Tektronix TDS 220. Конденсатор емкостью $C = 2$ мкФ заряжался от источника напряжения до $U_0 = 7-10$ кВ. При включении внешним пусковым импульсом управляемого разрядника (игнитрон ИРТ-3) конденсатор разряжался через проволоку из меди диаметром 90 мкм (с учетом эмалевой оболочки диаметр проволоки равен ~ 110 мкм). Как показали эксперименты, наличие эмалевой оболочки помогает формировать в атмосфере тонкий, прямой канал ЭП с диаметром проводящей зоны 4–8 мм и приводит к уникальному механизму формирования фракции аэрозоля в виде шариков диаметром 330–20 мкм с окисленной в процессе ВП поверхностью черного цвета. Большие куски эмалевой оболочки (длиной до 10 см) остаются целыми, с прожогами на поверхности. В процессе взрыва проволоки и электрического пробоя эмалевая оболочка стабилизирует пространственное положение шариков в канале, которые являются центрами ионизационных плазменных образований.

На рис.2,б приведена фотография ЭП в канале, образованном при ВП в случае ее горизонтального расположения ($\varnothing 90$ мкм, длина 105 см). Фотосъемка осуществлялась через синий фильтр ФС-1 совместно с нейтральным фильтром НС-9 цифровой камерой OLYMPUS C-5050 ZOOM. При выдержке 1.6 с фотоснимки носят интегральный характер, т.к. экспозиция при фотосъемке разряда определяется длительностью самого разряда. В процессе фотосъемки задавалось максимальное разрешение матрицы цифровой камеры. При фотографировании всего разрядного канала расстояние l от центра проволоки до объектива цифровой камеры составляло ~ 2 м. Для выявления деталей ЭП – размеров отдельных горячих частиц, возникших при ВП, диаметра канала и неоднородностей в структуре его свечения – применялся режим макросъемки, при котором объектив цифровой камеры располагался на близком расстоянии (25–50 см) от ВП. При фотографировании продуктов ВП $l = 3$ см (супермакрорежим). При этом использовался режим ZOOM цифровой камеры. Сферическая форма продуктов ВП ($\varnothing 330-20$ мкм) объясняется преобладающим действием сил поверхностного натяжения на капли расплавленной меди при их формировании. Большой разброс диаметров частиц объясняется дроблением и объединением капель металла в процессе ВП [26]. Черный цвет шариков обусловлен образованием оксида меди на их поверхности в результате взаимодействия капель меди с кислородом воздуха. Процесс окисления является обратимым, т.к. при нагреве до ~ 1200 К оксид меди восстанавливается и снова превращается в медь [22]. При ВП из-за окисления концентрация кислорода в образовавшемся канале должна резко уменьшиться. В данном эксперименте показано, что к моменту ЭП напряжение на разрядном промежутке $U_a \approx 7$ кВ обеспечивает напряженность электрического поля в канале $E_c = U_a/d \approx 67$ В/см.

При емкости накопителя $C = 2$ мкФ в зависимости от зарядного напряжения и длины проволоки возможен режим ВП без пробоя. На рис.2,в приведена фотография канала ($\varnothing 90$ мкм, длина 115 см), образованного при взрыве

в отсутствие ЭП. Видно, что структура канала имеет прерывистый характер. Он состоит из отдельных изолированных плазменных очагов перегретых капель материала проволоки [27–29]. При зарядном напряжении $U_0 = 10$ кВ и емкости накопителя $C = 2$ мкФ напряжение на конденсаторной батарее к моменту окончания ВП уменьшается до 7.6 кВ. Максимальное значение импульса тока при ВП определяется главным образом при постоянном зарядном напряжении U_0 начальным сопротивлением проволоки R_0 и составляет 1.25 кА. При изменении длины медной проволоки диаметром 90 мкм в пределах 90–155 см измеренные сопротивления составили 2.7–4.2 Ом. При $U_0 = 10$ кВ и $C = 2-4$ мкФ максимальная амплитуда импульса тока изменялась в диапазоне 1–1.4 кА. После ВП по горячему каналу некоторое время протекает ток $i \approx 10$ А, затухающий до нуля. В результате этого остаточное напряжение на конденсаторной батарее уменьшается до 7 кВ. Несмотря на протекание после ВП остаточного тока, который увеличивает температуру канала, при данных параметрах разрядной цепи ЭП не возникает. Количество энергии W , затраченной на ВП, рассчитанное по характеристикам тока и напряжения, составило ~ 43 Дж.

В серии экспериментов при горизонтальном положении проволоки емкость конденсаторной батареи $C = 2$ мкФ была постоянной, изменялись только длина проволоки (90–155 см) и зарядное напряжение (7–10 кВ). Экспериментально установлено, что при длине проволоки 100 см минимальное зарядное напряжение, при котором ЭП промежутка отсутствует, не превышает 7 кВ, что соответствует минимальной запасенной энергии $W_0 = 49$ Дж.

В следующей серии экспериментов при исследовании режима ЭП в канале был рассмотрен вариант вертикального положения проволоки, что предпочтительнее, т.к. при этом учитывается возможное влияние вертикальной компоненты электрического поля у поверхности Земли на ЭП в канале, образованном ВП.

На рис.3,а приведена фотография ЭП в канале, образованном вертикально расположенной проволокой ($\varnothing 90$ мкм, длина 143 см) при начальной запасенной энергии $W_0 = 190$ Дж, что соответствовало зарядному напряжению $U_0 = 10$ кВ и емкости накопителя $C = 3.8$ мкФ. ЭП соответствуют осциллограммы тока, напряжения и свечения разрядного канала, регистрируемого быстродействующим рпн-фотодиодом с временным разрешением ~ 1 нс. Световое излучение подавалось на светочувствительную площадку рпн-фотодиода через кварцевое волокно длиной ~ 2 м, полированный приемный конец которого находился в области анода разрядного промежутка на расстоянии 1.5–4 см от разрядного канала. Длительность импульса излучения по полувысоте составляла ~ 30 мкс и практически совпадала с соответствующей длительностью импульса тока при ЭП канала (на регистрирующей излучение осциллограмме (рис.3,з) видна лишь дуговая фаза пробоя). Из осциллограммы тока (рис.3,б,з) видно, что в период паузы тока [30, 31] длительностью $\Delta T \approx 140$ мкс ток близок к нулю. Результаты наших исследований показали, что в период паузы ток составлял 10–50 А (в зависимости от параметров разрядной цепи).

Существует много теорий, объясняющих данное явление. Мы рассмотрим их в последующих наших публикациях. Как показано в работе [31], величина задержки ЭП для медной проволоки зависит от средней напряженности электрического поля E_c в канале в момент начала дуговой фазы пробоя. Из осциллограммы напряжения

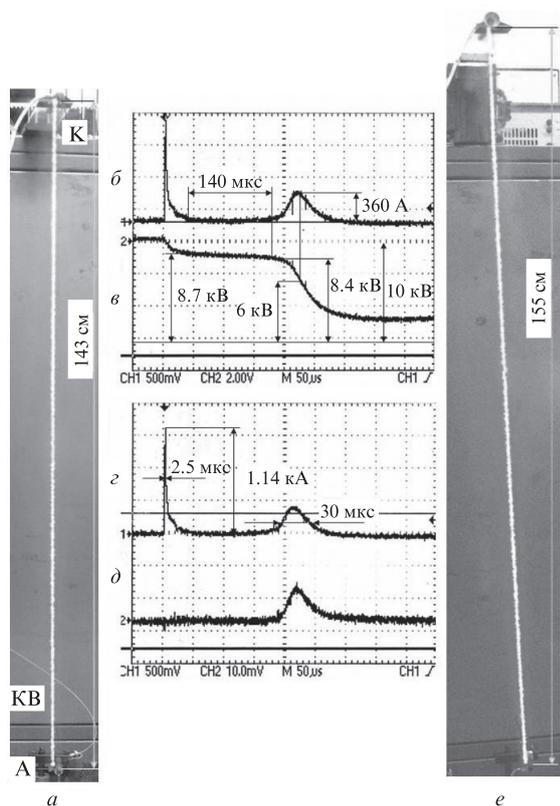


Рис.3. Фотография управляемого ЭП при вертикальном положении ВП (расстояние между электродами 143 см) (а), осциллограммы тока (б, в), напряжения (г) и свечения разрядного канала (д) ВП при емкости $C = 3.8$ мкФ и зарядном напряжении $U_0 = 10$ кВ, а также фотография управляемого ЭП при $C = 4.5$ мкФ, зарядном напряжении $U_0 = 10$ кВ и расстоянии между электродами 155 см (е).

видно, что ЭП происходил при напряжении ~ 8.4 кВ. По осциллограммам тока и напряжения можно также определить сопротивление канала в процессе ЭП в момент, соответствующий $I_{\max} \approx 360$ А. В данном случае $R_{\min} \approx 17$ Ом. В отличие от работ [32, 33], данные о диаметре разрядного канала здесь не важны, т.к. разряд является медленным и индуктивной составляющей при оценке падения напряжения на разрядном канале можно пренебречь. На рис.3,б в случае ЭП в канале, образованном ВП при $C = 3.8$ мкФ и индуктивности $\mathcal{L} = 2$ мкГ, волновое сопротивление $\rho = \sqrt{\mathcal{L}C} \approx 0.7$ Ом, что существенно меньше R_{\min} и соответствует аperiodической форме разряда ($R_{\min} > 2\rho$).

В работе [9] было отмечено, что на сопротивление канала влияет не ток, а количество выделившейся в канале энергии. При длине проволоки 143–152 см и максимальной емкости $C_{\max} = 4.5$ мкФ пробой в канале, образованном ВП, реализовывался с вероятностью, близкой к 100%. На рис.3,е приведена фотография управляемого ЭП при $C = 4.5$ мкФ, $U_0 = 10$ кВ и расстоянии между электродами 155 см. В данном эксперименте ЭП происходил при напряжении ~ 8.3 кВ. Длительность паузы тока $\Delta T \approx 200$ мкс. При длине проволоки 152–159 см ЭП реализовывался с вероятностью $\sim 30\%$. При ее длине более 159 см вероятность ЭП при тех же параметрах схемы близка к нулю. Таким образом, средняя минимальная напряженность электрического поля в канале, образованном ВП, при которой еще возможен пробой, равна ~ 52 В/см. Предположение о возможности длительного поддержания тока пробоя при увеличении запасенной энергии на порядок и том же за-

рядном напряжении подтвердилось частично. Детально этот вопрос будет рассмотрен в дальнейшем.

Канал регистрации излучения в видимом диапазоне длин волн имеет низкую чувствительность, т.к. регистрирует только то излучение, которое попадает в угловую апертуру полированного приемного торца кварцевого волокна. Если торец приблизить к разрядному каналу на минимальное расстояние ~ 1.5 см, то на осциллограмме излучения можно регистрировать следующие фазы в видимом диапазоне длин волн. В первые 16 мкс после ВП излучение в видимой области мало (при ВП появляется излучение с длиной волны 2.5–0.5 мкм) [29]. Затем на осциллограмме свечения в видимой области регистрируется излучение, соответствующее стримерной (слабое), лидерной (слабое) и дуговой фазам пробоя.

Анализ большого количества фотографий свидетельствует об исключительной управляемости траекторией ЭП (ломаная линия, окружность и т.д.), задаваемой натянутой медной проволокой, и об отсутствии ветвлений. В ходе экспериментов выяснилось, что вертикальное расположение проволоки при взрыве действительно оказывалось предпочтительным в случае реализации механизма стримерного пробоя промежутков максимальной длины ($L_{\max} \approx 159$ см) при $U_0 = 10$ кВ и $C_{\max} = 4.5$ мкФ.

Каким же требованиям должно удовлетворять ионизованное образование, чтобы оно могло положить начало ЭП? В работе [13] приведены минимальные условия, которые обеспечивают начало стримера. Рассмотрим однородный проводящий шар радиусом R_s , помещенный в однородное поле напряженностью E_0 . Для возникновения самораспространяющегося плазменного канала необходимо, чтобы внешнее поле было вытеснено из плазменного образования, а снаружи – усилено. Чтобы внешнее поле было вытеснено из всего объема сферы, заряды должны быть распределены по поверхности неравномерно и в поле должно содержаться не менее $N_e = 3\epsilon_0\pi R_s^2 E_0 / e$ электронов. Если учесть, что радиус такого образования должен быть не меньше α^{-1} (α – эффективный коэффициент ионизации), то мы придем к следующей оценке нижнего предела количества электронов, при котором может возникнуть стример [13]: $N_{e\min} \approx 3\epsilon_0\pi E_0 / (e\alpha^2)$. В качестве примера рассмотрим воздух атмосферного давления. При напряженности поля пробоя $E_0 = 31.4$ кВ/см и эффективном коэффициенте ионизации $\alpha = 12.4$ см⁻¹ получим $N_{e\min} \approx 2 \times 10^9$. Ограничение на концентрацию плазмы тем жестче, чем меньше радиус плазменного образования. При минимально допустимом $R_s \sim \alpha^{-1}$ концентрация электронов $n_{e\min}$ в воздухе атмосферного давления должна составлять $\sim 4 \times 10^{11}$ см⁻³. Также необходимо, чтобы размер образования R_s был не меньше длины ионизации α^{-1} в поле с напряженностью, равной или несколько большей, чем во внешнем поле. В воздухе атмосферного давления длина ионизации $\alpha^{-1} \sim 0.8$ мм. Если начальный размер плазменного образования, находящегося в однородном поле, удовлетворяет сформулированным требованиям, от него вдоль поля в обе стороны побегут волны ионизации, оставляя за собой плазменный канал. По мере прорастания плазменного канала поле у обоих его лидерных головок будет увеличиваться [13].

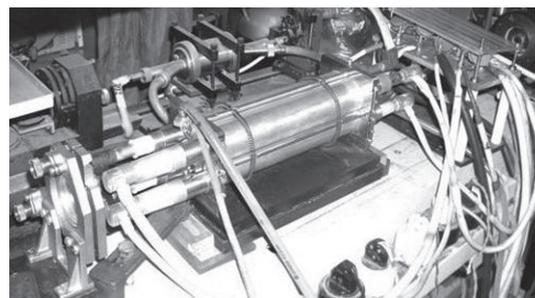
Проведенные нами эксперименты показали, что все перечисленные выше требования к ионизованному образованию [13], выполнение которых необходимо для начала ЭП, реализуются в канале разрядного промежутка, образованного ВП с приведенными выше параметрами. Характерис-

тики отдельных плазменных образований ($R_s \sim 0.5-4$ мм, средние расстояния 3–5 мм и температура $T \sim 3000-5000^\circ\text{C}$), в центре которых имеются сгустки перегретых капель и их агрегатов, а также пониженное содержание кислорода в канале ВП приводят к значительному снижению средней напряженности электрического поля, необходимой для ЭП. Следует отметить, что размеры отдельных плазменных образований на один-два порядка больше размеров перегретых капель вещества проволоки. Средняя плотность продуктов вещества в канале после ВП $\rho \sim 0.1$ кг/м³. В отдельных плазменных образованиях сферической формы возможно не более чем тройное усиление напряженности электрического поля. Дальнейшие исследования должны выявить новые факторы, приводящие к ЭП в канале, образованном ВП при $E_c = 52$ В/см. Следует отметить оригинальную работу [34], посвященную исследованию канала лидерного разряда. В ней показано, что сопротивление единицы длины канала лидера положительного заторможенного разряда равно 11.8 Ом/см, а продольный градиент в канале в конце лидерной фазы составляет 55.5 В/см. Основные параметры лидерного канала оказались теми же, что и в случае дугового разряда. В работе [13] результат, полученный в работе [34], трактуется как не вполне корректный вследствие ошибочного анализа осциллограмм напряжения на разрядном промежутке. Результаты нашей работы опровергают мнение, изложенное в [13].

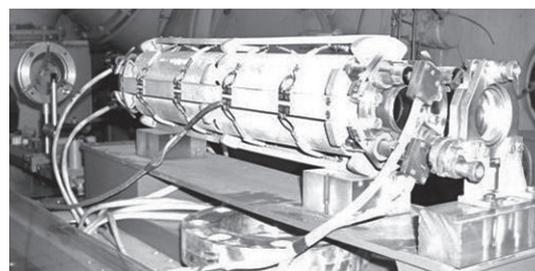
Для проверки влияния размеров отдельных плазменных образований в канале на механизм ЭП нами были проведены эксперименты с ВП из меди длиной 30–36 см и диаметром 90 мкм при $U_0 = 10$ кВ и $C_{\max} = 4.5$ мкФ, т.е. при значительно большем удельном энергокладе. В канале, образованном при ВП с такими параметрами, присутствуют в достаточном количестве наночастицы вещества проволоки [22] и полностью отсутствуют крупные частицы (отдельные плазменные образования); при этом нарушается второе требование к развитию механизма стримерного пробоя в канале. Как следствие, при соответствующих параметрах разрядной цепи пробой в случае пятикратного уменьшения длины промежутка не происходил. Он наступал лишь при длинах проволоки не менее 60 см, когда начинало выполняться условие на размер плазменных образований в канале ВП для реализации стримерного пробоя.

3. Формирование электрических разрядов в плазменном канале, полученном с помощью твердотельного лазера

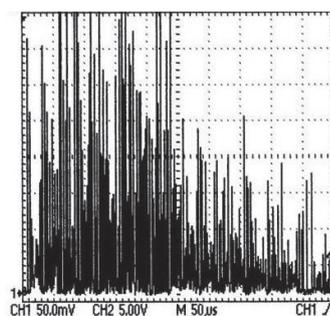
Нами также был исследован режим электрического пробоя в содержащем испаренные частицы аэрозолей металлов и их соединений плазменном канале, который образуется при фокусировке излучения твердотельного лазера, работающего в модифицированном пичковом режиме на мишени из различных материалов [35]. Для создания плазменного факела на мишени использовался твердотельный лазер на фосфатном стекле с длиной волны $\lambda = 1.054$ мкм, работающий в модифицированном режиме генерации с пиковой мощностью 100–500 кВт. Фотографии лазеров, работающих в этом режиме, приведены на рис.4,а, б. Данный тип твердотельных лазеров является уникальным. Это фактически лазер-гиперболюид (по способу вывода излучения из «глухого» плоского резонатора через круглое отверстие большого диаметра, которое можно увидеть на



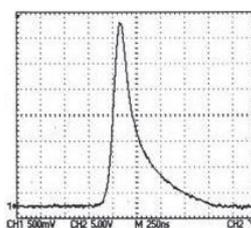
а



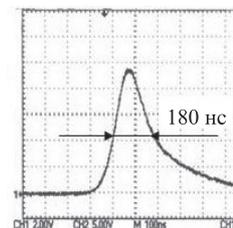
б



в



з



д

Рис.4. Общий вид твердотельных лазеров (а, б), осциллограмма лазерного излучения (в) и осциллограммы отдельных лазерных импульсов (з, д).

верхнем фото). Лазеры данного типа способны создавать факельную плазму с большим объемом в импульсном и ИП режимах. Лазерный импульс длительностью до 700 мкс состоял из большого числа (около 150) высококонтрастных импульсов длительностью 150–300 нс, следующих со средней частотой 200 кГц (рис.4,в–д). Расходимость излучения на выходе лазера, $\alpha \sim 4 \times 10^{-4}$ рад, была близка к дифракционной. Общая энергия за одну лазерную вспышку достигала ~ 30 Дж (лазер на рис.4,а). В качестве мишеней использовались графит, винипласт, текстолит, феррит, пермаллой, карбонильный сердечник, которые при облучении сфокусированным лазерным излучением образовывали облако быстро расширяющейся плазмы, содержащей аэрозольные частицы испаренного вещества мишени с размерами 50–1000 нм. При этом крупных частиц в облаке плазмы обнаружено не было (при использовании в качестве мишени меди организовать электрический пробой в таком факеле невозможно, т.к. испаренные крупные капли меди летят со скоростями сотни метров в се-

кунду и не образуют квазистационарного канала для ЭП). Проводимость такой плазмы до настоящего времени изучена мало, а динамика изменения ее свойств представляет значительный интерес с точки зрения поиска путей создания по программе «Импульсар» сверхдлинных каналов высокой проводимости для передачи энергии на значительные расстояния. В экспериментах использовалась система электродов, между которыми осуществлялся электрический разряд (рис.5). Цилиндр из меди – анод – подключался к высоковольтному выходу конденсаторной батареи емкостью $C = 2$ мкФ, которая заряжалась до напряжения 10 кВ. Катод из дюралюминия имел отверстие диаметром 6 мм, через которое с помощью линзы с фокусным расстоянием 300 мм лазерное излучение попадало на мишень. Расстояние между электродами составляло ~ 80 мм.

При энергии лазерного импульса до 30 Дж проводилась коммутация промежутка с помощью плазмы, образующейся на мишени. Типичные фотографии ЭП в атмосфере на мишени из графита (при энергии лазерной вспышки 12 Дж) промежутка ~ 70 мм, полученные через фильтр ФС-1 и нейтральный фильтр НС-9 с помощью цифровой камеры OLYMPUS C-5050 ZOOM, приведены на рис.6. В резко неоднородных полях стримеры прежде всего зарождаются в областях максимальной напряженности полей вблизи электродов и в зависимости от полярности являются анодо- или катодонаправленными [13]. На фотографиях рис.6 направленный к аноду стример развивается быстрее, чем направленный к катоду. На расстоянии ~ 25 мм от анода стримеры перекрываются и происходит ЭП промежутка. Из анализа процесса видно, что траектория пробоя является случайной, как и траектория природной молнии. Кроме того, результаты эксперимен-

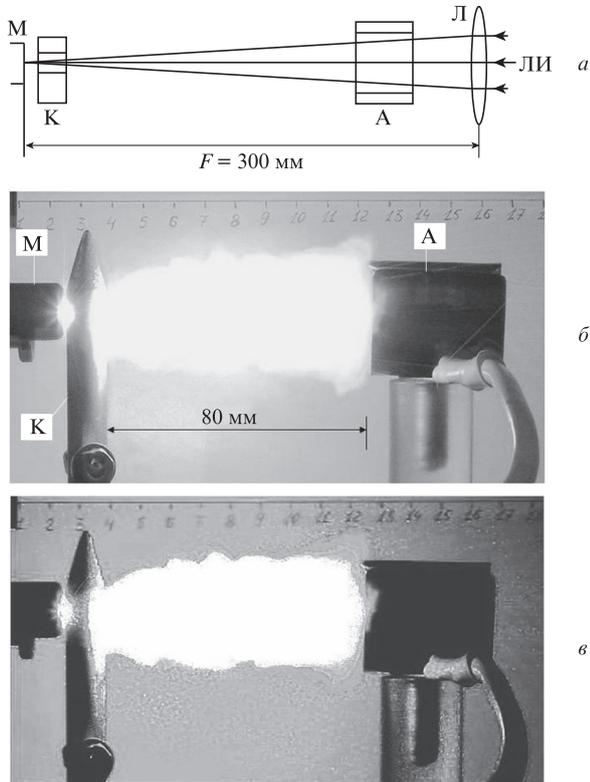


Рис.5. Схема установки для исследования проводимости продуктов плазменного факела (М – мишень) (а), фотография плазменного факела на мишени из графита (б) и результаты обработки изображения в системе цветковых координат HSB (в).

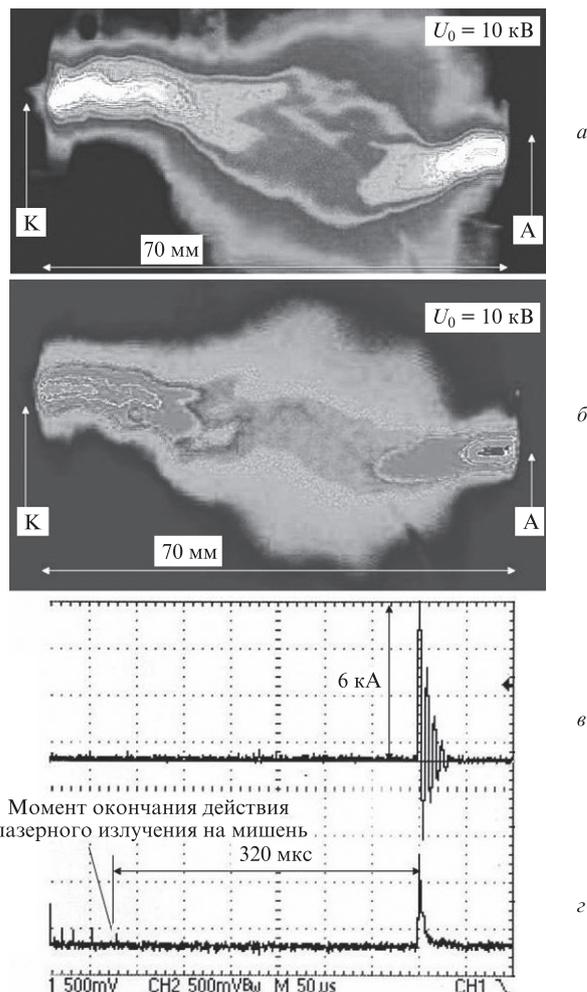


Рис.6. Фотографии ЭП промежутка длиной 70 мм в атмосфере в продуктах плазменного факела при фотосъемке через фильтр ФС-1 и нейтральный светофильтр НС-9 и результаты обработки изображения в системе цветковых координат HSB (а, б), а также осциллограмма тока при ЭП промежутка (напряжение $U_0 = 10$ кВ, емкость накопителя $C = 2$ мкФ) в факельной плазме (в) и осциллограмма свечения канала разряда в аэрозольной плазме (г).

тов с разными мишенями показали, что ЭП происходит при минимальной средней напряженности электрического поля ~ 300 В/см. В ходе экспериментов выяснилось, что задержка ЭП, показанная на осциллограммах тока и свечения в разрядной цепи в случае использования мишени из графита, могла после окончания лазерного воздействия превышать 300 мкс. На рис.6,в $C = 2$ мкФ. Из осциллограммы тока видно, что период затухающих колебаний $T \approx 8$ мкс и, следовательно, индуктивность разряда составляет 0.8 мкГ. Волновое сопротивление контура $\rho = \sqrt{L/C} \approx 0.6$ Ом. По вольт-амперным характеристикам разрядного промежутка длиной 70 мм для мишени из графита сопротивление разрядного промежутка равно 0.5 Ом, что соответствует колебательной форме разряда с сильным декрементом затухания ($R_{\min} < 2\rho$). Большая задержка пробоя по отношению к началу действия лазерного излучения, видимо, связана с замыканием разрядного промежутка расширяющимися парами вещества мишени и с предыонизацией разрядного промежутка УФ излучением плазменного факела.

Для мишеней из других материалов возможная задержка была меньше. Изменение задержки подачи импульсного напряжения на конденсатор позволяет изме-

рять характеристики плазмы в различные моменты времени и тем самым оценивать проводимость канала на различных стадиях его охлаждения и расширения. По нашему мнению, большая напряженность электрического поля в данных экспериментах обусловлена отсутствием крупных частиц в облаке эрозионной плазмы. Исследование после охлаждения плазмы динамики ее проводимости и остаточных аэрозольных продуктов представляется важным для выполнения программы «Импульсар».

4. Результаты экспериментов

Представим оценки проводимости канала, полученные как в наших прежних экспериментах с пробоем атмосферного воздуха длинноволновым и коротковолновым излучениями, так и в рассмотренных в настоящей работе экспериментах с аэрозольной плазмой.

1. Для плазменного канала, полученного на мишенях из графита, феррита, пермаллоя и карбонильного сердечника с помощью твердотельного лазера на фосфатном стекле, удельное сопротивление промежутка составило 10 Ом/м, удельное пробивное напряжение ~ 300 В/см.

2. Для плазмы, содержащей совокупность дисперсионных и конденсационных аэрозолей и полученной с помощью ВП, удельное сопротивление промежутка составило ~ 5 Ом/м, а удельное пробивное напряжение ~ 50 В/см.

3. Для плазменного канала, полученного с помощью импульсного CO_2 -лазера с конической фокусирующей оптикой, удельное сопротивление промежутка составило 100–400 Ом/см, удельное пробивное напряжение ~ 80 В/см.

4. Для плазменного канала, полученного с помощью фемтосекундного импульсного лазера, удельное сопротивление промежутка составило ~ 0.1 МОм/м, удельное пробивное напряжение ~ 7.5 кВ/см [4].

Оценки показывают, что для создания плазменного канала длиной ~ 1 км на основе приведенных в эксперименте результатов для реализации ЭП оказывается достаточно напряжения 7 МВ при общей вложенной энергии ~ 300 кДж (при диаметре канала 8 мм). Следует отметить, что минимальное удельное сопротивление канала сильно зависит от удельной вложенной энергии, от поперечного размера плазменных образований, концентрации и размера частиц аэрозолей, от частоты следования лазерных импульсов и их энергии, а также от влажности, температуры и многих других параметров среды, в которой создается токопроводящий канал. Результаты исследований показывают, что плазма обладает высокой проводимостью и может быть эффективно использована для создания проводящего канала для передачи энергии на значительные расстояния.

5. Заключение

В работе определен диапазон размеров частиц меди и оксидов меди (50 нм–300 мкм) и их минимальная объемная плотность ($\rho \sim 0.1$ кг/м³) для обеспечения ЭП при создании плазменного канала по программе «Импульсар». В модельных опытах показано, что в процессе работы ЛРД наночастицы в плазменном канале могут объединяться в более крупные агрегаты. В экспериментах по ЭП также показано, что высокая проводимость плазменного канала с диаметром ~ 8 мм и минимальным удельным сопротивлением ~ 5 Ом/м реализуется при максимальной вложенной удельной энергии ~ 200 Дж/м. При боль-

шем диаметре канала удельная энергия растет как квадрат отношения диаметров. Минимальная средняя напряженность электрического поля (~ 52 В/см) в канале, при которой начинается стримерно-лидерный ЭП разрядного промежутка, обусловлена следующими факторами:

1) наличием в канале дисперсионных и конденсационных аэрозолей горячих частиц оксида меди (CuO , Cu_2O) и меди с окисленной поверхностью диаметром менее 300 мкм в течение длительного времени (1–10 мс) вследствие их малой подвижности;

2) наличием перегретых капель металла в центре плазменных образований, находящихся в метастабильном неустойчивом состоянии при температуре $T \sim 3000$ – 5000 °С, которые играют роль горячих точек [31] в процессе термоэлектронной эмиссии;

3) образованием крупных линейных агрегатов частиц аэрозолей [20], появляющихся при ВП;

4) пониженным содержанием кислорода в канале в результате быстрого окисления частиц аэрозолей, образующихся при ВП.

Авторы благодарны В.Р.Сороченко за обсуждение экспериментальных результатов, С.Ю.Казанцеву, Н.Б.Пономареву – за помощь в работе и С.М.Першину – за полезные критические замечания.

P.S. Статья была отправлена в редакцию 02.11.2011. Одновременно с нашей работой группой авторов из Университета Новой Зеландии (University Canterbury Christchurch New Zealand) 14.11.2011 была опубликована статья [36], в которой при использовании трехкаскадного генератора Маркса и максимальной запасенной энергии 69.3 кДж при импульсе напряжения 270 кВ осуществлена коммутация промежутка длиной 60 м в случае взрыва эмалированной медной проволоки диаметром 200 мкм. Полученная при ЭП напряженность среднего электрического поля $E_c \approx 4.5$ кВ/м практически совпадает с достигнутой в настоящей работе, где $E_c \approx 5$ кВ/м. В дальнейшем эта же группа планирует осуществить коммутацию промежутка длиной в сотни метров при использовании импульсного генератора напряжения с амплитудой в несколько мегавольт.

1. Apollonov V.V. et al. *J. Opt. Soc. Am. B*, **8**, 220 (1991).
2. Alexandrov G.N. et al. *Elektrichestvo*, **12**, 47 (1980).
3. Kinoshita F., Morooka Y., Uchiumi M., et al. *Proc. XII Intern. Conf. on Gas Discharge and their Applications* (Greifswald, Germany, 1997, p. 475).
4. Diels J.-C., Rudolph W. *Ultrashort Laser Pulse Phenomena: Fundamentals, Techniques, and Applications on Femtosecond Time Scale* (Burlington: Acad. Press, 2006).
5. Kasparian J., Rodriguez M., M'ejean G., et al. *Science*, **301**, 61 (2003).
6. Berge L., Skupin S., Nuter R., Wolf J.-P. *Rep. Prog. Phys.*, **70**, 1633 (2007).
7. Зворыкин В.Д., Левченко А.О., Устиновский Н.Н. *Квантовая электроника*, **41**, 227 (2011).
8. Аполлонов В.В., Василяк Л.М., Казанцев С.Ю. и др. *Квантовая электроника*, **32**, 115 (2002).
9. Базелян Э.М., Райзер Ю.П. *Физика молнии и молниезащита* (М.: Физматлит, 2001).
10. Apollonov V.V. *Opt. Eng.*, **44**, 1 (2005).
11. Пятницкий Л.Н., Коробкин В.В. *Труды ИОФАН*, **57**, 59 (2000).
12. <http://www.teramobile.org/publis.html>
13. Базелян Э.М., Райзер Ю.П. *Искровый разряд* (М.: изд. МФТИ, 1997).
14. Александров Г.Н. *ЖТФ*, **37**, 288 (1967).
15. Райзер Ю.П. *Лазерная искра и распространение разрядов* (М.: Наука, 1974).
16. Асиновский Э. И., Василяк Л. М. *Энциклопедия низкотемпературной плазмы. Вводный том. Книга II* (М.: Наука, 2000, с.234).

17. Третьяков П.К., Грачев Г.Н., Иванченко А.И., Крайнев В.Л., Пономаренко А.Г., Тищенко В.Н. *Докл. РАН*, **336**, 466 (1994); Аполлонов В.В., Кийко В.В., Кислов В.И., Суздальцев А.Г., Егоров А.Б. *Квантовая электроника*, **33**, 753 (2003).
18. Грачев Г.Н., Пономаренко А.Г., Смирнов А.Л., Стаценко П.А., Тищенко В.Н. и др. *Квантовая электроника*, **35**, 973 (2005); Apollonov V.V. *Proc. X Intern. Conf. on Photonics and Optoelectronics* (Wuhan, China, 2009, p. 13).
19. Аполлонов В.В. и др. *Патент на изобретение «Способ создания токопроводящих каналов в непроводящей среде» №2400005*, приоритет от 20.05.09.
20. Фукс Н.А. *Механика аэрозолей* (М.: АН СССР, 1955).
21. Агеев В.П., Барчуков А.И., Бункин Ф.В. и др. *Квантовая электроника*, **4**, 2501 (1977).
22. <http://www.nanosized-powders.com>
23. Рухадзе А.А., Шпигель Н.С. *Электрический взрыв проводников* (М.: Мир, 1965, с. 341).
24. Герасименко Н.И., Грашина Н.А., Медведков А.Г., Мещеряков А.Б., Плетнев Н.В. *ПТЭ*, №1, 212 (1988).
25. Гончаренко Г.М. *Труды МЭИ. Вып. 45. Электроэнергетика* (М.: изд. МЭИ, 1963, с. 146).
26. Гаврилов В.Н., Литвинов Е.А. *Журн. прикладной механики и технической физики*, **34**, 28 (1993).
27. Кварцхава И.Ф., Плюто А.А., Чернов А.А., Бондаренко В.В. *ЖЭТФ*, **30**, 42 (1956).
28. Мартынюк М.М. *ЖТФ*, **44**, 1262 (1974).
29. Перегуд Б.П., Абрамова К.Б. *ДАН СССР*, **157**, 837 (1964); Абрамова К.Б. Валицкий В.П., Вандакуров Ю.В., Златин Н.А., Перегуд Б.П. *ДАН СССР*, **167**, 778 (1966).
30. Протопопов Н.А., Кульгавчук В.М. *ЖТФ*, **31**, 557 (1961).
31. Vlasto's A.E. *J. Appl. Phys.*, **38**, 4993 (1967); Vlasto's A.E. *J. Appl. Phys.*, **39**, 3081 (1968).
32. Александров А.Ф., Зосимов В.В., Курдюмов С.П., Попов Ю.П., Рухадзе А.А., Тимофеев И.Б. *ЖЭТФ*, **61**, 1841 (1971).
33. Александров А.Ф., Рухадзе А.А. *Физика сильноточечных электро-разрядных источников света* (М.: Атомиздат, 1976).
34. Комельков В.С. *ДАН СССР*, **58**, 57 (1947).
35. Аполлонов В.В., Плетнев Н.В. *Патент на изобретение «Способ неоднородного вывода энергии свободной генерации высших поперечных типов колебаний из лазера и лазер»*, №2239921, приоритет от 10.11.04.
36. Sinton R., van Herel R., Enright W., Bodger P. *J. Appl. Phys.*, **110**, 093303 (2011).