

# Направление электрического разряда сплошной лазерной искрой при фокусировке излучения CO<sub>2</sub>-лазера коническим зеркалом

В.В.Аполлонов\*, Л.М.Василяк\*\*, С.Ю.Казанцев\*, И.Г.Кононов\*, Д.Н.Поляков\*\*, А.В.Сайфулин\*, К.Н.Фирсов\*

*Показана возможность создания сплошных лазерных искр (СЛИ) с погонным сопротивлением 100–400 Ом/см при фокусировке излучения CO<sub>2</sub>-лазера коническим зеркалом. Экспериментально определен необходимый для этого погонный вклад лазерной энергии, составивший ~200 Дж/м. Продемонстрирована возможность эффективного управления траекторией электрического разряда посредством СЛИ. Установлено, что при переносе электрического потенциала и электрическом пробое СЛИ является аналогом высокопроводящего металлического стержня. Обнаружен и интерпретирован эффект полярности при электрическом пробое воздушных промежутков между плазменным каналом СЛИ и металлическим стержнем. Исследована поперечная структура проводимости СЛИ. Установлено, что с большой вероятностью проводимость СЛИ на начальном этапе обеспечивается фотоионизацией воздуха излучением первичных очагов оптического пробоя.*

**Ключевые слова:** оптический пробой, длинная лазерная искра, CO<sub>2</sub>-лазер, направляемый лазерной искрой электрический разряд.

## 1. Введение

Для решения ряда научных и прикладных задач необходимо создавать в атмосферном воздухе протяженные плазменные каналы с контролируемым местоположением и формой. Такие каналы могли бы найти применение для передачи энергии [1–3], транспортировки пучков заряженных частиц [4, 5], создания плазменных антенн [6], а также для молниезащиты [7–10]. При изучении этих проблем большое внимание уделялось управлению траекторией электрического разряда, или, другими словами, получению направляемых электрических разрядов [1–3, 11, 12].

Одним из наиболее перспективных методов создания плазменного канала или управления траекторией электрического разряда является воздействие на газ излучением лазера. К наиболее интенсивному и длительному возмущению в газе из всех видов лазерного воздействия приводит оптический пробой. Протяженность канала оптического пробоя, называемого длинной лазерной искрой (ДЛИ), в реальных атмосферных условиях может составлять десятки и более метров [13, 14], что позволяет получить направленные электрические разряды длиной несколько метров [1, 8].

В [9] длина направленного разряда достигала 16 м при напряжении на разрядном промежутке 3 МВ и энергии излучения импульсного CO<sub>2</sub>-лазера, применяемого для получения ДЛИ, 460 Дж. Однако ДЛИ, формируемая сферической оптикой, состоит из отдельных очагов пробоя, хаотично расположенных в каустике фокусирующе-

го элемента, т.е. она в принципе разрывна. По этой причине при использовании ДЛИ не удается добиться надежной воспроизводимости результатов при попытках управления траекторией очень длинных разрядов. Об этом также свидетельствуют результаты испытаний лазерной системы молниезащиты в реальных грозовых условиях в Японии, закончившихся неудачей, поскольку в указанных экспериментах наблюдалось два случая совпадений по времени ударов молнии в молниеотвод с включением лазера, но траектории канала молнии и ДЛИ не совпадали [10].

Сплошной, без разрывов, канал оптического пробоя, или сплошная лазерная искра (СЛИ), может быть получен при фокусировке излучения лазера конической линзой (аксиконом) [15]. В экспериментах [16] при фокусировке аксиконом излучения Nd-лазера ( $\lambda = 1.06$  мкм) получена СЛИ длиной ~1 м. Электрические характеристики СЛИ длиной 9–12 см, создаваемой Nd-лазером с длительностью импульса излучения 40 нс, исследовались в [3]. При энергии излучения лазера 100 Дж сопротивление исследуемой искры составило 0.5–1 Ом, при приложении к ней разности потенциалов 1–25 В ток в контуре, по утверждению авторов, начинал протекать сразу после оптического пробоя. Результаты работы [3] свидетельствуют о возможности эффективного управления траекторией электрических разрядов при использовании СЛИ, создаваемых за счет фокусировки лазерного излучения конической оптикой. Однако для практических приложений могут понадобиться значительно более длинные СЛИ. Так, например, оценки [17] показывают, что в реальной системе лазерной молниезащиты длина плазменного канала должна быть равна ~20 м.

Увеличение длины волны лазерного излучения приводит к снижению порога оптического пробоя, что должно позволить увеличить важный для практических применений параметр – длину СЛИ [18]. В настоящей работе исследуются возможность создания СЛИ с использовани-

\*Институт общей физики РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38; e-mail: kononov@kapella.gpi.ru

\*\*Институт теплофизики экстремальных состояний Объединенного института высоких температур РАН, Россия, 127412 Москва, ул. Ижорская, 13/19; e-mail: lab852@hedric.msk.su

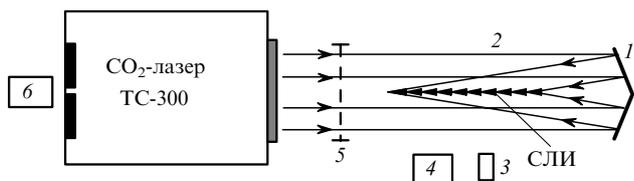


Рис.1. Схема установки для получения СЛИ:  
1 – коническое зеркало; 2 – лазерный пучок; 3 – фотодиод; 4 – цифровой фотоаппарат; 5 – проходной болометр; 6 – фотоприемник.

ем CO<sub>2</sub>-лазера ( $\lambda = 10.6$  мкм), а также возможность ее применения для направления электрического разряда и передачи потенциала.

## 2. Экспериментальная установка

Схема экспериментальной установки для исследования СЛИ показана на рис.1. Излучение импульсного электроразрядного CO<sub>2</sub>-лазера марки ТС-300 [19] с максимальной выходной энергией 300 Дж и расходимостью излучения  $\sim 3.5 \times 10^{-4}$  рад по уровню 0.5 фокусировалось коническим алюминиевым зеркалом 1 с углом раствора конуса  $\gamma = 177.8$  или  $179.16^\circ$ . Угол падения лазерного пучка 2 на фокусирующее зеркало не превышал  $5^\circ$ . Излучение лазерной искры в видимом диапазоне регистрировалось быстродействующим фотодиодом 3, производилось также ее фотографирование цифровым фотоаппаратом 4 марки Olympus C-3030.

Лазерный пучок с поперечным сечением в виде рамки с внешним и внутренним размерами  $10 \times 10$  см и  $3.3 \times 3.3$  см соответственно формировался неустойчивым телескопическим резонатором с увеличением  $M = 3$ . Энергия излучения лазера контролировалась в каждой вспышке проходным болометром 5, разброс ее значений от вспышки к вспышке не превышал 5%. Изменение энергии излучения в процессе экспериментов осуществлялось вариацией давления рабочей среды лазера и напряжения источника накачки, поскольку внесение в лазерный пучок фильтров в виде пластиковых пленок или металлических сеток приводило к искажению волнового фронта пучка и ухудшению качества СЛИ.

Форма импульса излучения лазера контролировалась фотоприемником 6 на увлечении носителей фотонами марки ФП-3 через юстировочное отверстие в заднем зеркале резонатора. Типичные осциллограммы импульса лазерного излучения приведены на рис.2. Из рис.2,а видно, что импульс излучения имеет типичную для электроразрядных CO<sub>2</sub>-лазеров форму – короткий ( $\sim 40$  нс) первый пик и длинный ( $\sim 3$  мкс) хвост. Благодаря спонтанной синхронизации мод импульс был промодулирован короткими ( $\sim 3$  нс) пиками с интервалом  $\sim 10$  нс (см. рис.2,б).

Электрические характеристики СЛИ исследовались в схеме, показанной на рис.3,а. В плазму СЛИ вводились концы двух металлических стержней диаметром 2 мм, соединяемых с разноименно (относительно общей земли) заряженными конденсаторами  $C$  емкостью 0.25 мкФ каждый и располагаемых в разных экспериментах на разных расстояниях друг от друга. Максимальное напряжение зарядки конденсаторов составляло 50 кВ, так что разность потенциалов между стержнями могла достигать 100 кВ. При исследовании электрического пробоя возду-

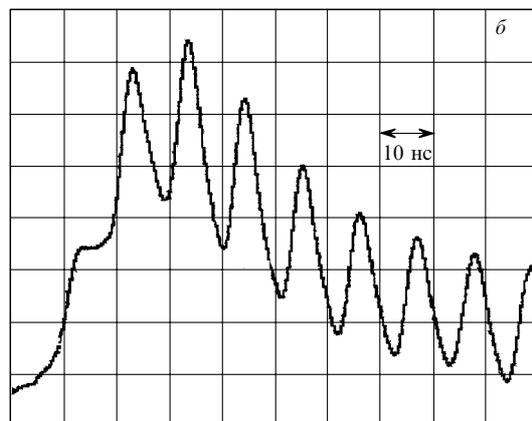
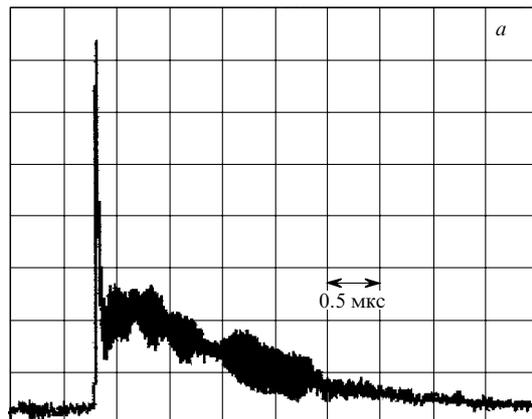


Рис.2. Осциллограммы импульса излучения CO<sub>2</sub>-лазера.

ха между металлическим стержнем и плазменным шнуром СЛИ один или оба стержня сдвигались перпендикулярно оси СЛИ на требуемое по условиям эксперимента расстояние. Полярность отодвигаемого стержня можно было изменять.

Схема для исследования искажения электрического поля и передачи потенциала с помощью ДЛИ представлена на рис.3,б. В этих экспериментах один из стержней, погруженных в плазму, соединялся с резистивным делителем напряжения ( $R_1 = 5$  кОм,  $R_2 = 60$  Ом), другой стержень оставался подключенным к конденсатору, зарядное напряжение которого не превышало 600 В, что позволяло избежать развития ионизационных процессов в электрическом поле.

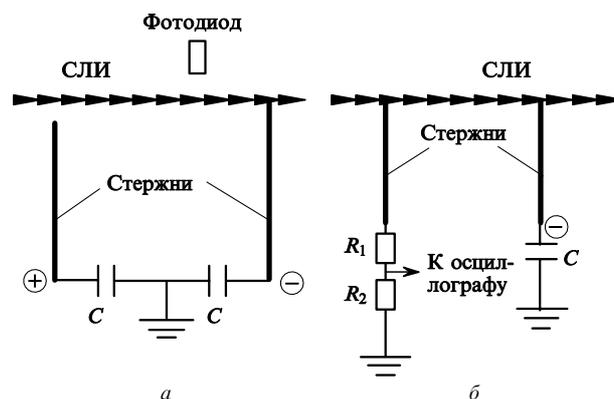


Рис.3. Схемы для исследования электрических характеристик СЛИ.

Исследования возмущения электрического поля и передачи потенциала при создании СЛИ проводились также с помощью емкостного делителя напряжения. Высоковольтным плечом делителя являлась емкость между плазменным каналом СЛИ, или каналом электрического разряда, и металлической пластиной, укрепленной на делителе. Эту емкость можно было менять путем изменения площади пластины и расстояния от пластины до плазменного канала. Низковольтным плечом служил керамический конденсатор, вторая обкладка которого соединялась с заземленным корпусом делителя.

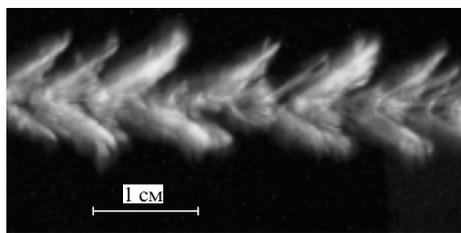
Калибровка делителей напряжения осуществлялась непосредственно в месте измерений путем подачи на них перепадов напряжения разной амплитуды от конденсатора  $C$  (см. рис.3,б). При калибровке емкостного делителя СЛИ имитировалась металлическими стержнями с разными диаметрами. Как и в схеме рис.1, при исследовании электрических характеристик СЛИ моменты времени появления искры и развития по ней электрического разряда регистрировались скоростным фотодиодом. Сигналы с фотоприемников и делителей напряжения записывались осциллографом Tektronix TDS 220 с полускорости пропускания 100 МГц.

### 3. Результаты экспериментов и их обсуждение

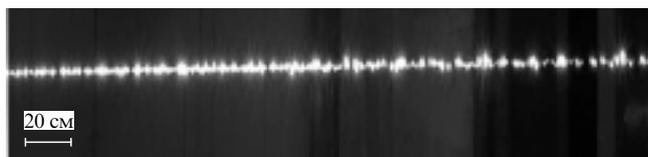
Фотография СЛИ, полученной при фокусировке излучения  $\text{CO}_2$ -лазера коническим зеркалом с углом раствора конуса  $\gamma = 177.8^\circ$ , показана на рис.4,а. Видно, что лазерная искра выглядит как сплошной шнур, состоящий из ярких конусообразных элементов. Разрывы, характерные для искр, получаемых при фокусировке пучка сферической оптикой, в данном случае отсутствуют. Подобная картина имеет место при энергии лазера 180–300 Дж. Длина СЛИ, определяемая углом раствора конуса и размерами пучка в поперечном сечении конуса, составляет



а



б



в

Рис.4. Фотографии СЛИ (а, б) и ДЛИ (в) при фокусировке излучения  $\text{CO}_2$ -лазера коническим зеркалом с углом раствора  $\gamma = 177.8^\circ$  (а, б) и  $179.16^\circ$  (в).

$\sim 90$  см, ее начало смещено от поверхности зеркала, поскольку в центре пучка излучение отсутствует. При энергии лазера менее 150 Дж на концах искры, где вклад лазерной энергии меньше, чем в центральной области, в соответствии с распределением энергии по сечению пучка появляются видимые разрывы.

Фотография фрагмента СЛИ показана на рис.4,б, где хорошо видна продольная структура искры в виде ярких конусообразных элементов. Такая же структура наблюдалась при создании СЛИ излучением Nd-лазера [3, 16], но период структуры и поперечный размер СЛИ были существенно меньше, чем в рассматриваемом случае, из-за различия длин волн излучения Nd- и  $\text{CO}_2$ -лазеров.

Для сравнения на рис.4,в приведена фотография ДЛИ, полученной при использовании зеркала с углом раствора конуса  $\gamma = 179.16^\circ$  и энергии излучения  $\text{CO}_2$ -лазера 300 Дж. Видно, что увеличение угла раствора конуса, как и следовало ожидать, привело к увеличению длины искры до  $\sim 3$  м, однако из-за недостаточной энергии лазера, вводимой на единицу длины искры, последняя перестала быть сплошной. Также заметно увеличился (в  $\sim 1.5$  раза) и поперечный размер плазменных очагов в искре. Однако даже при недостаточной для образования сплошного канала энергии лазера фокусировка излучения коническим зеркалом позволяет достичь большей погонной плотности плазменных очагов в искре по сравнению с таковой при фокусировке сферической оптикой (при одинаковых длинах искр) из-за более равномерного распределения энергии лазерного излучения по длине.

Оценки, сделанные на основании фотографий, показывают, что при фокусировке пучка  $\text{CO}_2$ -лазера коническим зеркалом для получения структуры искры, близкой к сплошной, необходимы погонные затраты энергии лазера  $\sim 200$  Дж/м. Отметим, что эти оценки правомерны лишь для формы импульса лазерного излучения, показанной на рис.2. Применение методов повышения пиковой мощности излучения, например за счет инжекции в резонатор наносекундного импульса [20], позволит уменьшить требуемую для образования СЛИ энергию лазера.

Исследования электрических свойств лазерной искры проводились при фокусировке излучения зеркалом с углом раствора конуса  $\gamma = 177.8^\circ$  (полная длина искры равна  $\sim 90$  см). Эти исследования подтвердили высокую эффективность применения таких искр для направления электрического разряда. Даже при энергии лазера 140 Дж, когда на концах искры наблюдались заметные разрывы, а длина сплошной ее части не превышала 50 см, имел место электрический пробой по искре между стержнями, погруженными в ее плазму на расстоянии  $d = 80$  см друг от друга, при минимальной средней напряженности электрического поля  $E_{\min} \approx 77$  В/см.

На рис.5 приведена зависимость средней скорости распространения проводящего канала  $V_{\text{ch}}$  направляемого лазером разряда вдоль искры от средней напряженности электрического поля в промежутке  $E$  при  $d = 80$  см и энергии лазера 140 Дж. Скорость  $V_{\text{ch}}$  оценивалась по временному интервалу между сигналами с фотодиода, соответствующими моментам времени образования лазерной искры и появления тока направленного разряда. Из рис.5 видно, что при  $E = 385$  В/см скорость канала  $V_{\text{ch}} = 4 \times 10^7$  см/с.

Эксперименты по электрическому пробую воздушных промежутков между шнуром СЛИ и металлическим стержнем проводились в соответствии со схемой рис.3,а

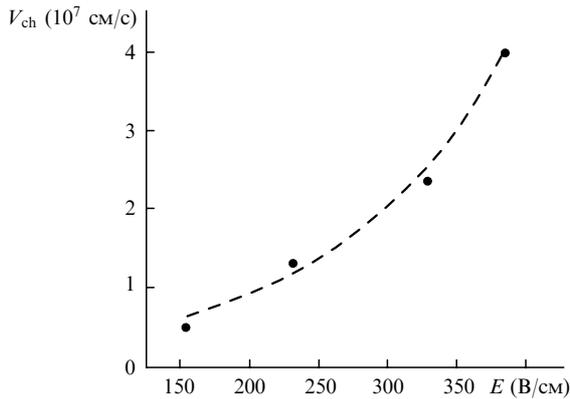


Рис.5. Зависимость средней скорости распространения проводящего канала  $V_{ch}$  от средней напряженности электрического поля  $E$ .

при напряжении между стержнями 100 кВ, энергии лазерного излучения 270 Дж и расстоянии между стержнями по горизонтали  $d = 45$  см. При положительной полярности стержня, смещенного относительно СЛИ, максимальное расстояние по вертикали  $H$  между его вершиной и плазменным шнуром СЛИ, при котором наблюдался электрический пробой, достигало 13 см. Фотография направляемого лазером разряда для этого случая представлена на рис.6.

На рис.7 приведена осциллограмма сигналов с фотодиода, записанная в тех же условиях. Первый пик на осциллограмме отражает образование СЛИ, а второй, с задержкой  $\sim 100$  мкс, соответствует току направляемого разряда. В тех же экспериментальных условиях при отрицательной полярности стержня максимальное расстояние  $H$ , при котором достигался электрический пробой воздушного зазора, составило лишь 6 см. Следовательно, при пробое воздушного промежутка между плазменным шнуром СЛИ и стержнем наблюдается выраженный эффект полярности, свидетельствующий о том, что реальный поперечный размер СЛИ значительно превышает видимый на фотографиях ( $\sim 1$  см). Действительно, при замене СЛИ металлическими стержнями с разными диаметрами эффект полярности при пробое воздушного зазора, сравнимый с наблюдаемым в эксперименте при направлении разряда СЛИ, проявился лишь при диаметре стержня более 4 см.

Таким образом, проведенные эксперименты показали, что СЛИ, образованная при фокусировке излучения  $\text{CO}_2$ -лазера коническим зеркалом, ведет себя аналогично проводящему стержню, причем ее проводимость, как видно из осциллограммы на рис.7, сохраняется достаточно длительное время.

Исследования проводимости СЛИ и возможности передачи через нее электрического потенциала проводились в соответствии со схемой, показанной на рис.3,б, при энергии излучения  $\text{CO}_2$ -лазера 150 Дж. В этих условиях сплошной была лишь центральная часть искры длиной  $\sim 65$  см. Расстояние  $d$  между стержнями, погруженными

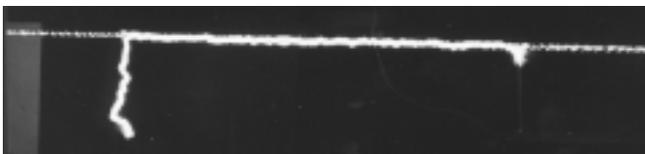


Рис.6. Фотография направляемого СЛИ электрического разряда.

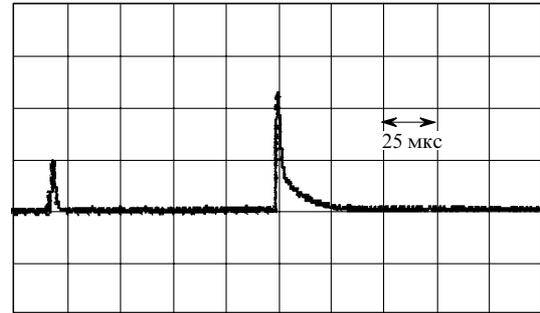


Рис.7. Осциллограмма сигнала с фотодиода: излучение СЛИ (первый пик) и излучение направляемого СЛИ электрического разряда (второй пик).

в плазму СЛИ, варьировалось в пределах 10–60 см. Положение потенциального стержня в эксперименте не изменялось, перемещался лишь стержень, соединенный с резистивным делителем напряжения. Полярность потенциального стержня была отрицательной. Осциллограммы сигналов с делителя напряжения и фотодиода (регистрирующего излучение плазмы СЛИ), снятые при  $d = 10$  см, приведены на рис.8. Хорошо видно, что эти сигналы начинаются одновременно, т.е. СЛИ является проводящей с момента своего образования. Фронт нарастания напряжения на делителе имеет характерную ступенчатую форму, участки быстрого роста напряжения сменяются участками медленного роста. Длительность  $\tau_f$  фронта нарастания напряжения до максимума и, соответственно, проводимости плазмы СЛИ не зависит от расстояния между стержнями  $d$  и составляет  $\sim 28$  мкс. Большая длительность  $\tau_f$  свидетельствует о существенной роли газодинамических процессов в формировании проводимости СЛИ.

Зависимость отношения  $U/U_0$  (где  $U$  — амплитуда напряжения, регистрируемого резистивным делителем,  $U_0$  — зарядное напряжение на потенциальном стержне) от расстояния  $d$  между погруженными в плазму СЛИ металлическими стержнями, отражающая перенос потенциала СЛИ, представлена на рис.9. Разброс точек может быть следствием неточной установки перемещаемого стержня в плазменном канале. Эта зависимость позволяет с учетом сопротивления резистивного делителя

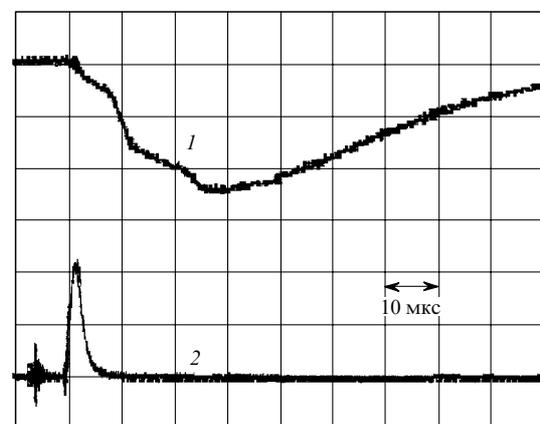


Рис.8. Осциллограммы сигналов с делителя напряжения на оси искры (1) и с фотодиода (2).

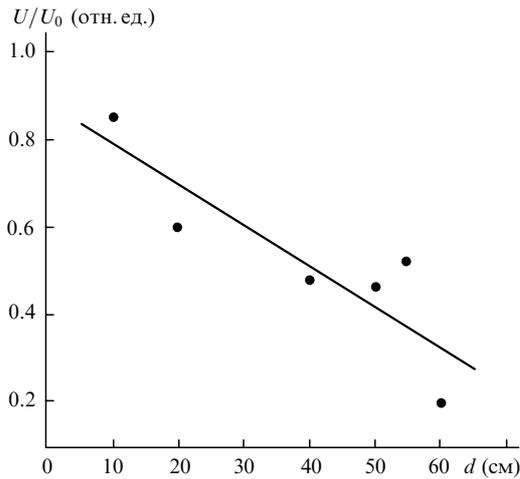


Рис.9. Зависимость  $U/U_0$  от расстояния  $d$  между металлическими стержнями, погруженными в плазму СЛИ.

$R_d = 5.06$  кОм оценить сопротивление  $R_s$  СЛИ, получаемой с помощью конического зеркала:  $R_s = 988$  Ом при  $d = 10$  см и  $R_s = 23.9$  кОм при  $d = 60$  см (погонное сопротивление равно 100–400 Ом/см). Этот результат подтверждает высокую проводимость СЛИ. Следует заметить, что СЛИ, получаемая при фокусировке лазерного пучка сферическим зеркалом, вообще не является проводящей из-за принципиального присутствия в ее структуре зазоров между плазменными очагами.

В описываемом эксперименте при  $d > 70$  см сигнал с резистивного делителя также не регистрировался, что указывает на отсутствие проводимости искры из-за появления разрывов в ее структуре (напомним, что эксперимент проводился при энергии лазера 150 Дж). Однако емкостной делитель давал сигнал при увеличении  $d$  вплоть до 90 см, что еще раз свидетельствует о значительном искажении электрического поля в промежутке, вносимом исследуемой искрой даже при наличии разрывов в ее структуре, и согласуется с результатами измерений пробивных полей вдоль искры, рассмотренными выше.

В связи с обнаружением эффекта полярности при электрическом пробое воздушных промежутков между СЛИ и стержнем представляло несомненный интерес исследование электропроводности СЛИ в ее поперечном сечении. С этой целью стержень, соединенный с резистивным делителем напряжения, перемещался перпендикулярно оси СЛИ. Данный эксперимент проводился при расстоянии  $d = 10$  см и энергии излучения  $\text{CO}_2$ -лазера 270 Дж.

Зависимость амплитуды регистрируемого делителем напряжения  $U$  от расстояния  $r$  между вершиной измерительного стержня и осью СЛИ приведена на рис.10. Видно, что максимальное расстояние  $r$ , при котором еще регистрируется сигнал с делителя, составляет  $\sim 2$  см. Это согласуется с результатами эксперимента по моделированию эффекта полярности при имитации СЛИ металлическими стержнями с разными диаметрами. На рис.11 приведены осциллограммы сигналов с резистивного делителя и фотодиода, снятые при  $r = 1.5$  см. Обращает на себя внимание то, что длительность фронта нарастания напряжения до максимума  $\tau_f \approx 3$  мкс на рис.11 существенно (приблизительно на порядок) меньше соответствующей величины на осциллограмме сигнала напряжения, показанной на рис.8, и спад напряжения от ам-

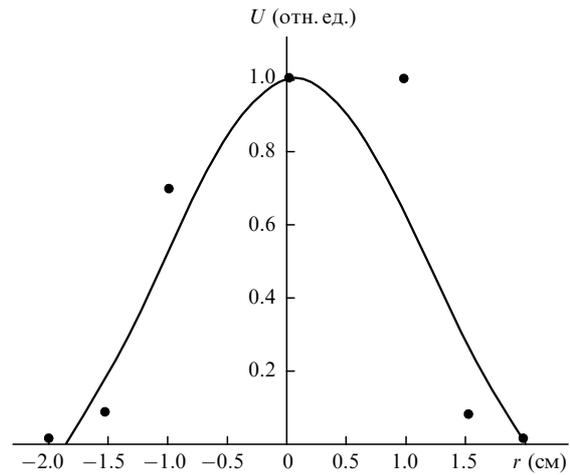


Рис.10. Зависимость напряжения  $U$  на делителе от расстояния  $r$  между осью СЛИ и вершиной стержня.

плитудного значения на рис.11 происходит значительно быстрее, чем на рис.8.

Необходимо также отметить, что на рис.11 длительность  $\tau_f$  приблизительно равна длительности начального быстрого роста напряжения на рис.8. Следовательно, можно полагать, что начальная проводимость СЛИ, как на оси, так и на периферийных участках СЛИ (в поперечном сечении), обеспечивается фотоионизацией воздуха излучением первичных очагов оптического пробоя. На наличие ореола ионизации вокруг лазерной искры при фокусировке лазерного пучка короткофокусной линзой указывалось ранее в [21]. Представляется, однако, целесообразным дальнейшее изучение этого интересного эффекта.

В заключение проведем оценку энергии  $\text{CO}_2$ -лазера, позволяющей создать СЛИ в реальной системе лазерной молниезащиты. С учетом оценок [17] длины плазменного канала, необходимого для инициирования молнии, и экспериментально полученного в настоящей работе погонного энерговыклада 200 Дж/м для образования СЛИ энергия излучения лазера должна составлять  $\sim 4$  кДж. В настоящее время уже существуют  $\text{CO}_2$ -лазеры с энергией излучения 5 кДж, возможно и дальнейшее увеличение их выходных характеристик [22]. Заметим, однако, что мы даем здесь заниженную оценку, поскольку она не учитывает отмеченного в настоящей работе увеличения попе-

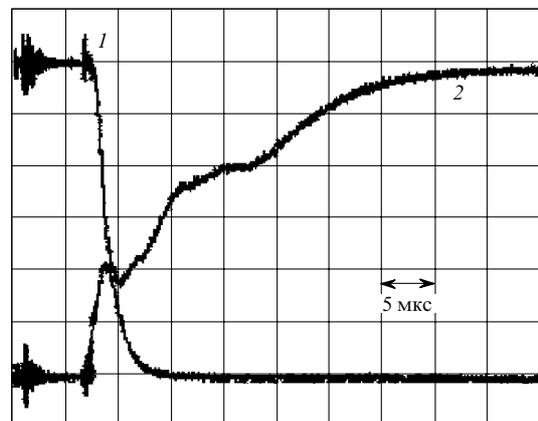


Рис.11. Осциллограммы сигналов с делителя напряжения при  $r = 1.5$  см (1) и с фотодиода (2).

речного размера лазерной искры с увеличением угла раствора конуса.

Работа выполнена при поддержке Международного научно-технического центра (проект № 880-99).

1. Василяк Л.М., Ветчинин С.П., Дойников В.А., Магомедов А.А., Поляков Д.Н., Унковский С.Ю. *Физика плазмы*, **16**, 839 (1990).
2. Vasilyak L.M., Vetchinin S.P., Polyakov D.N. *Proc. XX Intern. Conf. on Phenomena in Ionized Gases* (Pisa, Italy, 1991, v.3, p.773).
3. Марин М.Ю., Пильский В.И., Полонский Л.Я., Пятницкий Л.Н., Рейнгольд А.В. *ЖТФ*, **57**, 1507 (1987).
4. Olsen J.N., Leaper R.J. *J. Appl. Phys.*, **53**, 3397 (1982).
5. Ozaki T., Miyamoto S., Imasaki K., Nakai S., Yamanaka C. *J. Appl. Phys.*, **58**, 2145 (1985).
6. Dwyer T.J., Greig J.R., Murphy D.P. et al. *IEEE Trans. on Antennas and Propagation*, **AP-32**, 141 (1984).
7. Александров Г.Н., Иванов В.Л., Кадзов Г.Д. и др. *Электричество*, № 2, 47 (1980).
8. Yamanaka T., Uchida S., Shimada Y. et al. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **281**, 3343 (1998).
9. Kinoshita F., Morooka Y., Uchiumi M. et al. *Proc. XII Intern. Conf. on Gas Discharge and their Applications* (Greifswald, Germany, 1997, p.475).
10. Учида Ш., Шимура Е., Ясуда Х. и др. *Оптич. ж.*, **66**, № 3, 36 (1999).
11. Александров Г.Н., Кадзов Г.Д., Петрунькин В.Ю. и др. *ЖТФ*, **47**, 2122 (1977).
12. Данилов О.Б., Тульский С.А. *ЖТФ*, **48**, 2040 (1978).
13. Василяк Л.М., Ветчинин С.П., Ковалев И.О., Кузьмин Г.П., Поляков Д.Н., Прохоров А.М. *Письма в ЖТФ*, **16**, № 18, 1 (1990).
14. Парфенов В.Н., Пахомов Л.М., Петрунькин В.Ю., Подлевский В.А. *Письма в ЖТФ*, **2**, 731 (1976).
15. Бункин Ф.В., Коробкин В.В., Куриный Ю.А., Полонский Л.Я., Пятницкий Л.Н. *Квантовая электроника*, **10**, 443 (1983).
16. Бычков С.С., Марин М.Ю., Пятницкий Л.Н. *Труды ИОФАН*, **50**, 166 (1995).
17. Базелян Э.М., Райзер Ю.П. *Физика молнии и молниезащиты* (М.: Физматлит, 2001).
18. Apollonov V.V., Firsov K.N., Kazantsev S.Yu., Kononov I.G., Polyakov D.N., Saifulin A.V., Vasilyak L.M. *Proc. XXV Intern. Conf. on Phenomena in Ionized Gases* (Nagoya, Japan, 2001, v.1, p.259).
19. Apollonov V.V., Baitsur G.G., Ermachenco A.V., Firsov K.N., Kononov I.G., Konev V.M., Kowalchuk O.B., Kralin V.V., Minenkov V.R., Prokhorov A.M., Semenov S.K., Shubin V.G., Yamschikov V.A. *J. Opt. Soc. Am. B*, **8**, 220 (1991).
20. Аполлонов В.В., Прохоров А.М., Сороченко В.Р., Шакир Ю.А. *Квантовая электроника*, **25**, 1766 (1998).
21. Аскаръян Г.А., Рабинович М.С., Савченко М.М., Смирнова А.Д. *Письма в ЖЭТФ*, **1**, № 6, 18 (1965).
22. Apollonov V.V., Baitsur G.G., Firsov K.N., Kononov I.G., Kowalchuk O.B., Kudabaev B.G., Prokhorov A.M., Shubin V.G. *Proc. of Intern. Forum on Adv. High Power Lasers and Appl.* (Osaka, Japan, 1999, p.63).