

Для иллюстрации точности аппроксимации степенной функцией зависимость  $\lg(\theta)$  в фазовых кривых от температуропроводности на рис. 3 представлена зависимость  $\lg(\lg(\theta))$  от логарифмов табличных значений температуропроводности исследуемых веществ, приведенных в [5—7]. Как видно, отклонения точек, соответствующих экспериментальным результатам, от степенной зависимости  $K^{0.5}$  невелики: среднее квадратическое отклонение составляет около 5%, что, по-видимому, и может считаться оценкой точности предлагаемого метода.

#### Список литературы

- [1] *Rosenzweig A., Gersho A.* // J. Appl. Phys. 1976. Vol. 47. N 1. P. 64—69.
- [2] *Fournier D., Boccaro C., Skumanich A.* // N. Amer. J. Appl. Phys. 1986. Vol. 59. N 3. P. 787—795.
- [3] *Olmstead M.* // N. Amer. Appl. Phys. A. 1983. Vol. 32. P. 141—154.
- [4] *Opsal J., Rosenzweig A., Willibory D.* // Appl. Opt. 1983. Vol. 32. N 20. P. 3169—3176.
- [5] *Шаскольская М. П.* Акустические кристаллы. М.: Наука, 1982. 632 с.
- [6] *Лариков Л. Н., Юрченко Ю. Ф.* Тепловые свойства металлов и сплавов. Киев: Наукова думка, 1985. 437 с.
- [7] *Кикоин И. К.* Таблицы физических величин. Справочник. М.: Атомиздат, 1976. 1006 с.

Институт радиотехники и электроники РАН  
Фрязинская часть

Поступило в Редакцию  
19 марта 1990 г.  
В окончательной редакции  
15 апреля 1991 г.

04:07

Журнал технической физики, т. 62, в. 3, 1992

© 1992 г.

## ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННАЯ ЭВОЛЮЦИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО РАЗРЯДА, НАПРАВЛЯЕМОГО ЛАЗЕРНОЙ ИСКРОЙ

*Э. И. Асиновский, Л. М. Василяк, С. Ю. Унковский*

Исследования электрических разрядов, направляемых лазерной искрой, были вызваны необходимостью создания новых типов коммутаторов [1], плазменных антенн [2] и молниеотводов [3], каналов для транспортировки пучков заряженных частиц в установках инерционного термоядерного синтеза [2, 3], а также для моделирования процессов в линейной молнии. В выполненных работах в основном изучалась возможность создания таких разрядов в зависимости от условий эксперимента и высказывались различные предположения о возможных механизмах развития разряда, например о ступенчатом характере его распространения [5]. В [6] на основе измерений электрического потенциала вдоль траектории направляемого разряда предложена модель распространения фронта разряда в виде волны ионизации. Для построения моделей и получения направляемых разрядов с заданными параметрами необходимо знание механизмов развития разряда. В настоящей работе сообщаются результаты электронно-оптических исследований возникновения и движения светящихся фронтов волн ионизации в электрическом разряде при его иницировании как одиночным очагом плазмы, так и длиной лазерной искрой (ДЛИ) с большим числом лазерных очагов, приведены результаты исследования устойчивости разряда при длительном протекании тока.

Электрический разряд между двумя сферическими электродами (рис.1) диаметром 3 см в промежутке длиной 20 см иницировался лазерной искрой длиной от 1 до 50 см, которая создавалась фокусировкой излучения импульсного неодимового лазера (5—150 Дж, 50—100 нс) и имела дискретную структуру с плотностью очагов оптического пробоя 3—4 шт. на сантиметр длины вдоль луча. После лазерного импульса через регулируемое в диапазоне 1—2000 мкс время задержки на промежуток подавался импульс напряжения с амплитудой 600 кВ,

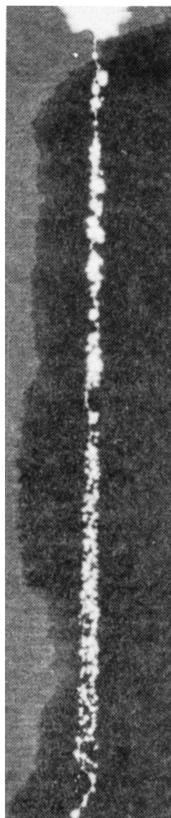
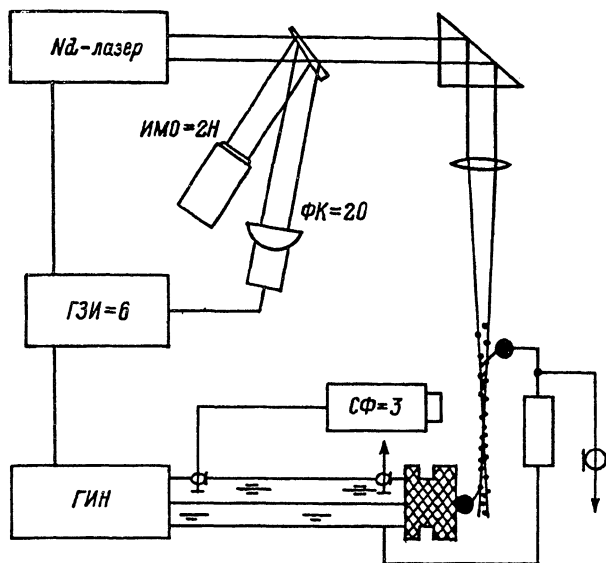


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

длительностью на полувысоте 30 нс и фронтом 10 нс. Внешний вид ДЛИ и направляемого разряда регистрировался фотоаппаратом с открытым затвором. Пространственно-временная динамика электрического разряда изучалась с помощью электронно-оптического преобразователя "Агат СФ-3" в режиме непрерывной развертки.

Анализ ЭОП-грамм показал, что пробой вдоль ДЛИ действительно происходит в виде ионизирующих волн, скорость которых достигает  $0.3-20 \cdot 10^9$  см/с. В оптимальном диапазоне задержек 10—100 мкс волна ионизации пересекает промежуток от высоковольтного электрода к заземленному с постоянной скоростью, равной  $8-20 \cdot 10^9$  см/с. При отклонении от оптимальных задержек имеет место ступенчатый характер движения волны (рис. 2, а). Стартуя с высоковольтного электрода со скоростью  $2-3 \cdot 10^9$  см/с фронт волны сначала замедляется, а затем его скорость на длине 1—3 см возрастает до величин  $6-20 \cdot 10^9$  см/с. При этом замедление может быть настолько существенным, что наблюдается остановка волны ионизации на 1—35 нс. Увеличение задержки от 100 до 1000—1500 мкс

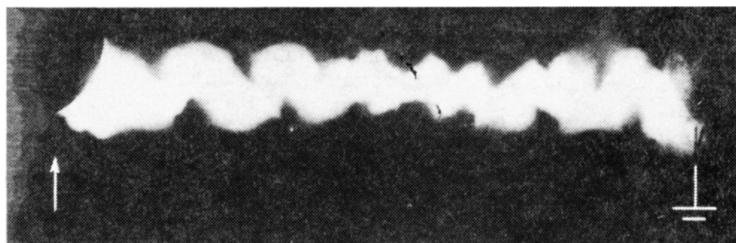


Рис. 2. ЭОП-граммы ионизирующих волн в направляемом разряде.

а — ступенчатый характер движения ионизирующей волны, б — встреча волн ионизации разной полярности, в — начало разряда с лазерного очага.

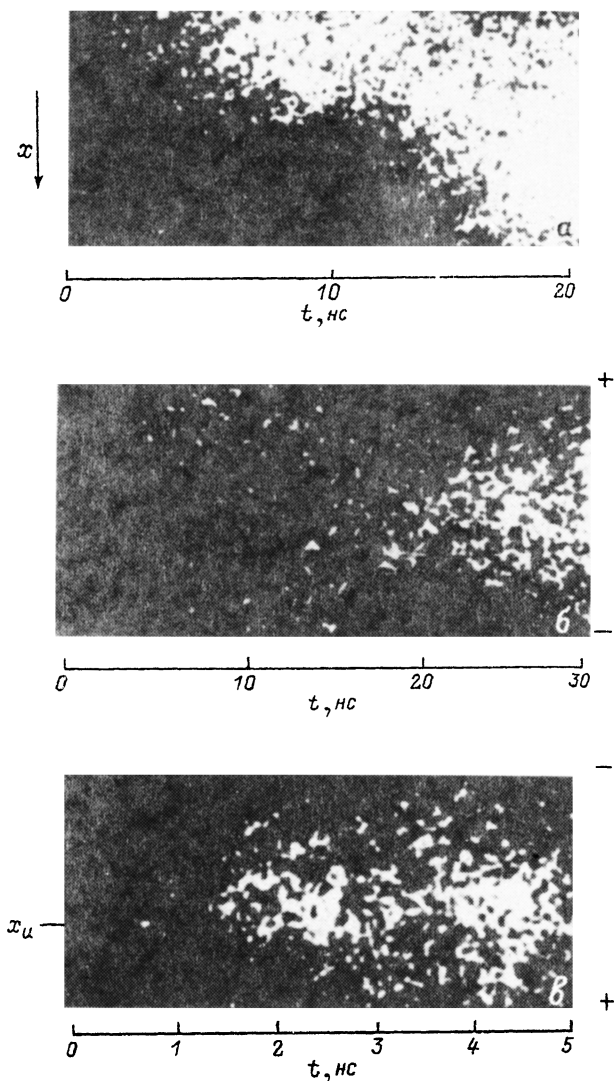


Рис. 3. Винтовая форма канала направляемого разряда, образующаяся при длительном протекании тока.

приводит к увеличению длины участка, проходимого с малой скоростью, от 0 до 20 см, т. е. при задержках более 1000—1500 мкс стадия движения с увеличенной скоростью для исследованных промежутков длиной 20 см не наблюдалась. Такое ступенчатое распространение волны ионизации может быть аналогом ступенчатого лидера в молнии.

Обнаружено самораспространение волны ионизации после снятия напряжения с высоковольтного электрода на длине до 10 см, которая примерно равна пройденному до снятия напряжения пути. На возможность самораспространения было ранее указано в [7] при численном моделировании волн ионизации с амплитудой импульсного напряжения 30 кВ.

Если на два электрода одновременно подавалось импульсное напряжение разной полярности, то у обоих электродов возникали волны ионизации, которые двигались навстречу друг другу (рис. 2, б). В месте встречи возникало интенсивное

свечение, распространяющиеся к обоим электродам. Таким образом, взаимного гашения волн различной полярности не происходило, а образовывались вторичные волны, производящие дополнительную ионизацию и возбуждение. Судя по ЭОП-граммам, волны ионизации, вероятнее всего, проходят сквозь друг друга без изменения скорости.

При создании направляемых разрядов длиной более метра плазменные очаги ДЛИ расположены достаточно далеко друг от друга и не перекрываются. Для моделирования и исследования такой ситуации нами создавался одиночный очаг оптического пробоя в разрядном промежутке длиной 10 см. Разряд начинался с поверхности плазменного очага в виде двух волн ионизации (положительной и отрицательной), движущихся соответственно к катоду и аноду, и лишь затем от высоковольтного электрода к заземленному распространялась ионизирующая волна потенциала (рис. 2, в). Именно по этой причине канал направляемого разряда всегда замкнут на ближайший к высоковольтному электроду плазменный очаг ДЛИ. По этой же причине направляемый разряд в нашем случае при малых задержках (1—10 мкс), когда ударные волны от соседних очагов ДЛИ еще не сомкнулись, следует от одного лазерного очага к другому. Такое же развитие разряда будет и при большом расстоянии между очагами ДЛИ [3, 8]. ЭОП съемка подтверждает высказанное в [8] предположение, что разряд развивается у плазменных очагов из-за усиления напряженности электрического поля у поверхности, как и в случае уединенного металлического шара.

При длительном (~ 1 мс) протекании тока от конденсатора емкостью 100 мкФ через созданный канал направляемого разряда обнаружено, что траектория последнего свивается в спираль (рис. 3). Шаг спирали в винтовой форме дуги [9] равен удвоенному диаметру стабилизирующего канала, которым в случае ДЛИ, по-видимому, является канал диаметром 1—2 см с пониженной плотностью газа, образованный при смыкании ударных волн от отдельных лазерных очагов. Зарегистрированный в эксперименте шаг спирали равен 2—3 см. Кроме того, шаг спирали и ее диаметр соответствуют конической форме каустики линзы, определяющей поперечный размер ДЛИ (рис. 3). Развитие винтовой неустойчивости, возможно, необходимо будет учитывать при создании сверхдлинных направляемых разрядов. Протекание тока от конденсатора имело порог по напряжению  $1180 \pm 10$  В. Если напряжение было ниже порогового, то начальный ток величиной до 200 А (это соответствует электросопротивлению канала 0.5—1 Ом/см) прекращался через 2—5 мкс, а если выше порогового, то ток через канал за ~ 0.5 мс возрастал до 3.5 кА.

#### Список литературы

- [1] Данилов О. Б., Тульский С. А. // ЖТФ. 1976. Т. 48. Вып. 10. С. 2040—2043.
- [2] Greig J. R., Fernsler R. F., Marphy D. R. // VII Int. Conf. on Gas Discharges and their Applications. London, 1982. P. 464—467.
- [3] Александров Г. Н., Иванов О. Г., Иванов О. П. и др. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. Вып. 16. С. 19—22.
- [4] Ozaki T., Migamoto S., Imazuki K. et al. // J. Appl. Phys. 1985. Vol. 58. N 6. P. 2145—2153.
- [5] Зворыкин В. Д., Николаев Ф. А., Холин И. В. // Физика плазма. 1979. Т. 5. № 5. С. 1140—1144.
- [6] Асиновский Э. И., Василяк Л. М., Нестеркин О. П. // Письма в ЖТФ. 1987. Т. 13. Вып. 4. С. 249—254.
- [7] Мелешко В. П., Швейгерт В. А. // Моделирование в механике. 1988. Т. 2. № 6. С. 89—94.
- [8] Василяк Л. М., Ветчинин С. П., Поляков Д. Н. // Тез. докл. II Всесоюз. совещания "Высокочастотный пробой в волновых полях". Куйбышев, 1989. С. 84—95.
- [9] Пахомов Е. П. // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. 1979. Вып. 1. С. 14—22.

Институт высоких температур РАН  
Москва

Поступило в Редакцию  
6 августа 1990 г.  
В окончательной редакции  
6 декабря 1990 г.