

УДК 537.52  
EDN: VVHOYG

PACS: 52.80.-s, 52.80.Vp

**Теневая визуализация импульсного разряда  
атмосферного давления в квазиоднородном  
и сильно неоднородном электрическом поле***А. А. Козлов, А. Н. Долгов, Р. Х. Якубов, В. О. Ревазов, С. Г. Давыдов*

*Представлены эксперименты по теневой визуализации импульсного разряда атмосферного давления в квазиоднородном и сильно неоднородном электрическом поле. В них исследуется (наблюдается) ударная волна, образующаяся при импульсном пробое короткого газового промежутка атмосферного давления, инициируемого искровым разрядом по поверхности диэлектрика. Проведен сравнительный анализ особенностей распространения ударной волны при её возбуждении в разрядных устройствах различной геометрии.*

*Ключевые слова:* тенеграфия, газовый разряд, ударные волны.

DOI: 10.51368/2307-4469-2024-12-3-268-276

**Введение**

Изучение ударных волн (УВ) представляет интерес не только с точки зрения фундаментальной науки, но и с точки зрения практического применения, например, при создании новых типов различных газоразрядных приборов. Ударно-волновые явления возникают при значительном энерговыделении в малом объеме за короткий промежуток времени. Интерес к особенностям зарождения и распространения УВ, поддерживается уже длитель-

ное время, связано это с тем, что физические процессы, протекающие при распространении УВ до сих пор недостаточно изучены. Наиболее полно теория УВ разработана для мгновенного точечного взрыва [1, 2], однако, возбуждение УВ в газе, например, импульсным дуговым разрядом, исследованное нами ранее [3], нельзя считать, как мгновенным, так и точечным процессом.

Задача настоящей работы – исследовать методами скоростного теневого фотографирования особенности процесса распространения УВ. Рассматривалась УВ, возбужденная импульсным сильноточным разрядом в коротком газовом промежутке при атмосферном давлении. Указанный разряд инициировался вспомогательным искровым разрядом по поверхности диэлектрика.

**Схема эксперимента**

Сильноточный разряд в коротком  $\sim 1$  мм газовом промежутке инициировался пробоем по поверхности диэлектрика в одном случае в сильно неоднородном, в другом – в квазиоднородном электрическом поле (рис. 1).

**Козлов Александр Андреевич**, н.с.

E-mail: aleksandr-kozlov95@rambler.ru

**Долгов Александр Николаевич**, в.н.с., д.ф.-м.н.**Якубов Рустам Халимович**, нач. отделения, к.т.н.**Ревазов Владислав Олегович**, зам. нач. отдела, к.т.н.**Давыдов Сергей Геннадьевич**, нач. лаб., к.т.н.

ФГУП «Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н. Л. Духова».

Россия, 127055, Москва, ул. Сущёвская, 22.

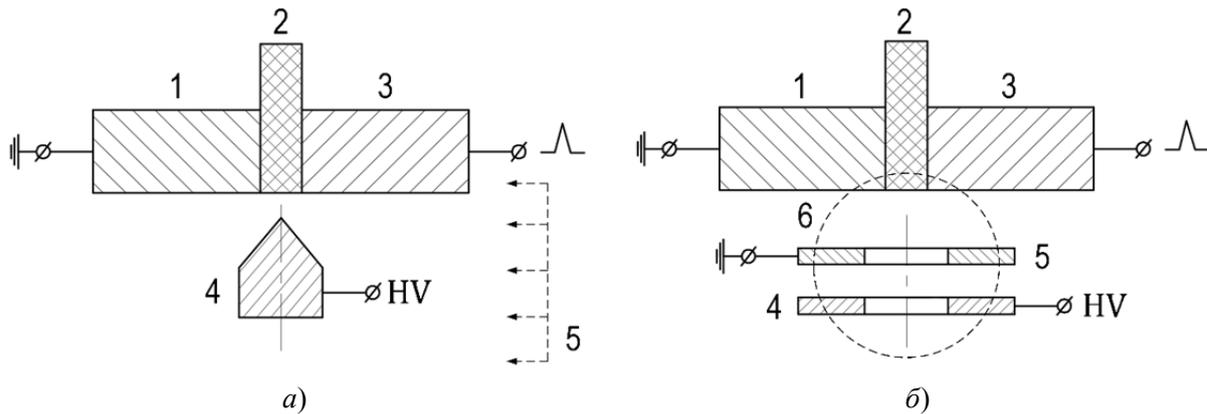
Статья поступила в редакцию 17.04.2024

После доработки 23.05.2024

Принята к публикации 31.05.2024

Шифр научной специальности: 1.3.9

© Козлов А. А., Долгов А. Н., Якубов Р. Х.,  
Ревазов В. О., Давыдов С. Г., 2024



**Рис. 1.** Схемы конструкции разрядных устройств, используемых в экспериментах: а) разряд инициируется в сильно неоднородном электрическом поле: 1 – катод; 2 – диэлектрик в узле поджига; 3 – поджигающий электрод; 4 – анод; 5 – зондирующее лазерное излучение; б) разряд инициируется в квазиоднородном электрическом поле: 1 – катод; 2 – диэлектрик в узле поджига; 3 – поджигающий электрод; 4 – анод; 5 – катод; 6 – поперечное сечение пучка зондирующего лазерного излучения

Разряд между катодом и анодом в обеих разрядных системах коммутировал цепь затухающего переменного тока периодом 2,4 мкс с максимальной амплитудой 4,5 кА при начальном положительном потенциале анода 3 кВ и нулевом потенциале катода. Длительность процесса коммутации не превышала 0,1 мкс. Процесс коммутации запускался вспомогательным искровым разрядом по поверхности диэлектрика (керамический диск толщиной 0,4 мм), имеющим длительность 30 нс и амплитуду тока до 10 А. Для этого на поджигающий электрод подавался импульс потенциала положительной полярности амплитудой до 4 кВ со скоростью нарастания  $\sim 10^9$  В/с. Смещение оси симметрии диэлектрика относительно оси симметрии катода в узле поджига и поджигающего электрода гарантированно локализует в пространстве вспомогательный искровой разряд. Дополнительно на участок поверхности диэлектрической шайбы, наиболее приближенный к поверхности анода, грифелем наносилась тонкая полоска графита шириной не более 0,5 мм, соединяющая катод и поджигающий электрод. Кроме того, это обеспечивало малый разброс напряжения пробоя. В одной из модификаций разрядного устройства (рис. 1а) использовался анод конической формы. В другой модификации (рис. 1б) разряд происходил между соосными кольцеобразными анодом и катодом, причем катод в цепи основного разряда и катод в цепи поджига были гальванически связаны. Длина межэлектродного промежутка основного раз-

ряда в обоих случаях – 1 мм. Следует указать, что во втором случае не удалось обеспечить точную параллельность направления распространения зондирующего излучения и плоскостей электродов в основном разрядном промежутке. Следствием стало кажущееся уменьшение расстояния между электродами (нижний ряд изображений на рис. 2).

В качестве метода диагностики плазмы разряда и окружающей разряд среды использовалось просвечивание объекта исследований излучением импульсного твердотельного лазера с регистрацией теневых изображений фотокамерой [4]. Длительность зондирующего лазерного импульса составляла 2,5 нс на полувысоте, длина волны зондирующего излучения – 1,06 мкм.

Собственное излучение плазмы разряда отсекалось узкополосными фильтрами. Использованная оптическая схема соответствовала теневому зондированию в параллельных лучах. В ходе экспериментов регистрировались осциллограммы силы тока в промежутке катод-анод и сигнала с фотодатчика, фиксирующего импульс зондирующего лазерного излучения. Все это позволяло осуществить временную привязку регистрируемых изображений к фазе развития основного разряда.

## Результаты экспериментов и их анализ

На полученных теневых изображениях в области основного разряда между катодом и

анодом наблюдается УВ, первоначально близкая к цилиндрической, которая затем по мере распространения трансформируется в сферическую (или близкую к сферической) волну (рис. 2).

В случае инициирования разряда в сильно неоднородном поле возникающий канал тока первоначально имеет вид тонкого шнура, минимальный зарегистрированный радиус которого составляет не более 0,2 мм. В случае

инициирования разряда в квазиоднородном поле минимальный радиус сформированного канала тока составляет  $\sim 0,5$  мм (рис. 2).

Результаты экспериментов отображены в виде графической зависимости наблюдаемого перемещения фронта УВ, сформированной под действием основного разряда, в направлении, поперечном по отношению к оси разряда  $r(t)$ , от времени, прошедшего с момента начала протекания тока основного разряда (рис. 3).

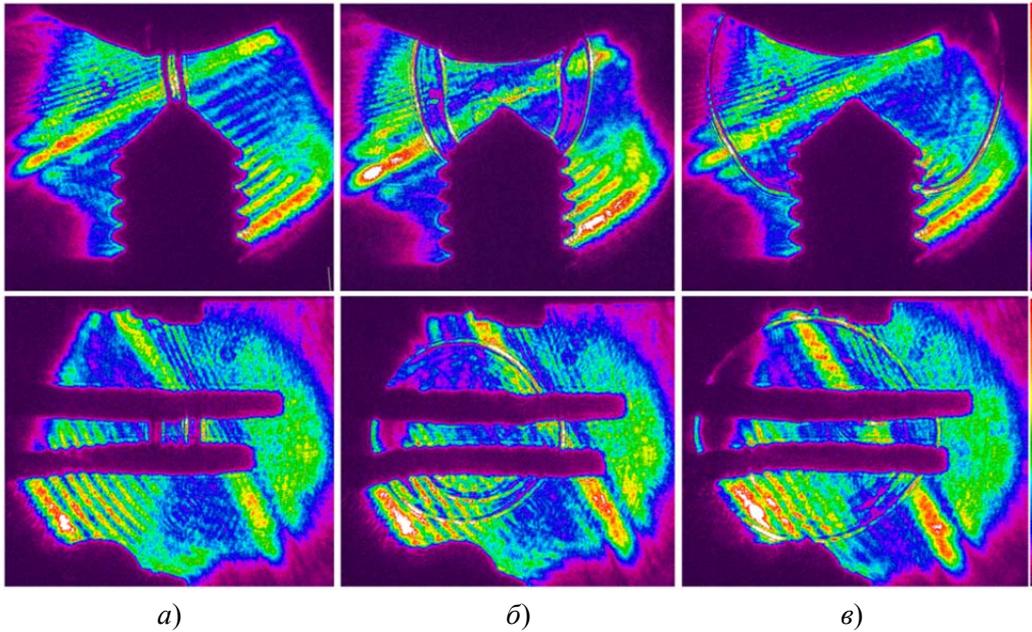


Рис. 2. Теневые изображения ударной волны, полученные в различные моменты времени после старта разряда: а) 0,4 мкс; б) 1,2 мкс; в) 2,0 мкс. Верхний ряд – разряд в сильно неоднородном электрическом поле, нижний ряд – разряд в квазиоднородном электрическом поле

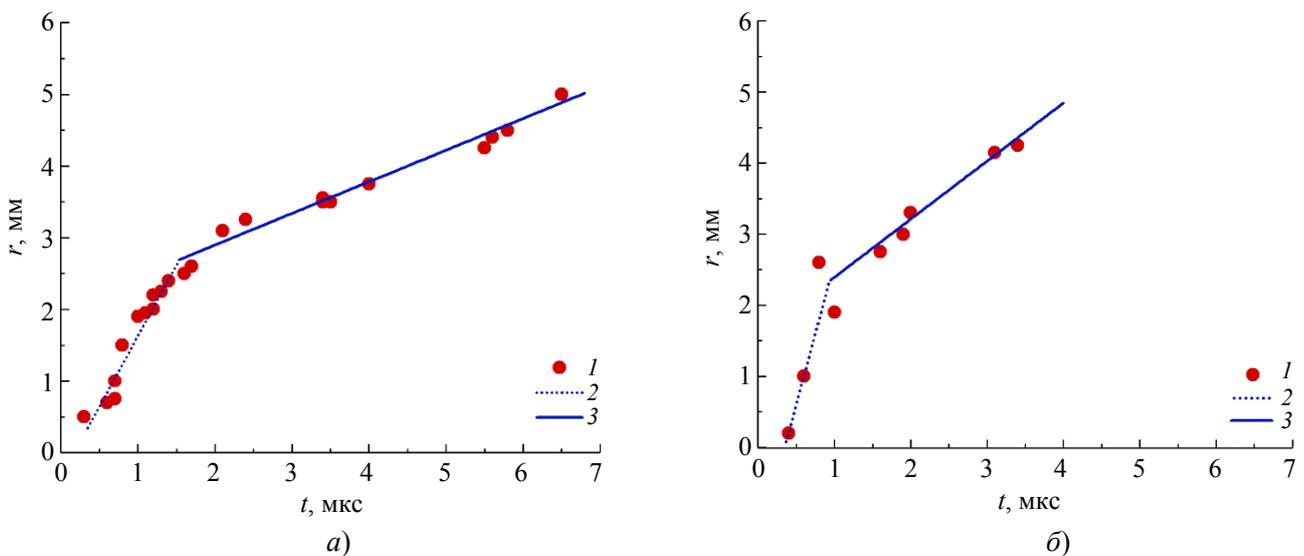


Рис. 3. Распространение фронта УВ из области формирования основного разряда в случае его инициирования: а) в квазиоднородном поле; б) в сильно неоднородном поле. На графике  $r$  – перемещение ударной волны,  $t$  – время, отсчитанное от старта основного разряда. 1 – экспериментальные точки, 2 – аппроксимация начальной фазы движения УВ, 3 – аппроксимация поздней фазы движения УВ

Было выполнено несколько серий экспериментов. Отмечается, с одной стороны, устойчивая повторяемость характера зависимости  $r(t)$  для каждой из используемых электродных систем. С другой стороны – заметное различие между зависимостями  $r(t)$  для случая инициирования разряда в сильно неоднородном поле и в квазиоднородном поле. Зависимость  $r(t)$  в каждом случае состоит из двух участков, каждый из которых на графике аппроксимирован отрезком прямой. Укажем, что значимых отличий между осциллограммами тока для обоих случаев не наблюдается.

Аппроксимация начального участка зависимости  $r(t)$  для случая инициирования разряда в квазиоднородном поле, соответствует скорости  $2 \times 10^3$  м/с. Используя данные авторов работы [5] можно сделать оценку температуры и относительного уплотнения среды за фронтом УВ. В этом случае за фронтом УВ ожидается температура и относительное уплотнение около 2000 К и 6, соответственно. Аппроксимация более поздней фазы соответствует скорости  $4,4 \times 10^2$  м/с. Ему отвечает за фронтом УВ температура 400 К и относительное уплотнение до 2. Подобные графические зависимости демонстрируют, например, авторы [6]. По-видимому, начальный участок зависимости соответствует ситуации, когда еще не произошел отрыв УВ от канала протекания тока. Участок графика на поздней стадии отвечает ситуации отрыва фронта УВ от стенок канала разряда (так называемой контактной поверхности) [6].

Аппроксимация начального участка для разряда, иницируемого в сильно неоднородном поле, дает в качестве оценки скорости примерно  $4 \times 10^3$  м/с. Оценка температуры и относительного уплотнения среды за фронтом УВ дает около 5000 К и 9, соответственно. Участок зависимости  $r(t)$ , отвечающий поздней фазе распространения фронта УВ для модификации разрядного устройства с сильно неоднородным полем, соответствует скорости  $8 \times 10^2$  м/с. Для данного участка зависимости эти параметры составят около 540 К и 4.

Итак, границе двух участков на графиках зависимости  $r(t)$  в обоих случаях отвечает ситуация, когда происходит, отрыв УВ от проводящего канала тока и ее развитие в дальнейшем оказывается не связано с энерго-

выделением в токопроводящей среде. О данном обстоятельстве можно судить, например, исходя из данных о величине радиуса  $r_{\max}$  проводящего ток столба плазмы после его максимального расширения, возникающего вследствие самопробоя [7]. Обширный материал, обобщенный автором указанной работы, позволил ему сделать следующие выводы. Во-первых, несмотря на различия экспериментальных методик и критериев определения границы токопроводящего плазменного столба решающим параметром является энергия, выделяемая в разряде источником тока. Во-вторых, для разряда в воздухе при атмосферном давлении можно принять эмпирическое соотношение [7]:

$$r_{\max} = 0,5 \times (\varepsilon_s)^{0,4}, \quad (1)$$

где  $r_{\max}$  [мм] – максимальный радиус токопроводящего столба и  $\varepsilon_s$  [Дж] – энергия импульсного источника тока, например, батареи конденсаторов. В нашем случае  $\varepsilon_s \approx 2$  Дж и, соответственно,  $r_{\max} \approx 0,7-0,8$  мм. Участок отражающего результаты экспериментов графика, соответствующий отрыву УВ от проводящего канала тока, начинается при значении параметра  $r \approx 2,5$  мм в первом случае и  $r \approx 2-2,5$  мм и во втором случае, что не совпадает с расчетной величиной  $r_{\max}$ . Момент отрыва приходится на  $t \approx 1,5$  мкс после старта разряда в первом случае и  $t \approx 1$  мкс во втором случае, т. е. практически в обоих случаях после первого импульса тока (первого полупериода тока). Фактически расхождение экспериментальных данных с расчетными еще больше. По-видимому, необходимо принимать во внимание только энергию, поглощенную в разряде, и учитывать, что в момент отрыва имеет место минимум мощности (вплоть до нуля мощности), а далее происходит быстрое затухание тока в разряде с характерным временем порядка  $T/2$ . В этом случае имеет смысл промежуточная оценка  $r_{\max}$ , которая даст величину примерно 0,5 мм.

Имеется, однако, обстоятельство, которое несколько сглаживает ситуацию. Рассматривая изображения на рисунке 2, то можно заметить, что в момент времени, близкий к уже заявленному моменту отрыва УВ от канала тока  $t = 1,2$  мкс (рис. 2б), изображения разряда

обладают определенной особенностью по сравнению с более ранними и более поздними изображениями (рис. 2а и 2б). А именно: переходная область, разделяющая невозмущенный разрядом газ от подвергающегося воздействию разряда газа, обладает значительной шириной. Логично предположить, что мы наблюдаем процесс отрыва УВ от канала тока. Тогда внешняя граница указанной области является УВ, а внутренняя граница является границей канала тока, радиус которого в этом случае составляет примерно 1,3 мм. Так как в дальнейшем внутренняя граница не фиксируется, можно сделать следующее предположение. Переходная область играет роль буфера, посредством которого разряд воздействует на формирование УВ. С прекращением его существования это воздействие исчезает.

Проанализируем форму начального участка графиков зависимости смещения УВ, образованной при формировании канала основного разряда, в направлении, перпендикулярном к оси разряда, от времени, прошедшего с момента начала протекания тока в разряде (рис. 3). Воспользуемся выражением, описывающим ситуацию с постепенным выделением энергии в узком столбе радиусом  $r(t)$  в отсутствии теплообмена с окружающей средой [8]. Предполагается, что на старте  $r(t=0) = 0$ :

$$r(t) = \left( \frac{\chi}{\rho_0} \right)^{0,25} \left( \int_0^t (W(t)^{0,5}) dt \right)^{0,5}, \quad (2)$$

где  $W(t)$  – энергия, выделившаяся в канале разряда к моменту времени  $t$  в расчете на единицу длины канала тока,  $\rho_0$  – плотность невозмущенного газа,  $\chi$  – постоянная, которая для невозмущенного воздуха при атмосферном давлении составляет  $\chi = 0,55$  [8].

Соответственно, скорость расширения канала будет определяться выражением:

$$D(t) = \frac{dr}{dt} = \left( \frac{\chi}{\rho_0} \right)^{0,25} \left( \frac{W(t)}{4} \right)^{0,5} \times \left( \int_0^t (W(t)^{0,5}) dt \right)^{-0,5}. \quad (3)$$

Нетрудно убедиться в следующем обстоятельстве. Если выделяющаяся мощность

$dW(t)/dt$  медленно возрастает, то скорость  $D = dr/dt$  уменьшается. При достаточно же быстро возрастающей мощности скорость будет возрастать. Например, если  $dW(t)/dt \approx \text{const}$ , то  $D \sim t^{-0,25}$ , если же  $dW(t)/dt \sim t$ , то  $D = \text{const}$ . В нашем эксперименте момент отрыва УВ от токопроводящего канала приходится на момент времени  $t \approx 1$  мкс после начала протекания тока, т. е. после достижения максимального значения силы тока в разряде. Разряд в этот момент времени явно находится на стадии дуги. Это следует как из значения силы тока (килоамперы), так и из того, что скорость прорастания канала искры в газе атмосферного давления составляет порядка  $10^5$  м/с [9], следовательно, промежуток катод-анод длиной  $10^{-3}$  м будет перекрыт за время порядка  $10^{-8}$  с.

Данные, приводимые в литературе для дуговых разрядов в газе высокого давления [10] и для дуговых разрядов в вакууме [11], а также наш собственный опыт изучения дугового разряда в вакууме [12] убеждают в следующем. В ситуации установившегося дугового разряда на промежутке катод-анод падение потенциала примерно постоянно  $U \approx 300$  В, следовательно, выделяющаяся в канале мощность пропорциональна силе тока. Разряд в наших экспериментах представлял собой затухающие колебания тока синусоидального типа. В первом приближении можно принять по крайней мере для первого полупериода разряда:

$$I(t) = I_0 \times \sin\left(\frac{2\pi}{T}t\right) \quad (4)$$

где  $T$  – известный период колебаний и  $0 \leq t \leq T/2$ . В принятых предположениях проделав необходимые преобразования можем получить:

$$r(t) = r_0 \times \sin\left(\frac{\pi}{2T}t\right), \quad (5)$$

$$D(t) = D_0 \times \cos\left(\frac{\pi}{2T}t\right), \quad (6)$$

где  $r_0 = 2^{0,5}(\chi I_0 U / \rho_0)^{0,25} \times (T/\pi)^{0,75} = 1$  мм,  $D_0 = (\pi/2T) \times r_0 = 6,5 \times 10^2$  м/с. Согласно модельным

расчетам:  $D(t=0) = 6,5 \times 10^2$  м/с,  $D(t=1,2 \text{ мкс}) = 4,5 \times 10^2$  м/с,  $r(t=1,2 \text{ мкс}) = 0,7$  мм, отрыв УВ от канала тока произойдет в момент времени  $t \approx 0,4$  мкс. Это не вполне согласуется с нашими экспериментальными данными в обоих вариантах инициирования разряда (рис. 3).

Каковы могут быть причины этого обстоятельства, и каковы причины наблюдаемых отличий в процессе распространения ударной волны для двух вариантов инициирования разряда?

Приведем следующие соображения по этому поводу. Во-первых, на начальной стадии имеются различия в пространственной структуре разряда. Дуговой разряд в промежутке катод-анод иницируется вспомогательным искровым разрядом, который создает волну ионизации, распространяющуюся в направлении анода и имеющую протяженность по фронту не менее 0,1 мм. В случае инициирования разряда в сильно неоднородном поле ожидаема привязка дугового разряда к катодному пятну вспомогательного искрового разряда и первоначально преимущественное развитие вдоль оси симметрии конического анода, т. е. его контрагирование. В случае инициирования разряда в квазиоднородном поле на оси симметрии основного разрядного промежутка находится локальный минимум напряженности электрического поля и разряд изначально носит более объемный характер. Во-вторых, оценим в наших условиях электропроводность канала тока сразу после пробоя межэлектродного промежутка катод-анод. При величине параметра  $E/p \approx 4-6$  В/(см·Торр), где  $E \approx (3-5) \times 10^3$  В/см, согласно [9] для слабоионизованного газа на стадии формирования проводящего канала в воздухе величина скорости токового дрейфа и температура электронов составят  $v_{др} = (2-3) \times 10^4$  м/с и  $T_e = (0,8-1)$  эВ. Средняя длина свободного пробега электронов, обусловленная рассеянием на нейтралах, при сечении рассеяния  $\sigma_0 \approx 10^{-19}$  м<sup>2</sup> и концентрации нейтралов  $n_0 = 3 \times 10^{25}$  м<sup>-3</sup> составит:

$$\lambda_0 \approx \frac{1}{n_0 \sigma_0} \approx 3 \times 10^{-7} \text{ м.} \quad (7)$$

Оценим концентрацию свободных электронов исходя из соотношения Саха:

$$\frac{n_e}{n_0} \approx \exp\left(-\frac{I}{2T_e}\right) \approx 6 \times 10^{-5} - 4 \times 10^{-4}, \quad (8)$$

где  $I = 15,6$  эВ – энергия ионизации молекулы азота [9]. Таким образом оценка дает для концентрации свободных электронов  $n_e \approx 10^{21} - 10^{22}$  м<sup>-3</sup>, и следуя выражению для кулоновского сечения рассеяния электронов [9]:

$$\sigma_k \approx 2,87 \times 10^{-14} \frac{\Lambda_k}{(T_e [\text{эВ}])^2} \approx 10^{-13} \text{ см}^2 = 10^{-17} \text{ м}^2, \quad (9)$$

получим для средней длины свободного пробега в этом случае  $\lambda_k \approx 10^{-4} - 10^{-3}$  м  $\gg \lambda_0$ , т. е. преобладает рассеяние на нейтралах. Расчет проводимости слабоионизованного газа [9]:

$$\sigma^* \approx 10^{-16} \frac{n_e [\text{см}^{-3}]}{p [\text{атм}]} \approx 10^{-1} - 10^0 (\text{Ом} \cdot \text{см})^{-1} = 10^1 - 10^2 (\text{Ом} \cdot \text{м})^{-1} \quad (10)$$

позволяет оценить сопротивление проводящего канала, закорачивающего межэлектродный промежуток. Будем отталкиваться от зарегистрированных минимальных значений  $r(t)$ . Для узкого канала, образующегося в неоднородном поле, при его длине  $l = 10^{-3}$  м сопротивление составит порядка  $(0,8-8) \times 10^2$  Ом, что позволяет пропустить ток силой до 4–40 А, превышающий пороговое значение силы тока [13]. Для широкого канала, образующегося в квазиоднородном поле, сопротивление можно оценить величиной  $(0,12-1,2) \times 10^2$  Ом, т. е. выделяющаяся в канале мощность джоулевого нагрева оказывается больше, чем в первом случае. В дальнейшем в результате разогрева плазмы разряда и перехода его в фазу дуги сопротивление канала станет меньше волнового сопротивления цепи, равного 0,8 Ом. Глядя на левые ветви приведенных на рисунке 3 диаграмм и учитывая результаты анализа выражения (3) можно предположить, что развитие канала тока в обоих случаях происходит в течении времени порядка нескольких сот наносекунд в условиях относительно низкой скорости его расширения.

В-третьих, стоит отметить, что слабоионизованный газ в проводящем канале

действительно является плазмой, т. к. радиус Дебая достаточно мал:

$$r_D \approx \left( \frac{\epsilon_0 k T_e}{e^2 n_e} \right)^{0.5} \approx 10^{-6} - 10^{-5} \text{ м}, \quad (11)$$

где  $\epsilon_0$  – диэлектрическая постоянная,  $k$  – постоянная Больцмана,  $e$  – заряд электрона. Одновременно выполняется соотношение  $v_{др} \gg v_{iT} \approx 3 \times 10^3$  м/с, что является условием раскачки в плазме колебаний. Рассеяние электронов на колебаниях является каналом поглощения энергии. Кроме того, экспериментально и методами математического моделирования установлено, что при разряде в газе первоначально с характерными временами наносекундного диапазона происходит передача энергии из цепи тока в энергию возбуждения молекул газа. По мере релаксации возбужденных состояний молекул в течение времени порядка 1 мкс [14, 15] указанная энергия преобразуется в тепловую энергию, что в нашем случае имеет своим результатом быстрое расширение проводящего канала тока [16]. Сравнение двух графиков, приведенных на рисунке 3, позволяет сделать вывод о том, что формирование канала тока сопровождается накоплением нетепловой по своей природе энергии, трансформация которой в тепловую и вызывает резкое увеличение скорости перемещения УВ. В условиях сильно неоднородного поля мощность накопления и в дальнейшем трансформации нетепловой энергии максимальна. По-видимому, в сильно неоднородном поле  $r(t=0) < r_{\max}$ , а в квазиоднородном поле  $r(t=0) \approx r_{\max}$ . Таким образом, заведомо в случае контрагированного разряда на самом начальном этапе, до  $t = 0,5$  мкс, выделяющаяся в разряде энергия превращается в нетепловую по своей природе. Кроме того, в контрагированном разряде в условиях более высоких плотностей тока создаются более благоприятные условия для развития колебаний. Наконец, в контрагированном разряде плотность нетепловой энергии в канале тока оказывается выше, поэтому более заметны результаты трансформации нетепловой энергии в тепловую, что выражается в более высокой скорости расширения канала тока и УВ.

## Заключение

Процесс распространения в газе атмосферного давления УВ, возбужденной сильным разрядом микросекундной длительности, принципиально отличается от аналогичного процесса, возникающего в результате практически мгновенного выделения энергии. Более того, до момента отрыва УВ от канала тока наблюдаются отличия при различных условиях инициирования разряда.

Представление о том, что первоначальное состояние канала тока можно сопоставить с моделью бесконечно узкого на старте разряда проводящего канала не соответствует полученным экспериментальным данным.

При инициировании разряда как в квазиоднородном, так и в сильно неоднородном электрическом поле первоначально в течение примерно 200–400 нс наблюдается замедленное расширение канала тока. На развитие разряда, по-видимому, оказывают влияние дополнительные к джоулеву тепловыделению каналы поглощения энергии из цепи источника тока. Один из них – раскачка в плазме колебаний в результате развития ионно-звуковой неустойчивости тока. Другой – возбуждение вращательных и колебательных уровней молекул газа. В случае контрагированного в сильно неоднородном поле разряда данный механизм работает более эффективно. Отложенный переход энергии источника тока в тепловую энергию приводит к созданию условий для достижения высокой скорости расширения канала тока и достигаемой скорости перемещения УВ. В случае контрагированного в сильно неоднородном поле разряда данный механизм работает более эффективно. Расширение канала тока происходит практически с постоянной скоростью. При достижении максимального радиуса канала тока происходит отрыв УВ от контактной поверхности и дальнейшее ее распространение с уменьшенной постоянной скоростью. В сильно неоднородном поле наблюдается более высокие скорости расширения канала тока и распространения УВ после отрыва от контактной поверхности.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Sedov L. I. / Appl. Math. Mech. Leningrad. 1946. Vol. 10. P. 241.
2. Bethe H. A., Fuchs K., Hirschfelder J. O., Magee J. L., Peierls R. E., van Neumann J. Blast Wave. – Los Alamos, NM, USA, 1947.
3. Давыдов С. Г., Долгов А. Н., Козлов А. А., Ревазов В. О., Якубов Р. Х. / Журнал технической физики. 2022. Т. 92. № 10. С. 1517.
4. Вовченко Е. Д., Кузнецов А. П., Савёлов А. С. Лазерные методы диагностики плазмы: учеб. пособие. – М.: МИФИ, 2008.
5. Райзер Ю. П. Введение в гидрогазодинамику и теорию ударных волн для физиков: учеб. пособие. – Долгопрудный: Издательский Дом «Интеллект», 2011.
6. Иванова А. А., Мурсенкова И. В. / ВМУ. Серия 3. Физика. Астрономия. 2023. Т. 78. № 2. С. 2320601-1.
7. Маршак И. С. / Успехи физических наук. 1962. Т. 71. № 2. С. 229.
8. Дрaбкина С. И. / Журнал экспериментальной и теоретической физики. 1951. Т. 21. С. 473.
9. Базелян Э. М., Райзер Ю. П. Искровой разряд: учеб. пособие для ВУЗов. – М.: Изд-во МФТИ, 1997.
10. Кесаев И. В. Катодные процессы электрической дуги. – М.: Наука, 1968.
11. Алферов Д. Ф., Иванов В. П., Сидоров В. А. / Электро. 2002. № 2. С. 31.
12. Давыдов С. Г., Долгов А. Н., Корнеев А. В., Пшеничный А. А., Якубов Р. Х. / Успехи прикладной физики. 2019. Т. 7. № 1. С. 3–9.
13. Месяц Г. А. Эктоны в вакуумном разряде: пробой, искра, дуга. – М.: Наука, 2000.
14. Owen K. G. Measurements of vibrational relaxation and dissociation of oxygen with laser absorption spectroscopy with applications for energy transfer in nonequilibrium air. Stanford University, 2014.
15. Бечина А. И., Кустова Е. В. / Вестник Санкт-Петербургского университета. Математика. Механика. Астрономия. 2019. Т. 6. № 1. С. 118.
16. Znamenskaya I. A., Koroteev D. A., Lutsky A. E. / Physics of Fluids. 2008. Vol. 20. P. 056101-1.

PACS: 52.80.-s, 52.80. Vp

## Shadow visualization of an atmospheric pressure pulse discharge in a quasi-homogeneous and highly inhomogeneous electric field

A. A. Kozlov, A. N. Dolgov, R. H. Yakubov, V. O. Revazov and S. G. Davydov

Dukhov Research Institute of Automatics (VNIIA)  
22 Sushchevskaya st., Moscow, 127055, Russia

*Received 17.04.2024; revised 23.05.2024; accepted 31.05.2024*

***The article presents experimental results obtained by shadow visualization of a pulsed discharge of atmospheric pressure in a quasi-homogeneous and highly inhomogeneous electric field. In experiments, a shock wave formed during a pulsed breakdown of a short gas gap of atmospheric pressure initiated by a spark discharge along the surface of a dielectric was recorded. A comparative analysis of the features of shock wave propagation during its excitation in discharge devices of various geometries is carried out.***

***Keywords:*** shadowgraphy, gas discharge, shock waves.

## REFERENCES

1. Sedov L. I., Appl. Math. Mech. Leningrad **10**, 241 (1946).
2. Bethe H. A., Fuchs K., Hirschfelder J. O., Magee J. L., Peierls R. E. and van Neumann J., Blast Wave, Los Alamos, NM, USA, 1947.
3. Davydov S. G., Dolgov A. N., Kozlov A. A., Revazov V. O. and Yakubov R. Kh., Technical Physics **67** (10), 1316 (2022).
4. Vovchenko E. D., Kuznetsov A. P. and Savelov A. S., Lazernye metody diagnostiki plazmy: ucheb. posobie, Moscow, MIFI, 2008 [in Russian].
5. Raizer Y. P., Vvedenie v gidrogasodinamiku i teoriyu udarnyx voln dlya phisikov: Ucheb. posobie, Dolgoprudny, Izdatel'skiy dom "Intellect", 2011 [in Russian].
6. Ivanova A. A. and Mursenkova I. V., Moscow University Physics Bulletin **78** (2), 204 (2023).

7. Marshak I. S., UFN **71** (2), 229 (1962) [in Russian].
8. Drabkina S. I., Journal of Experimental and Theoretical Physics **21**, 4 (1951) [in Russian].
9. Baselyan E. M. and Raizer Y. P., Iskrovoi razryad: Ucheb. posobie dlya VUZov, Moscow, MPHTI, 1997 [in Russian].
10. Kesaev I. V., Katodnye processy elektricheskoi dugi, Moscow, Nauka, 1968 [in Russian].
11. Alpherov D. Ph., Ivanov V. P. and Sidorov V. A., Elektro **2**, 31 (2002) [in Russian].
12. Davydov S. G., Dolgov A. N., Korneev A. V., Pshenichniy A. A. and Yakubov R. Kh., Usp. Prikl. Fiz. (Advances in Applied Physics) **7** (1), 3–9 (2019) [in Russian].
13. Mesyats G. A., Ectons in Vacuum Discharges: Breakdown, Spark, and Arc, Moscow, Nauka, 2000 [in Russian].
14. Owen K. G. Measurements of vibrational relaxation and dissociation of oxygen with laser absorption spectroscopy with applications for energy transfer in nonequilibrium air. Stanford University, 2014.
15. Bechina A. I. and Kustova E. V., Vestnik Sankt-Peterburgskogo universiteta. Matematika. Mekhanika. Astronomiya **6** (1), 118 (2019) [in Russian].
16. Znamenskaya I. A., Koroteev D. A. and Lutsky A. E., Physics of Fluids **20**, 056101-1 (2008).