

04;12
©1992

УПРАВЛЕНИЕ ИСКРОВЫМИ РАЗРЯДАМИ НА ПУЧКАХ ЧАСТИЦ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

*А.М.Беккер, В.С.Козлов, О.П.Ксенофонов,
В.В.Мирошкин, М.В.Стабников, В.И.Тараканов*

Экспериментальным путем исследуются особенности в развитии искровых пробоев длинных (более 9 см) промежутков в воздухе и азоте при ионизации газа в разряднике узким пучком электронов с энергией $E_e = 300$ МэВ. Показано, что могут быть созданы такие условия, когда искровой разряд развивается строго по оси пучка, выведенного из ускорителя. Приведены основные результаты экспериментов, раскрывающие механизмы гидрирования разрядов. Предложена качественная интерпретация наблюдаемых явлений и намечены пути для построения феноменологической модели разряда.

Известно, что электрический пробой протяженных ($L > 5$ см) воздушных промежутков происходит при средней напряженности электрического поля $E = U/L$, существенно меньшей, чем это имеет место в разрядниках с малыми зазорами. Причиной тому служат взрывные процессы на границе металл-диэлектрик, сопровождающие подачу напряжения на разрядник. В результате за счет ионизации молекул газа в объеме разрядника образуются локальные области плазмы с повышенной электропроводностью. Наблюдают несколько стадий разряда: лавинную, стримерную, лидерную и возвратный удар, которые различаются концентрацией свободных зарядов в этих плазменных областях. Каждая из названных стадий разряда характеризуется более или менее случайным распределением плазменных образований в пространстве между электродами. Поэтому искровые разряды в завершающей стадии пробоя промежутка имеют зигзагообразную форму и никогда не повторяют друг друга. Это свойство искровых разрядов затрудняет их экспериментальное исследование.

Долгое время считали, что криволинейный характер искры является неотъемлемым свойством длинных искровых разрядов [1]. С появлением мощных лазеров, однако, было показано, что это не так. В экспериментах Купмана и др. [2-4] искровые разряды прямолинейной формы наблюдались каждый раз, когда перед подачей на разрядник высокого напряжения между электродами за счет сфокусированного лазерного излучения генерировались узкие каналы пониженной плотности, обладающие повышенной электропроводностью. Излучение от CO_2 -лазеров, обычно используемых для гидрирования искровых разрядов, слабо поглощает-

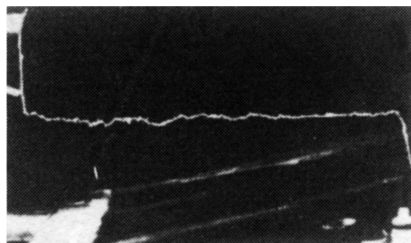
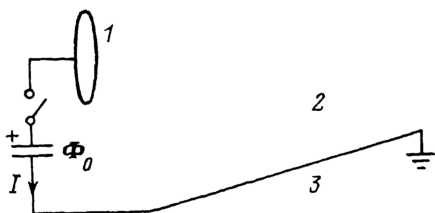


Рис. 1. Искровой разряд ($L = 2$ м), гидированный сфокусированным лазерным излучением [4].

1 — электрод, 2 — лазерный луч, 3 — схема опыта.

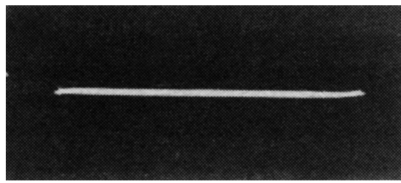
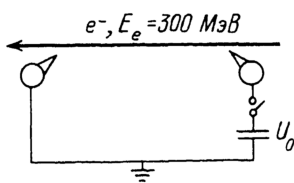


Рис. 2. Искровой разряд ($L = 9$ см), гидированный узким пучком электронов с энергией в 300 МэВ.

ся в естественной атмосфере, поэтому для увеличения энерговыделения от лазерного пучка воздух смешивается с каким-либо газом из группы углеводородов (метан, этилен и т.п.). С той же целью в воздух могут быть введены аэрозольные добавки, полученные при сжигании в боксе с разрядником небольшого количества какой-либо органики, например, каменного угля. Именно в этих условиях получены гидированные искровые разряды, фотография одного из которых приведена на рис. 1. В левой части этого рисунка представлена схема эксперимента [4], в котором для генерации между электродами двухметрового канала с пониженной плотностью использовался CO_2 -лазер с мощностью около $3 \cdot 10^9$ Вт и минимальным диаметром лазерного пучка ($\lambda = 10.6$ мкм), близким к 2 см.

Судя по результатам, полученным в исследованиях гидированных лазером искровых разрядов, при таком способе управления пространственным местоположением разряда реализуется последняя из перечисленных выше стадий — возвратный удар. Об этом свидетельствуют, в частности, высокие скорости (10^9 см/с) развития пробоя. Описание разрядов, гидируемых мощными лазерными пучками, затруднено из-за неполноты информации о начальных условиях, характеризующих состояние разогретого лазером канала в момент подачи напряжения на разрядник. Аэрозольные добавки, вводимые с целью увеличения эффективности лазерного излучения при разогреве каналов, еще больше запутывают картину. Проблемы, связанные с описанием гидированных разрядов, во многом разрешаются, если для управления формой искрового разряда воспользоваться узким пучком ускоренных частиц высокой энергии [5]. Речь идет о пучках моноэнергетических частиц (протонов, электронов или многозарядных ионов) с энергиями в десятки-сотни МэВ, используемых, в частности, при изучении структуры ядерной материи. Такие пучки ускорен-

ных частиц, будучи выведенными в естественную атмосферу, приведут к генерации в воздухе узкой в соответствии с поперечным размером пучка колонки плазмы ионов и свободных электронов. Концентрация плазмы зависит от величины импульсного тока пучка, поэтому из всего многообразия ускоряющих устройств наиболее подходящими для этой цели являются линейные ускорители. Характеристики плазмы практически не изменяются в продольном направлении из-за постоянства линейных ионизационных потерь dE/dx , высокоэнергетических частиц в газе. Некоторые нарушения однородности плазменного шнура могут появиться вследствие кулоновского уширения пучка, однако на небольших расстояниях, в несколько десятков см, это искажение мало, так как частицы пучка обладают большими собственными импульсами.

Если вблизи трассы пучка ускоренных частиц, выведенного в атмосферу, расположить два острийных электрода и синхронизировать подачу напряжения на электроды с временем образования плазменного шнура от пучка, то развитие пробоя разрядного промежутка между электродами завершается прямолинейным искровым разрядом, совпадающим с трассой пучка [6]. Подтверждением сказанному является рис. 2, на котором приведена фотография искрового разряда между острийными электродами, разнесенными на 9 см. В левой части рис. 2 приведена схема эксперимента, которая мало отличается от таковой в опытах со стримерной камерой [7]. Генератором плазмы являлся пучок электронов с энергией ускоренных частиц $E_e = 300$ МэВ и длительностью одного банча около 2 мкс. Фотография на рис. 2 получена в условиях съемки с открытым затвором и содержит несколько событий с искровым разрядом. Эффект гидрирования искровых разрядов наблюдался для широкого диапазона токов пучка электронов от 60 до 200 мА. Эффективная площадь пучка в поперечном сечении $S = 0.2$ см². Амплитуда напряжения U_0 от генератора Маркса не превышала 150 кВ. В серии экспериментов, в которых изучались разряды в присутствии плазменного шнура, образованного узким пучком электронов линейного ускорителя, был установлен ряд особенностей, присущих именно этому способу гидрирования искрового разряда. Рассмотрим некоторые из них. Прямолинейная форма разряда может быть получена независимо от того, какой формы или из какого материала (мед, сталь) сделаны электроды. Если подобраны условия для гидрирования, то искровой разряд следует по трассе пучка каждый раз, когда повторяются эти условия. Разряды в азоте гидрируются при меньших токах пучка I_e и амплитудах напряжения U_0 , чем для воздуха. Это свидетельствует об особой роли свободных электронов в плазме при формировании гидрированного разряда.

Установлено, что для гидрирования искровых разрядов существенно затягивается время Δt , разделяющее момент подачи напряжения U_0 и появление в разряднике яркой вспышки, сопровождающей искровой пробой. Иллюстрацией сказанному служит рис. 3, на котором представлены осциллограммы импульса напряжения на высоковольтном электроде и соответствующие им фотографии разрядов. В верхнем ряду рис. 3 приведены данные для неуправляемого разряда, полученного при подаче напряжения на разрядник после прохождения пучка. Время формирования искрового пробоя составляет при этом около 2 мкс. Информация в среднем ряду относится к случаю, когда искровой разряд следует по трассе пучка. Время Δt , судя по осциллограмме, увеличилось до 20 мкс. Напряжение U_0 подавалось спустя 0.5 мкс после появления в разряднике пучка электронов. Величина Δt обладает исключительной устойчивостью при

неизменных начальных условиях и разброс ее в экспериментах не превышал 5%. С увеличением задержки подачи напряжения на разрядник, начиная с 0.5 мкс, возрастает и величина Δt с переходом от искрового разряда в режим незавершенных разрядов (корона). Эта ситуация отображена в нижнем ряду рис. 3. Фотография незавершенного разряда на рис. 3 получена с использованием чувствительной фотопленки в результате накопления нескольких событий. Как следует из фотографии коронного разряда, структура разряда имеет неоднородный характер. Так, наряду с диффузным свечением в центральной области хорошо просматривается шнурование разряда со стороны заземленного электрода анода. С уменьшением напряжения на разряднике область диффузного свечения смещается в сторону катода. Одновременно сокращается и протяженность нитевидной области контрагирования со стороны анода.

Стабильность такой характеристики гидрированного разряда, как Δt , позволяет использовать величину в качестве количественной меры при изучении разрядов, управляемых пучками ускоренных частиц. Подтверждением сказанному служит рис. 4, на котором приведены результаты измерений Δt в зависимости от времени подачи напряжения U_0 на разрядник и построена форма импульса тока пучка $I_e(\tau)$. Из рис. 4 следует, что зависимость $\Delta t = f(\tau)$ имеет вполне определенную конфигурацию, форма и местоположение которой зависят от U_0 (кривые 2 и 3). Точками на рис. 4 обозначены события, когда имеет место прямолинейный искровой разряд (либо во всем разрядном промежутке, либо в какой-то его части). Крестики на рис. 4 относятся к тем событиям, когда признаков гидрирования на фотографии не обнаруживается. Количественное описание гидрированных разрядов сводится к расчету зависимостей типа $\Delta = f(U_0, I_e, t)$, подобных показанным на рис. 4. Однако прежде чем приступить к разработке алгоритма расчета, необходимо установить физические процессы, ответственные за переход от неуправляемых искровых разрядов к гидрированным разрядам.

Оценки уровней концентрации свободных электронов N_e в плазме, образуемой в результате ионизации воздуха частицами исходного пучка, показывают, что эффекты гидрирования проявляются при $N_e \simeq 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Это означает, что процессы, связанные с образованием стримеров в разрядном промежутке, в значительной степени подавлены. Основным процессом является протекание тока несамостоятельного разряда $I_{н.р}$ через плазменный канал, образуемый пучком ускоренных частиц. Величина $I_{н.р}$ в каждый момент времени определяется концентрацией электронов N_e и скоростью дрейфа электронов плазмы в поле с напряженностью $E \simeq U_0/L$, постоянной по всей длине разрядного промежутка. Установлению $I_{н.р}$ предшествует искровой пробой между каждым из электродов и плазменным шнуром при подаче напряжения. Ударные волны от этих искровых пробоев хорошо просматриваются, если разрядный промежуток просвечивается коротким (10 нс) импульсом от азотного лазера с $\lambda = 0.34 \text{ мкм}$. Меняя задержку лазерной вспышки относительно момента подачи напряжения U_0 , можно проследить за распространением названных ударных волн в разрядном промежутке, а также наблюдать за прорастанием области контрагирования разряда со стороны анода во внутреннюю область разрядника. Судя по скорости продвижения этой нитевидной области, мы имеем дело с анодным лидером ($V_e \simeq 10^4 - 10^5 \text{ см/с}$). Очевидно, что по достижении лидером противоположного электрода (или встречного лидера) последует завершающая стадия — дуговой разряд.

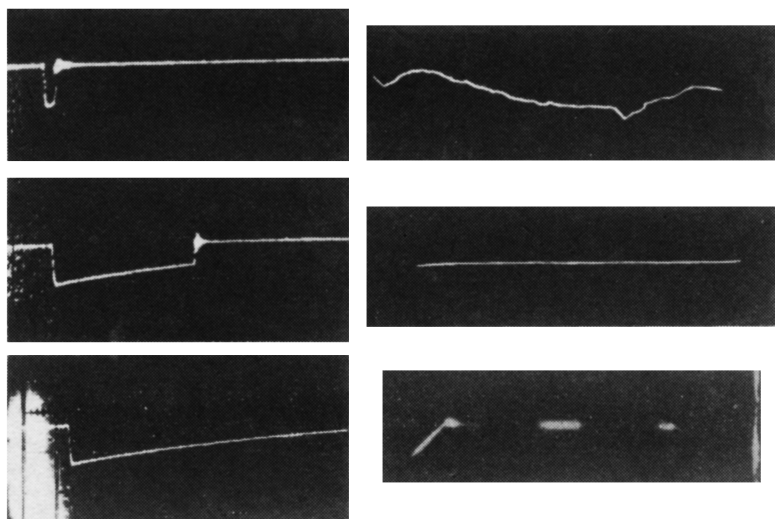


Рис. 3. Различные формы разрядов при совместном воздействии на разрядник пучка электронов и импульса U_0 .

1 — неуправляемый разряд, 2 — гидированный разряд, 3 — незавершенный разряд-корона. Слева — осциллограммы импульса напряжения, справа — отвечающие им формы разряда.

Располагая данными о V_e , полученными из эксперимента, можно оценить Δt и тем самым предсказать исход в виде точки на рис. 4. С учетом изложенной умозрительной физической модели эволюции гидированного разряда в пространстве-времени можно теперь планировать экспериментальные исследования эффекта гидирования. На начальном этапе с целью упрощения задачи удобнее пользоваться данными, полученными для разрядов в азоте. Это позволяет избежать необходимости учета захвата электронов плазмой молекулами O_2 в процессе их термализации и, тем самым, сократить количество параметров при описании состояния плазмы, образуемой в результате прохождения через газ пучка ускоренных частиц.

Напишем выражение для тока $I_{н.р.}$, несамостоятельного разряда, обусловленного дрейфом электронов в поле U/L . Предположив, что формирование полного тока в сечении плазменного шнура есть аддитивный процесс, определяемый структурой плазмы от пучка, для импульса тока $I_{н.р.}(t)$ имеем

$$I_{н.р.}(t) = 2\pi e V_e \int_0^{k \cdot r_0} N_e(r, t) r dr, \quad (1)$$

где e — заряд электрона, r (см) — переменная в полярной системе координат, V_e (см/с) — скорость дрейфа электронов.

Для определения V_e можно воспользоваться эмпирическим соотношением [8]

$$V_e = AU_o/L_p, \quad (2)$$

где $A = 3.7 \cdot 10^5$ (для азота), p (мм рт.ст.) — давление газа в разряднике.

Параметр r_0 в (1) определяет радиальное распределение частиц в исходном пучке, которое, как показывают измерения светимости фольги,

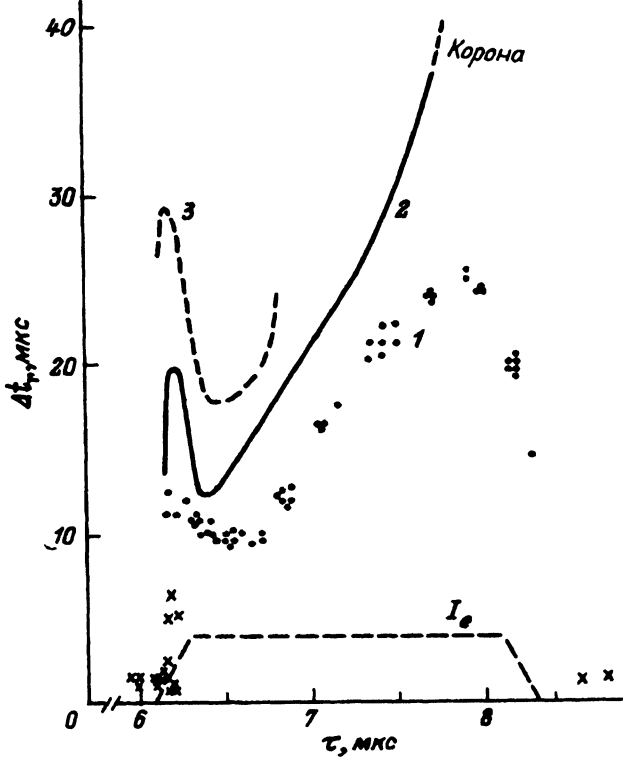


Рис. 4. Изменение времени формирования гидрированных искровых разрядов в зависимости от начальных условий в разряднике.
 $j_0 = 0.3$, $r_0 = 0.4$, $l = 10$ см; $U_0 = 138$ (1), 132 (2), 120 (3).

введенной в трассу пучка, хорошо аппроксимируется гауссианом

$$j_e(r, t) = (I_e(t)/2\pi r_0) \exp(-0.5(r^2/r_0^2)). \quad (3)$$

Определенная из эксперимента величина r_0 совместно с формулой импульса тока пучка $I_e(t)$, измеренной с использованием времяпролетного индукционного датчика, полностью характеризуют пространственно-временную структуру пучка — источника плазмы в разрядном промежутке. Величина $N_e(r, t)$ — концентрации электронов плазмы в поперечном сечении получается в результате решения кинетического уравнения

$$dN_e(r, t)/dt = q(r, t) - \beta \cdot N_e^2(r, t), \quad (4)$$

где β (см/с) — коэффициент объемной рекомбинации, $q(r, t)$ определяется из выражения

$$q(r, t) = j_e(r, t) \cdot \omega/e. \quad (5)$$

Величина ω (пар/см) в (5) определяет количество пар электронов-ионов, образуемых в газе одной частицей пучка на пути в 1 см. Будем



Рис. 5. Форма импульса тока пучка (верхний снимок) и соответствующий ему $I_{н.р}(t)$ в азоте.
Временная шкала составляет 12.8 мкс.

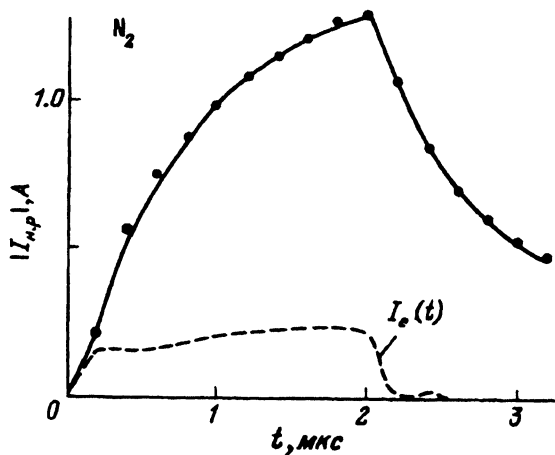


Рис. 6. Сопоставление экспериментального $I_{н.р}(t)$ с расчетом.
 $I_e = 0.1$ А, $U = 10$ кВ, $l = 10$ см; штриховая кривая — эксперимент, точки — расчет.

считать ω и β параметрами и определять эти величины из эксперимента. Решение уравнения (4) относительно $N_e(r, t)$ может быть получено расчетным путем с использованием метода Рунге-Кутты при начальных условиях, определяемых уравнением (5), с учетом (3), после чего воспроизводится зависимость $I_{н.р}(t)$. Располагая экспериментальной зависимостью $I_{н.р}(t)$, можно подбором параметров β и ω добиться наилучшего согласия расчетного $I_{н.р}(t)$ с экспериментом и тем самым описать концентрацию плазмы $N_e(r, t)$, генерируемой пучком. Полученное распреде-

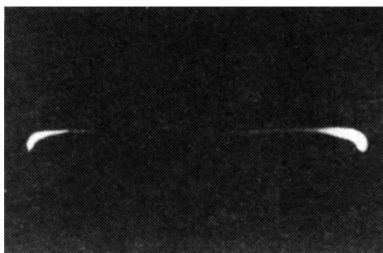


Рис. 7. Незавершенный разряд в азоте.

ление $N_e(r, t)$ может быть использовано в качестве исходной информации при описании продвижения лидера.

Для проверки изложенного алгоритма, а также для определения параметров β и ω был получен набор экспериментальных осциллограмм $I_{н.р}(t)$ в диапазоне напряжений $5 \leq U_0 \leq 40$ кВ для различных токов пучка $10 \leq I_e \leq 200$ мА. В качестве иллюстрации на рис. 5 приведены импульс тока пучка (верхний снимок) и соответствующий ему импульс $I_{н.р}(t)$ в разряднике с острым электродами ($L = 10$ см, $I_e = 0.1$ А, $U_0 = 10$ кВ=const). Информация для $I_e(t)$ и $I_{н.р}(t)$ получена в виде числовых массивов с использованием модуля FLASH ADC-8/20 в стандарте КАМАК. В качестве управляющего устройства использовалась микро-ЭВМ РС/АТ(286). На рис. 6 приведены результаты фитирования экспериментального распределения расчетным $I_{н.р}(t)$ с привлечением метода наименьших квадратов. При расчете $I_{н.р}(t)$ интегрирование в (1) проводилось до $3r_0$ ($r_0 = 0.24$ см) с шагом в 0.01 см, а шаг интегрирования уравнения (4) по времени t составлял 25 нс. Параметры β и ω , полученные в результате фит-процедуры, составили $1.4 \cdot 10^{-7}$ и 57 соответственно. Полная обработка всех экспериментальных осциллограмм $I_{н.р}(t)$ позволит составить заключение о применимости изложенного алгоритма расчета $I_{н.р}(t)$. Не исключено, однако, что для описания всей экспериментальной выборки в 50 массивов потребуются ввести дополнительные уточнения, например, учесть изменение $U = f(t)$, использовать квадратичную аппроксимацию $V_e = f(U_0)$ и т.п.

Рассмотрим теперь результаты экспериментов, в которых исследовалось продвижение лидера в разрядном промежутке. В этих опытах для получения незавершенных разрядов в широком диапазоне I_e и U_0 использовался обрезающий разрядник, введенный в цепь высоковольтного электрода. При включении в нужный момент названного разрядника происходило закорачивание высоковольтного электрода на землю. Тем самым напряжение на разрядном промежутке снималось до того, как в результате эволюции разряда происходил искровой пробой. В отличие от незавершенных разрядов в воздухе аналогичные разряды в азоте не содержат областей с диффузным свечением, как это можно видеть из рис. 7. Протяженность L_s анодного лидера, прорастающего из левого электрода на рис. 7, различна в зависимости от времени включения $t_{обр}$ обрезающего разрядника. На рис. 8 приведены экспериментальные распределения $L_s = f(t_{обр})$, полученные для различных U_0 в диапазоне 65–144 кВ, но при фиксированном токе пучка $I_e = 65$ мА. Как следует из рис. 8, распределения $L_s = f(t_{обр})$ в свою очередь хорошо аппроксимируются прямыми линиями из начала координат. Это означает, что продвижение лидера

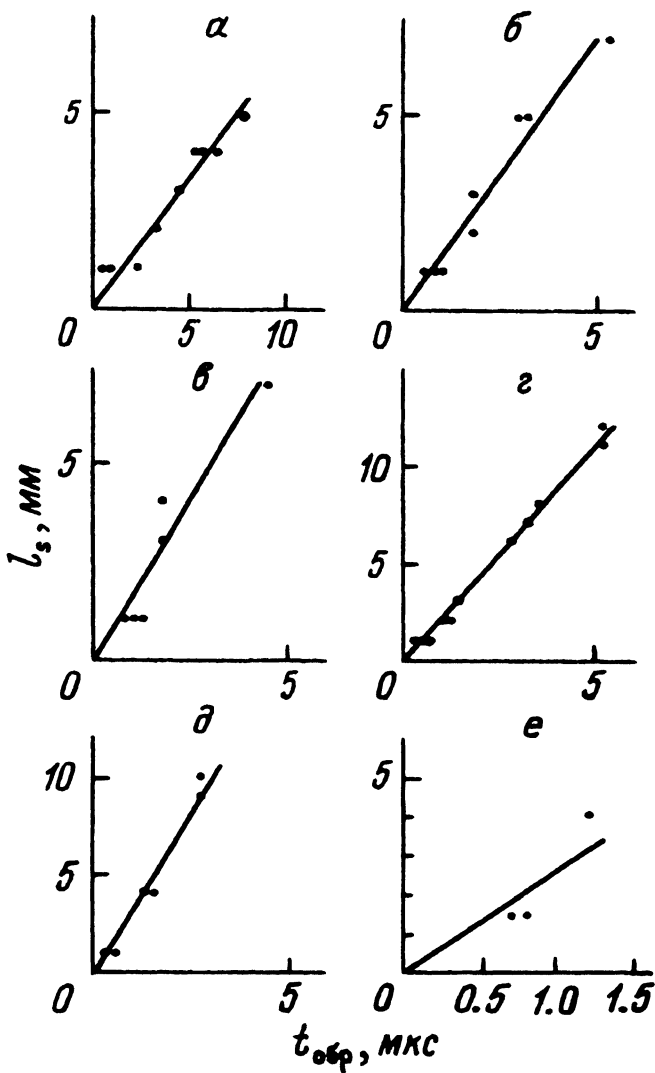


Рис. 8. Зависимость длины анодного лидера от длительности импульса напряжения на разряднике.

U , кВ: а — 84, б — 96, в — 104, г — 120, д — 132, е — 144.

в разрядном промежутке осуществляется с постоянной скоростью V_s , величина которой возрастает с увеличением либо напряженности $E = U/L$, либо тока пучка. Распределения $L_s = f(t_{0sp})$ хорошо аппроксимируются прямыми линиями, как это следует из рис. 9. Все три распределения на рис. 9 можно описать одним выражением

$$V_s = V_{s0} ((I_e/I_{e0}) + 1) ((U/U_0) - 1), \quad (6)$$

где $V_{s0} = 1.7 \cdot 10^5$ см/с, $I_{e0} = 160$ мА, $U_0 = 63$ кВ.

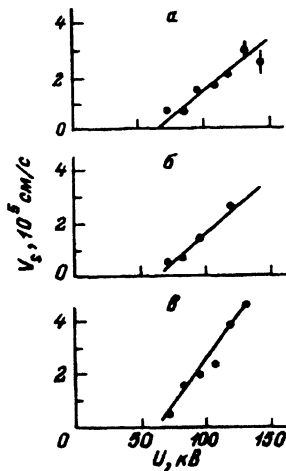


Рис. 9. Скорости лидера при различных начальных условиях.
 I_e , мА: а — 65, б — 100, в — 250.

Поступая таким же образом по отношению к правой части незавершенного разряда (рис. 7), можно установить $V_r = f(I_e, U)$ и в качестве первого приближения при определении $\Delta t = f(I_e, U)$ использовать выражение

$$\Delta t(I_e, U) = L / (V_s + V_r). \quad (7)$$

Таким образом, искровой разряд, гидированный пучком ускоренных частиц, получает полное описание, т.е. известны геометрическая форма разряда — прямая линия и время формирования искрового пробоя $\Delta t = f(I_e, U)$.

Изложенная схема анализа развития искрового пробоя длинных промежутков в присутствии ионизации от узкого пучка ускоренных частиц убедительно демонстрирует, как нам кажется, те перспективы в исследовании искровых разрядов, которые открываются в этом способе гидирования.

В итоге получено экспериментальное подтверждение возможности гидирования протяженных искровых разрядов с использованием узких пучков частиц высоких энергий. Показано, что при совместном воздействии на газ пучка и электрического поля по плазменному каналу, создаваемому пучком, протекает ток $I_{н.р}$ самостоятельного разряда. Форма тока $I_{н.р}(t)$ в азоте хорошо воспроизводится в рамках классических представлений с привлечением двух параметров: β -коэффициента объемной рекомбинации и ω -числа электрон-ионных пар, образуемых одной частицей пучка на 1 см ее пути в газе. Показано также, что одновременно с протеканием через плазменный канал тока $I_{н.р}$ наблюдается зарождение анодного лидера и продвижение его к противоположному электроду. Скорость лидера линейно связана с величиной напряжения и амплитудой тока пучка, что позволяет прогнозировать время формирования искрового пробоя. Тем самым может быть получено полное описание гидированных искровых разрядов, т.е. известны форма искрового разряда и время его формирования.

В заключение авторы считают приятным долгом выразить признательность сотрудникам линейного ускорителя Физико-технического института Украины, обеспечившим условия для проведения экспериментов.

Список литературы

- [1] *Леб Л.* Основные процессы электрических разрядов в газах. М.: Гостехиздат, 1950. 695 с.
- [2] *Vail J.R., Tidman D.A., Wilkerson T.D., Koopman D.W.* // Appl. Phys. Lett. 1970. Vol. 17. P. 20-22.
- [3] *Saum K.A., Koopman D.W.* // Phys. Fluids. 1972. Vol. 15. N 11. P. 2077-2079.
- [4] *Greig J.R., Koopman D.W., Fernsler R.F. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1978. Vol. 41. N 3. P. 174-177.
- [5] *Moses H., Forest P., Martin R.L.* Method of discharging a cloud. U.S. Patent Office. 3. 284. 686. Patented. 1966.
- [6] *Козлов В.С., Лобанов О.В., Лысенко В.В. и др.* Способ генерирования в газе искрового разряда. Заявка N 3080901 от 30. 12. 83.
- [7] *Kalimov A.G., Kozlov V.S., Stabnikov M.V. et al.* // Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz. 1979. Vol. 30. N 7. P. 460-463.
- [8] *Браун С.* Элементарные процессы в плазме газового разряда. М.: Атомиздат, 1961.

С.-Петербургский институт
ядерной физики
им.Б.П.Константинова

Поступило в Редакцию
25 сентября 1991 г.
В окончательной редакции
21 января 1992 г.