

ПРЕДЕЛЬНАЯ ДЛИНА НИЗКОПОРОВОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПРОБОЯ ВОЗДУХА ПРИ ЛАЗЕРНОМ ИНИЦИИРОВАНИИ

В. Д. Зворыкин, Ф. А. Николаев, И. В. Холин,
А. Ю. Чутунов, А. В. Шелоболин

УДК 533.9.07

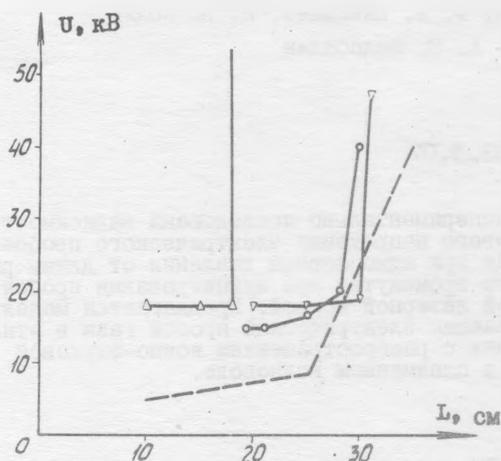
Экспериментально исследована зависимость порогового напряжения электрического пробоя в воздухе при атмосферном давлении от длины разрядного промежутка при иницировании пробоя длинной лазерной искрой. Предлагается модель, связывающая электрический пробой газа в этих условиях с распространением ионно-звуковой волны в плазменном волноводе.

В работе /1/ сообщалось о результатах экспериментов по иницированию протяженных электрических разрядов в воздухе при атмосферном давлении с помощью длинной лазерной искры. В частности указывалось, что пороговое напряжение пробоя остается практически постоянным при увеличении межэлектродного расстояния до значения, несколько превышающего диаметр используемой камеры, а затем резко нарастает. Для выяснения возможности увеличения предельной длины низкорогового пробоя были предприняты дополнительные исследования, результаты которых приводятся ниже.

Схема эксперимента аналогична использованной в /1/, однако в камере диаметром 15 см между катодом и анодом устанавливался промежуточный кольцевой электрод, на который через высокоомный делитель подавался потенциал, равный половине анодного. Конструкция камеры предусматривала возможность установки второго промежуточного электрода. Эксперименты проводились также и с камерой диаметром 51 см, но без промежуточного электрода.

Полученные зависимости напряжения пробоя от величины межэлектродного промежутка приведены на рис. 1, где также показана аналогичная зависимость, полученная в работе /1/.

Соображения геометрического подобия позволяли надеяться, что предельная длина низкорогового пробоя возрастет в экспериментах как на камере диаметром 51 см, так и на малой камере



Р и с. 1. Зависимость порогового напряжения электрического пробоя от длины разрядного промежутка: Δ - результаты работы /1/; ∇ - результаты экспериментов на камере диаметром 15 см с дополнительным электродом; \circ - результаты экспериментов на камере диаметром 51 см; пунктир - результаты работы /2/

с промежуточным электродом, до значения выше 50 см при пропорциональном увеличении напряжения на камере. Однако, как видно из рис. 1, в обоих случаях эта граница имела значение ~ 30 см. При этом максимальное межэлектродное расстояние, при котором достигался пробой, на камере диаметром 15 см было получено в экспериментах с одним промежуточным электродом при расстояниях катод - промежуточный электрод 11 см, промежуточный электрод - анод 19 см. Использование второго промежуточного электрода на этой камере, также как использование одного промежуточного электрода на камере диаметром 51 см эффекта не дало.

Следует особо подчеркнуть, что в работе /2/, проведенной независимо при существенно отличной геометрии электрического поля и с использованием лазера на неодимовом стекле (в данной работе использован CO_2 -лазер), получено близкое значение предельной длины низкорогового пробоя. Результаты работы /2/ приведены также на рис. 1 (пунктирная кривая). Результаты, полученные в данной работе и работе /2/ показывают, что предельная длина низкорогового пробоя отражает особенности процесса электрического пробоя, а не особенности структуры лазерной искры и фокусировки лазера, как это отмечено в /2/.

Специфика электрического пробоя газов при иницировании длинной лазерной искрой, по-видимому, состоит в том, что вокруг области оптического пробоя образуется цилиндрический плазменный канал с радиусом равным длине пробега ионизирующего ультрафиолетового фотона, которая при давлении ~ 1 атм составляет около 1 см. Исходя из этого, механизм пробоя можно связывать с распространением в этом канале плазменных волн. Высокие значения временных задержек между оптическим пробоем и началом электрического пробоя, составляющие в пороговом режиме $\sim 10^{-4}$ с и соответственно низкие средние скорости волны пробоя указывают на необходимость связывать процесс электрического пробоя с распространением ионно-звуковых волн в цилиндрическом плазменном волноводе, а существование предельной длины низкорогового пробоя с резонансным затуханием этих волн вблизи нижней граничной частоты. При этом, согласно /3/,

$$\omega/\Omega \approx \omega_0/\Omega = \lambda r/a \approx \alpha, \quad (1)$$

где ω - круговая частота источника, возбуждающего плазменную волну, Ω - ионная ленгмювская частота, ω_0 - нижняя граничная частота плазменного волновода радиуса a , r - дебаевский радиус, λ - корень первой функции Бесселя.

В этом случае групповая скорость объемной ионно-звуковой волны будет

$$v_g = -2\alpha(1 - \alpha^2)^{3/2}v_T, \quad (2)$$

где v_T - тепловая скорость ионов.

В интервале существования объемной ионно-звуковой волны, т.е. при $\Omega \lambda_T / a < \omega < \Omega$, или $0 < \alpha < 1$, коэффициент при v_T в выражении (2) имеет экстремум при $\alpha = 0,5$, что соответствует минимуму ионной температуры.

Если предположить, что средняя скорость волны пробоя равна групповой скорости объемной ионно-звуковой волны, то минимальное значение ионной температуры будет $T = 1,65$ эВ, соответствующее значение плотности носителей $n = 2,4 \cdot 10^7$ см⁻³, а частота источника, способного в данных условиях возбудить объемную ионно-звуковую волну $\omega = \omega / 2\pi = 6 \cdot 10^4$ Гц. Последняя является типичной для колебательных процессов в приэлектродных областях /4/.

Согласно предложенной модели процесс электрического пробоя протяженных промежутков при иницировании длинной лазерной искрой можно разбить на следующие стадии: оптический пробой, приводящий к образованию цилиндрического плазменного канала; релаксация плазмы канала в электрическом поле до значений параметров, соответствующих условиям, необходимым для распространения плазменных волн; возбуждение низкочастотных электромагнитных колебаний в приэлектродных областях; распространение ионно-звуковых плазменных волн в сформировавшемся плазменном канале; развитие дугового разряда.

Такая модель качественно объясняет не только существование предельной длины низкопорогового пробоя, но и сокращение этой длины в экспериментах на камере диаметром 15 см без делителя. Действительно, решение уравнения Лапласа для потенциала на оси бесконечной трубы с соосной полубесконечной иглой дает асимптотическое значение пропорциональное $\exp(-\mu z/R)$, где μ - корень нулевой функции Бесселя, z - продольная координата, отсчитываемая от вершины иглы, R - радиус трубы. Таким образом в точках, отстоящих от вершины иглы более чем на радиус камеры, поле сильно затухает и плазма быстро релаксирует до значений Ω ниже частоты источника.

Основываясь на проведенном качественном рассмотрении модели пробоя и хорошо известном факте существования в плазменных волноводах нескольких различных типов колебаний /3/, можно предположить, что зависимость напряжения пробоя протяженных промежут-

ков от величины межэлектродных расстояний носит ступенчатый характер, а наблюдаемый в рассматриваемых экспериментах участок является лишь первой ступенькой такой зависимости. Справедливость этого вывода косвенно подтверждают результаты работ /5,6/, которые, к сожалению, не допускают прямого сравнения с обсуждаемыми результатами.

Поступила в редакцию

14 февраля 1980 г.

После переработки

23 мая 1980 г.

Л и т е р а т у р а

1. В. Д. Зворыкин и др., Физика плазмы, 5, вып. 5, 1140 (1979).
2. О. Б. Данилов, С. А. Тульский, ЖТФ, 48, вып. 10, 2040 (1978).
3. А. Н. Кондратенко. Плазменные волноводы, Атомиздат, М., 1976 г., стр. 44.
4. Дж. Мик, Дж. Крэгс. Электрический пробой в газах, изд. "Иностранная литература", М., 1960 г., стр. 190-191.
5. D. W. Koopman, K. A. Saum, Journ. Appl. Phys., 12, 44 (1973).
6. J. R. Greig, D. W. Koopman et. al., Phys. Rev., Lett., 41, 174 (1978).