

03;04  
©1995 г.

## СКОРОСТЬ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ИОНИЗАЦИОННО-ДРЕЙФОВОЙ ВОЛНЫ ПРОБОЯ

*Л.П.Грачев, И.И.Есаков, Г.И.Мишин, К.В.Ходатаев*

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН,  
194021, Санкт-Петербург, Россия  
(Поступило в Редакцию 6 декабря 1994 г.)

Приводятся результаты экспериментального исследования пробоя коротких воздушных промежутков. Они сравниваются с выводами волновой ионизационно-дрейфовой теории и констатируется их согласие в предположении равенства скорости волны ионизации дрейфовой скорости электронов в невозмущенном поле  $E_0$ :  $v_{др} = \mu_e E_0$ , где  $\mu_e$  — подвижность электронов. Метод количественных измерений использовал искровой СВЧ генератор, питаемый источником с умножением напряжения. Исследуемый разрядник включался в него в качестве коммутатора. В результате был создан макет генератора с максимальной амплитудой поля излучения не менее  $10^3$  В/см при периоде его осцилляций около 1 нс и длительности импульса около 2.5 нс.

### Введение

Обычно [1] процесс электрического пробоя газовых промежутков подразделяют на три этапа. Первый длится с момента включения напряжения до появления иницирующего электрона. Для “коротких” промежутков, т. е. при существенном перенапряжении, начальные электроны, как правило, рождаются за счет автоэмиссии с катода. В этом случае длительность этого этапа существенно меньше длительности последующих [1], в дальнейшем ею будем пренебрегать. На втором этапе, время которого будем называть временем задержки разряда  $\theta_3$ , в разрядном промежутке идет процесс размножения носителей тока, но его сопротивление все еще практически не меняется, оставаясь большим. И наконец, на заключительном этапе коммутации с характерным временем  $\theta_k$  происходит резкое падение сопротивления газового промежутка.

В [1] приводится выражение для  $\theta_k$  искрового воздушного коммутатора при токах до нескольких килоампер

$$\theta_k = \frac{2}{aE_0^2}, \quad (1)$$

где  $a = 0.8 - 1 \text{ см}^2/\text{В}^2 \cdot \text{с}$ ,  $E_0$  — исходное поле в зазоре.

В этой же работе для  $\theta_3$  дается лишь ряд экспериментальных точек, полученных различными авторами в конкретных условиях. В [2] начальный этап газового пробоя рассматривается как процесс распространения волны ионизации. В ней показано, что система уравнений поля и баланса зарядов на границе области ионизации имеет автомодельное решение при скорости волны ионизации, направленной к аноду, не меньшей дрейфовой скорости электронов в невозмущенном поле  $v_{др}$ . Конкретное же значение скорости из этого континуума теория не определяет.

Следуя за [2], предположим, что за  $\theta_3$  происходит "перекрытие" пробиваемого зазора ионизационной волной, распространяющейся от катода к аноду. Ее скорость измерим в специально поставленном эксперименте, результаты которого сравним с  $v_{др}$ .

### Постановка эксперимента

В эксперименте использовалось явление, количественная сторона которого однозначно связана с  $\theta_3$ .

Схема установки приведена на рис. 1. На ней испытуемый разрядник  $\Delta$  закорачивает образованную проводниками 1 и 2 емкость  $C$ . Ее заряд осуществляется "свернутым в кольцо" высоковольтным генератором импульсного напряжения (ГИН) по известному временному закону. В зависимости от величины пробиваемого зазора  $\Delta$  емкость  $C$  успеет зарядиться до разного напряжения  $U_{\Delta}$ . После замыкания  $\Delta$  при достаточно малой величине  $\theta_k$  в системе проводников 1-2 начнут "бегать" электромагнитные волны, и при определенной конфигурации этих проводников запасенная в  $C$  энергия излучится в виде электромагнитного импульса. Зафиксированный приемником, этот импульс несет информацию о величине  $U_{\Delta}$ , а следовательно, и о  $\theta_3$ . В эксперименте схема работала на атмосфере.

Остановимся подробнее на требованиях к элементам схемы и ее работе.

Пусть ГИН состоит из  $n$  каскадов, содержащих конденсатор  $C_0$ , два сопротивления  $R_0$  и разрядник  $k$ . Все  $C_0$  заряжаются параллельно и

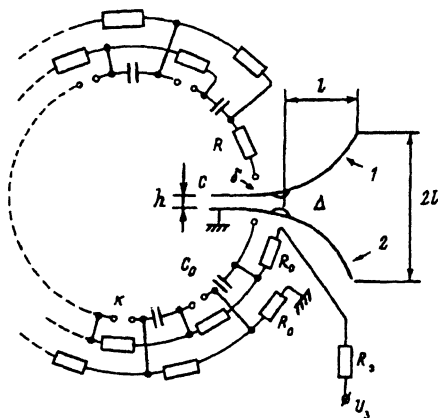


Рис. 1. Схема эксперимента, состоящая из "замкнутого в кольцо" ГИН и генератора с искровым возбуждением, в качестве коммутатора в который включен исследуемый разрядник  $\Delta$ .

синхронно от высоковольтного источника с напряжением  $U_3$  через сопротивление  $R_3 \gg nR_0$ . Разрядники срабатывают при нарастании напряжений на  $C_0$  до  $U_3$ . В результате все  $C_0$  оказываются включенными последовательно и на выходе ГИН формируется напряжение  $U_0 = nU_3$ . Именно поэтому такой источник называется источником с умножением напряжения. Сопротивления  $R_0$  служат развязкой по высокому напряжению, и значение постоянной  $R_0C_0$  должно быть существенно больше времени срабатывания  $k$  и требуемого времени поддержания  $U_0$ .

На выходе ГИН включены сопротивление  $R$  и разрядник  $\delta$  с напряжением пробоя  $U_n < U_0$ . После его срабатывания начинает заряжаться емкость  $C$ . Отметим, что, как следует из схемы, при включении  $U_3$  до замыкания всех  $k$  на  $\delta$  и  $\Delta$  напряжение практически отсутствует. Именно это свойство схемы с умножением напряжения делает ее удобной для предполагаемых исследований. Цепь заряда  $C$  состоит из емкости  $C_\Sigma = C_0/n$  начальным напряжением  $U_0$ , конструктивной индуктивности  $L$  ГИН и  $R$ .

Величину  $L$  можно оценить по формуле кольца

$$L = \frac{\mu_0}{2\pi} l_0 n \ln \left( \frac{l_0 n}{\pi d} \right),$$

где  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$  Гн/м,  $l_0$  — конструктивная длина одного каскада ГИН,  $l_0 n$  — вся длина витка,  $d$  — диаметр его проводника.

При сложном составе ГИН  $d$  можно взять предположительно, например, 1 мм и точнить экспериментально.

При условии  $R = 2\sqrt{L/C}$  и  $C_\Sigma \gg C$  напряжение на  $C$  растет по закону

$$U_c \simeq U_0 \left( 1 - e^{-t/\tau} \right), \quad (2)$$

где  $\tau = \sqrt{LC}$ ,  $t$  — время с “момента” замыкания  $\delta$ .

Ключ  $\delta$  можно считать идеальным, если время его коммутации  $\theta_{k\delta} \ll \tau$ . Это условие ограничивает максимум зазора  $\delta$  разрядника  $\delta$ . Его минимум задается требованием малости межэлектродной емкости по сравнению с  $C$ .

Предположим, что на начальном этапе пробоя зазора  $\Delta$  за время  $\theta_3$  происходит перекрытие его волной ионизации, которая движется от катода к аноду с  $v_{др}$ , определяемой “невозмущенным” полем в зазоре  $v_{др} = \mu_e U_c / \Delta$ , где в атмосфере  $\mu_e = 4.5 \cdot 10^2$  см<sup>2</sup>/В·с. В этом случае за время  $t$  граница ионизации пройдет путь  $x(t) = \int_0^t v_{др}(t) dt$ . Отсюда при условии  $x(t = \theta_3) = \Delta$  и с учетом (2) получим уравнение для  $\theta_3$

$$\frac{\Delta^2}{\mu_e U_0 \tau} = \frac{\theta_3}{\tau} - 1 + e^{-\theta_3/\tau}. \quad (3)$$

Сделав в некотором смысле противоположное допущение

$$v_{др} = \mu_e \frac{U_c}{\Delta - x}$$

для  $\theta_3$  получим несколько другое уравнение

$$\frac{1}{2} \frac{\Delta^2}{\mu_e U_0 \tau} = \frac{\theta_3}{\tau} - 1 + e^{-\theta_3/\tau}. \quad (4)$$

Подстановка вычисленного из (3) или (4)  $\theta_3$  в (2) дает напряжение  $U_\Delta$ , до которого зарядится  $C$  при конкретном значении  $\Delta$ , прежде чем его пластины соединит плазменный столб.

Пусть проводники конденсатора  $C$  выполнены в виде круглых пластин радиусом  $l$  и расположены соосно с расстоянием между ними  $h \ll l$ . И пусть в исходном состоянии  $C$  заряжен до  $U_\Delta$ , а при  $t = 0$  его пластины замыкаются по оси идеальным ключом. В этом случае в образовавшейся радиальной линии [3] начнут "бегать"  $TM$  электромагнитные волны и на ее разомкнутом конце напряжение будет ступенчато меняться от  $+U_\Delta$  до  $-U_\Delta$  с периодом  $T = 4l/v_c$ , где  $v_c$  — скорость света. На долю первой гармоники этих колебаний приходится 80% их энергии, и в дальнейшем будем рассматривать только ее. Наконец, пусть с одной стороны эта линия плавно переходит в излучатель шириной и полной высотой  $2l$ , как показано на рис. 1. В этом случае энергия, накопленная в  $C$ , начнет излучаться, а колебания в линии будут затухающими

$$U = U_\Delta e^{-t/\tau_n} \sin \omega t, \quad (5)$$

где  $\omega = 2\pi/T$ ;  $\tau_n$  — постоянная затухания, определяемая степенью согласования резонатора, образованного радиальной линией, с пространством, в которое происходит излучение.

По такому же закону будет изменяться и поле в излучающем раскрыве  $E_p$ . В свою очередь амплитуда поля излучения  $E_n$  линейно связана с амплитудой этого "ближнего" поля, а следовательно, и с  $U_\Delta$ .

Именно на этом свойстве поля излучения и строится экспериментальная методика. Она заключается в снятии зависимости  $E_n = f(\Delta)$  и сравнении ее с теоретической кривой  $U_\Delta = f(\Delta)$ , построенной на основе (2)–(4). Обратим внимание на характерную особенность последней зависимости. Из (2) видно, что при  $t = \theta_3 \gtrsim 2\tau$  напряжение на  $C$  практически перестает меняться. Следовательно, как следует, например, из (3), при

$$\Delta \gtrsim \sqrt{\mu_e U_0 \tau} \quad (6)$$

$E_n$  также должна расти с ростом  $\Delta$ .

Отметим, что для определения конкретной формы огибающей излучаемого сигнала необходимо решить достаточно сложную электродинамическую задачу, что выходит за рамки настоящей работы.

При проектировании схемы необходимо учитывать ограничение на максимальную величину  $\Delta$ . Действительно,  $\Delta$  можно рассматривать как "идеальный" ключ при замыкании  $C$  только в случае, если время его коммутации  $\theta_{k\Delta} \ll T/4$ . Это условие совместно с (1) дает требуемое ограничение на  $\Delta$ .

### Результаты эксперимента

Экспериментальная установка имела следующие параметры.

Длина волны излучения  $\lambda$  выбиралась из габаритных ограничений и возможностей аппаратуры, регистрирующей излучение, и задавалась равной 30 см. Проводники емкости  $C$ , имеющей форму описанной радиальной линии, совмещенной с излучателем, выполнялись из дюрала толщиной 2 мм размером  $l = \lambda/4 = 7.5$  см. Величина  $h$  должна удовлетворять условию  $h \ll \lambda/4$  и принималась равной 1.5 см. Таким

образом,  $C \approx 7$  пФ. Исследуемый разрядник  $\Delta$  выполнялся в виде двух соосных цилиндрических проводников диаметром 4 мм. Зазор  $\Delta$  между ними регулировался от 0 до 8 мм и измерялся с точностью  $\pm 0.1$  мм. В качестве  $C_0$  использовались дисковые конденсаторы КВИ диаметром 63 мм, на напряжение 15 кВ и емкостью 470 пФ. Конструктивная проработка показала, что  $l_0$  с ними не может быть меньше 40 мм. Число каскадов ГИН  $n = 9$ . При этом  $C_{\Sigma} \approx 50$  пФ  $\gg C$ . Зазоры разрядников  $k$  соответствовали  $U_{\text{оп}} = 12$  кВ, что обеспечивало  $U_0 = 108$  кВ. Сопротивления  $R_0 = 10$  кОм и позволяли поддерживать  $U_0$  около микросекунды. Зазор  $\delta$  регулировался от 0 до 25 мм. Отметим, что при напряжении 108 кВ пробивается промежуток размером не менее 35 мм, что существенно больше максимального  $\Delta$ , т.е. его можно считать "коротким".

Оцененная по формуле кольцевого проводника  $L = 0.34$  мкГн. Она уточнялась экспериментально. При этом ГИН работал с закороченным  $\Delta$  и  $R = 0$ , а сигнал с индуктивного витка диаметром 5 см, укрепленного на расстоянии 0.5 м от него, кабелем с волновым сопротивлением  $\rho = 50$  см, нагруженным на входе и выходе сопротивлением в 50 Ом, подавался на осциллограф. Последний при срабатывании  $k$  регистрировал экспоненциально затухающий сигнал с периодом 30 нс и постоянной затухания около 150 нс. Рассчитанная по периоду и  $C_{\Sigma}$  величина  $L = 0.46$  мкГн, что практически совпадает с оцененной. Таким образом, цепь заряда  $C$  имела  $\tau = \sqrt{LC} = 1.8$  нс.

На выходе ГИН устанавливалось  $R = 600$  Ом  $\approx 2\sqrt{L/C}$ . Оно состояло из четырех безындуктивных сопротивлений ТВТ по 150 Ом. Сопротивление  $R_0$  и  $R$  выбирались и монтировались так, чтобы их поверхность "не перекрывалась" паразитным разрядом.

Излучение принималось стандартной поляризационно чувствительной антенной с полосой от 0.3 до 2 ГГц и эффективной площадью  $S_a = 100$  см<sup>2</sup>. Она устанавливалась на расстоянии  $L_a = 8$  м от излучающей апертуры, нормально к ней. С антенны сигнал кабелем через линию задержки и при необходимости аттенуатор подавался на осциллограф С7-19 с входным сопротивлением  $R_a = 50$  Ом и полосой от 0 до 5 ГГц. Его луч запускался описанной индуктивной петлей. Линия задержки подбиралась так, что начало сигнала на экране было задержано относительно начала луча. Изображение с экрана фотографировалось. Его вертикальный масштаб калибровался подачей на вход линии задержки прямоугольного импульса известной амплитуды длительностью 0.5 мкс и длительностью фронта, не превышающей 10 нс.

На рис. 2 представлен принимаемый сигнал при  $\Delta = 4$  мм. Его горизонтальный масштаб 5 нс/дел. Сигнал имеет  $T \approx 1$  нс, практически совпадающий с ожидаемым  $T$ . Форма огибающей отличается от формы генерируемого сигнала (4) наличием "переднего фронта". Задний же склон экспоненциально затухает с  $\tau_n \approx 1.5$  нс. Максимальная амплитуда сигнала  $U_a = 40$  В. Изменение ориентации антенны показало, что, как и ожидалось, излучение линейно поляризовано. Приведенное изображение соответствует положению антенны, при котором сигнал с нее при прочих неизменных условиях максимален. Для фиксированного  $\Delta$  осциллограммы не меняются при варьировании  $\delta$  от 0.5 до 25 мм. Следует отметить, что схема работает и при  $\delta$ , даже меньших зазоров разрядников  $k$ , равных 4 мм.

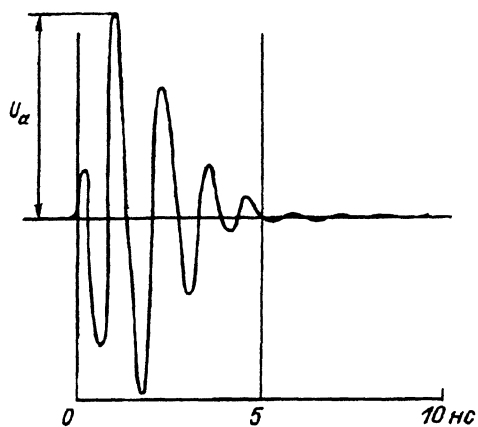


Рис. 2. Осциллограмма сигнала, принимаемого антенной, установленной на расстоянии 8 м от излучающей апертуры. Временной масштаб 5 нс/дел.,  $U_a = 40$  В.

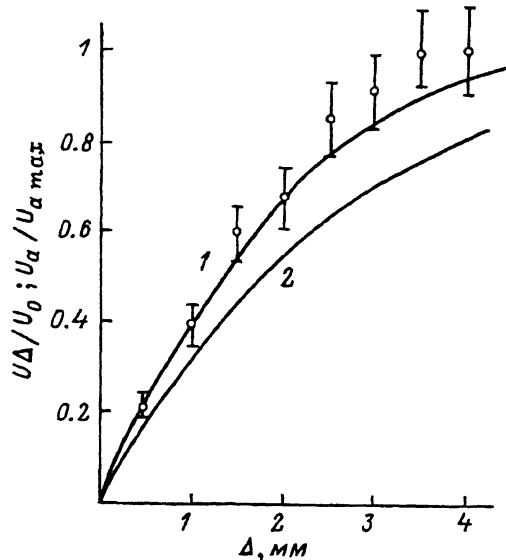


Рис. 3. Расчетные зависимости напряжения на разряднике к моменту его пробоя, отнесенного к максимально возможному, от величины зазора: 1 — без учета влияния плазмы на дрейф электронов, 2 — с учетом этого влияния; точки — эксперимент.

При варьировании  $\Delta$  в диапазоне от 0.5 до 5 мм форма сигнала остается подобной, т.е. сохраняются  $T$  и  $\tau_n$ , а меняется лишь  $U_a$ . При конкретном  $\Delta$  в этом диапазоне в последовательных импульсах стабильность  $U_a$  была равна  $\pm 10\%$ . При  $\Delta \gtrsim 5$  мм стабильность генерации нарушается. На рис. 3 приведена экспериментальная зависимость отношения  $U_a$  к ее максимальной величине  $U_{a\max}$  от  $\Delta$ . Видно, что с ростом  $\Delta$  до 3 мм  $U_a$  растет примерно линейно и далее до  $\Delta = 5$  мм остается практически постоянной. На этом же рисунке дана зависимость  $U_\Delta/U_0 = f(\Delta)$ , рассчитанная по (2) и (3) и по (2) и (4) (сплошные кривые). Видно, что экспериментальные точки практически ложатся на теоретическую кривую, соответствующую движению фронта ионизации с  $v_{др}$  в невозмущенном поле. Эксперимент также дополнительно подтвердил справедливость формулы (1). Из нее следует, что условие генерации  $\theta_k \ll T/4$  выполняется лишь при  $\Delta \lesssim 5$  мм. Так, при  $\Delta = 5$  мм  $\theta_{k\Delta} = 4.3 \cdot 10^{-11}$  с  $\ll T/4 = 2.7 \cdot 10^{-10}$  с. При больших  $\Delta$  ключ  $\Delta$  все в меньшей степени является "идеальным", что и приводит, как фиксирует эксперимент, к срыву генерации.

Оценим теперь параметры поля излучения, соответствующие максимальному сигналу. По определению в районе антенны мощность сигнала  $P_a = U_a^2/2R_a$  связана с потоком плотности энергии в  $TEM$ -волне  $\Pi_a = E_a^2/2z_0$  равенством  $P_a = S_a \Pi_a$ , где  $z = 120\pi$  Ом — волновое сопротивление вакуума. Подстановка в эти равенства значений  $U_a = 40$  В,  $R_a = 50$  Ом и  $S_a = 100$  см<sup>2</sup> дает значение поля в районе антенны

$E_a = 11$  В/см. В районе же излучающей апертуры поле излучения

$$E_{\text{и}} = E_a \frac{\lambda L_a}{(2l)^2} = 1.1 \text{ кВ/см.}$$

Здесь учтена зависимость поперечного размера  $D$  пространства, занятого полем, от расстояния до излучателя  $L_a$  и его поперечного размера

$$D \simeq \lambda \frac{L_a}{2l}.$$

“Ближнее” же поле  $E_p \simeq U_0/2l = 7.2$  кВ/см. Оно доминирует лишь в зоне Френеля, протяженность которой в нашем случае равна  $\lambda/4 = 7.5$  см.

### Заключение

Таким образом, в результате проведенных исследований показано следующее.

1. При пробое короткого воздушного промежутка на первом этапе он перекрывается ионизационной волной, движущейся от катода к аноду с дрейфовой скоростью электронов  $v_{\text{др}} = \mu_e E_0$ , где  $\mu_e$  — подвижность электронов и  $E_0$  — поле в зазоре, без учета возмущения его разрядной плазмой.

2. Время следующего этапа — этапа коммутации хорошо описывается формулой [1]

$$\theta_k = \frac{2}{aE_0^2},$$

где  $a \simeq 1 \text{ см}^2/\text{Вс}$ .

В процессе проведения экспериментов по существу был испытан макет искрового генератора с максимальной амплитудой поля излучения около  $10^3$  В/см, при периоде его осцилляций около 1 нс и длительности импульса около 2.5 нс.

### Список литературы

- [1] *Месляч Г.А.* Генерирование мощных наносекундных импульсов. М.: Сов. радио, 1974.
- [2] *Лагарьков А.Н., Руткевич И.М.* Волны электрического пробоя в ограниченной плазме. М.: Наука, 1989.
- [3] *Лебедев И.В.* Техника и приборы СВЧ. М.: Высшая школа, 1970.