

Эффект кратковременного прерывания тока при его переходе через нуль в субнаносекундных газовых разрядниках высокого давления

© А.М. Ефремов, Б.М. Ковальчук, Ю.Д. Королев

Институт сильноточной электроники СО РАН,
634055 Томск, Россия
e-mail: korolev@lnp.hcei.tsc.ru

(Поступило в Редакцию 4 мая 2011 г.)

Представлены данные по особенностям работы субнаносекундных газовых разрядников высокого давления применительно к проблеме получения высоковольтных биполярных импульсов напряжением длительностью менее 1 ns, амплитудой до 200 kV при частоте следования импульсов до 100 Hz. Наиболее приемлемые схемы формирователей соответствуют режимам работы, когда в процессе коммутации через разрядники протекает ток одной полярности. В условиях смены полярности коммутируемого тока обнаружен эффект кратковременного прерывания тока при его переходе через нулевое значение. Физическая причина наблюдаемого эффекта состоит в том, что при смене полярности напряжения на промежутке необходимо определенное время, чтобы сформировался катодный слой, способный пропускать большой ток разряда при низком падении напряжения на слое.

Введение

В последнее время достигнуты значительные успехи в создании генераторов высоковольтных субнаносекундных импульсов с амплитудой напряжения свыше 100 kV [1,2]. Такие генераторы основаны на электрических схемах, в которых короткие отрезки коаксиальных линий коммутируются на нагрузку с помощью газовых разрядников высокого давления. В качестве рабочего газа используется азот и водород при давлении до 100 atm. В зависимости от условий работы генераторов к ним предъявляются самые разнообразные требования. В частности, для так называемой сверхширокополосной радиолокации представляет интерес разработка устройств, позволяющих формировать биполярные импульсы напряжения с полной длительностью около 1 ns и менее [3,4].

Наиболее широкое распространение получили схемы формирователей биполярных импульсов, показанные на рис. 1. В схеме 1 [5,6] в исходном состоянии формирующая линия T11 с электрической длиной τ (где τ — время пробега электромагнитной волны по линии) заряжена до некоторого напряжения U_0 . При одновременном срабатывании обостряющего разрядника S12 и срезающего разрядника S11 на нагрузке R формируется импульс напряжения. Если волновое сопротивление линии ρ и нагрузки равны между собой, то импульс имеет биполярную форму амплитудой $U_0/2$ и длительностью 2τ . Недостатком схемы является то, что для стабильной работы генератора импульсов требуется синхронное срабатывание разрядников в пикосекундном диапазоне времен.

В работе [7] была реализована схема, позволяющая объединить срезающий и обостряющий разрядники в один разрядник (рис. 1, схема 2). Здесь формирующая линия состоит из двух последовательно соединенных

линий T21 и T22. Разрядник S21 коммутирует формирующие линии одновременно и на „землю“, и на нагрузку. При зарядном напряжении U_0 в нагрузке также формируется биполярный импульс напряжения с амплитудой $U_0/2$ и длительностью 2τ (где τ — время пробега волны по последовательно соединенным линиям T21 и T22). Созданный по такой схеме формирователь имел амплитуду напряжения 100 kV и длительность импульса 3.5 ns при $R = 50 \Omega$.

Другой подход продемонстрирован в схеме формирователя с разомкнутой линией [8] (рис. 1, схема 3). В состав схемы входят три линии T31, T32 и T33 (каждая с электрической длиной τ), обостряющий разрядник S31,

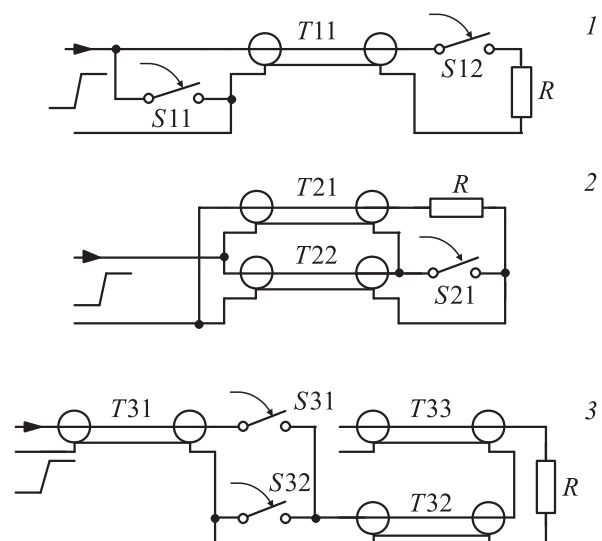


Рис. 1. Электрические схемы формирователей биполярных импульсов: 1 — схема с двумя разрядниками; 2 — схема с одним разрядником; 3 — схема с разомкнутой коаксиальной линией.

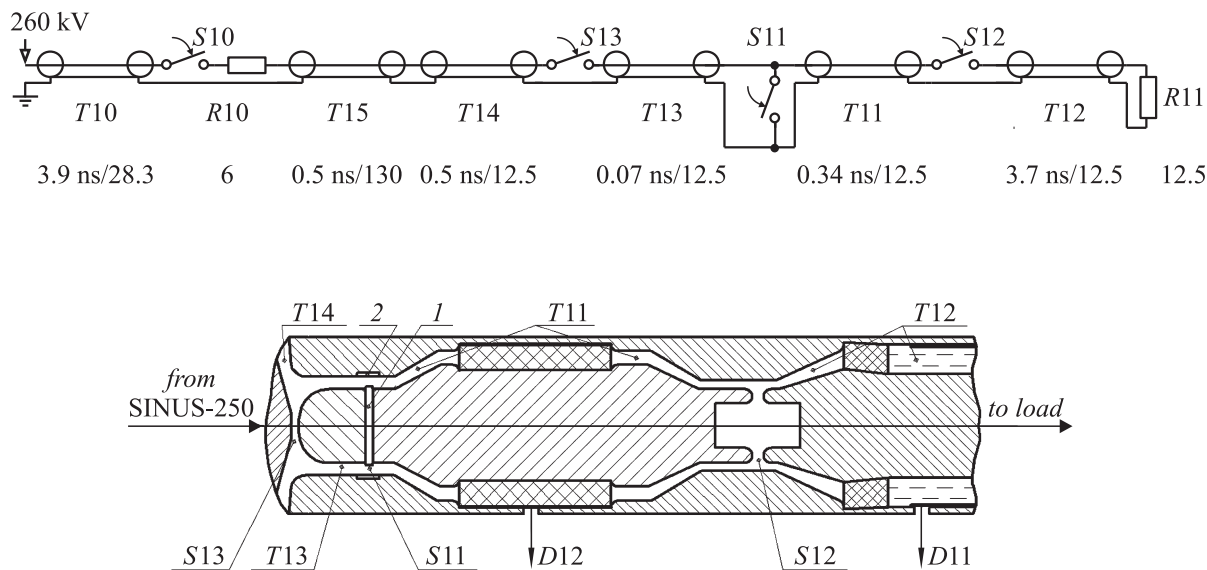


Рис. 2. Электрическая схема и конструкция узла формирователя биполярных импульсов с двумя разрядниками.

срезающий разрядник $S32$ и нагрузка $R = 2\rho$. Вначале срабатывает разрядник $S31$, а затем с задержкой 2τ срабатывает разрядник $S32$. В таком случае в нагрузке формируется биполярный импульс напряжения $U_0/2$ с длительностью 4τ .

Применительно к системам получения сверхширокополосных электромагнитных импульсов представляют интерес уменьшение длительности электрического импульса и повышение тока в нагрузке, т.е. снижение волнового сопротивления формирователя. При разработке формирователей с длительностью импульса менее 2 ns и с волновым сопротивлением менее $50\ \Omega$ мы столкнулись с проблемой искажения второй полуволны импульса. Искажения характерны для устройств, построенных по схемам 1 и 2. В этих схемах разрядки $S12$ и $S21$ работают в режиме смены полярности коммутируемого тока. Оказалось, что при переходе тока через нулевое значение наблюдается его кратковременное прерывание, что сопровождается соответствующей задержкой появления импульса напряжения в нагрузке. В настоящей работе представлены результаты исследований описанных схем и обсуждается физическая причина прерывания тока в субнаносекундном разряднике.

Исследование работы формирователей для различных электрических схем и результаты измерений формы биполярных импульсов напряжения в нагрузке

Исследование работы устройства с двумя разрядниками проводилось на установке, электрическая схема которой вместе с конструкцией формирователя импульсов представлены на рис. 2 (на схеме показаны электрические длины коаксиальных линий, волновые

сопротивления и величины резисторов). Узел для получения биполярных импульсов состоит из формирующей линии $T11$, передающей линии $T12$ с согласованной нагрузкой $R11 = 12.5\ \Omega$, короткого отрезка промежуточной линии $T13$, а также разрядников $S11$, $S12$ и $S13$. Часть схемы левее линии $T13$ по сути представляет собой систему импульсной зарядки, которая предназначена для того, чтобы зарядить основную формирующую линию $T11$ за время около 1 ns .

Система зарядки основана на модернизированном наносекундном генераторе импульсов Sinus-250 [6]. На схеме этот генератор представлен линией $T10$ и обостряющим разрядником $S10$. Линия заряжалась от трансформатора Тесла до напряжения 260 kV с частотой следования импульсов 100 Hz . При срабатывании разрядника $S10$ происходит зарядка накопительной линии $T14$

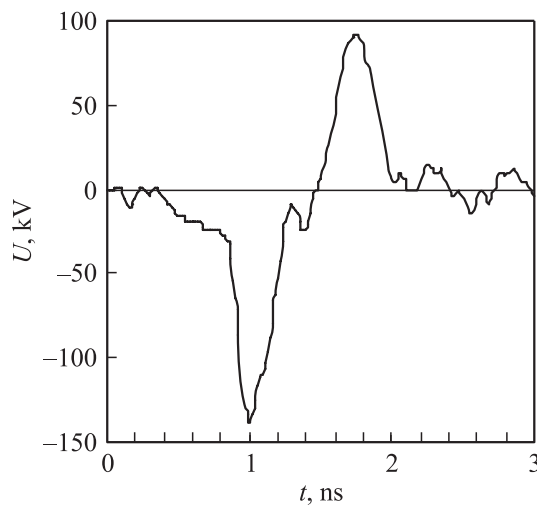


Рис. 3. Осциллограмма импульса напряжения в передающей линии с делителя $D11$ для схемы с двумя разрядниками.

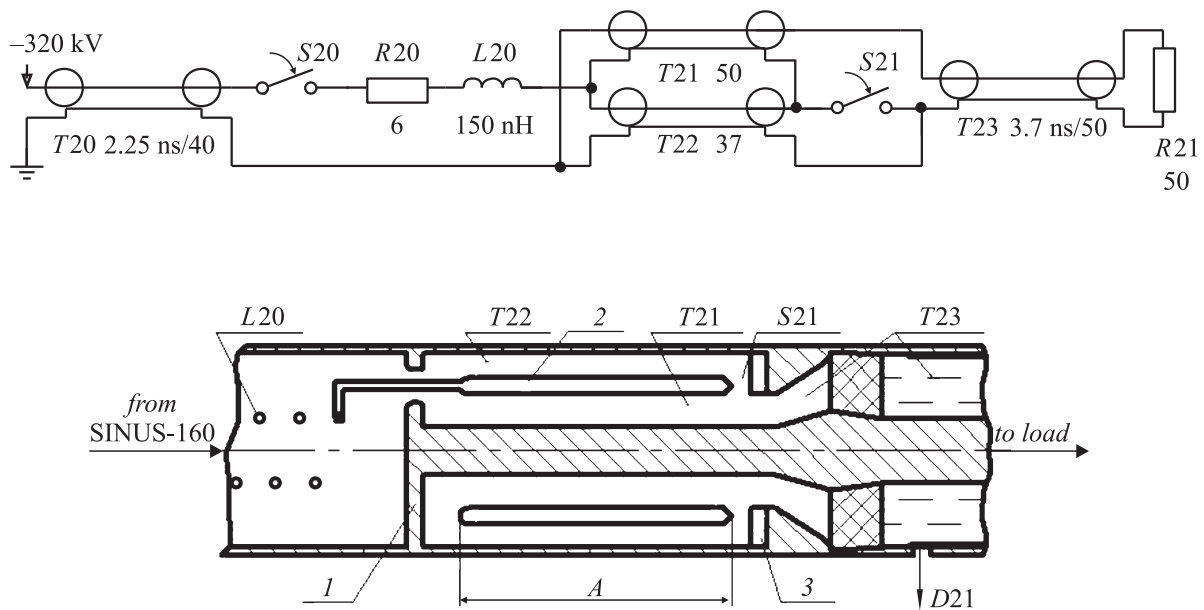


Рис. 4. Электрическая схема и конструкция узла формирователя биполярных импульсов с одним разрядником.

и развязывающей линии $T15$. С учетом того, что в процессе зарядки имеет место эффект резонанса, в цепь встроено сопротивление $R10$ для частичного гашения колебаний. В целом система обеспечивает передачу энергии от первичного генератора Sinus-250 в промежуточную накопительную линию $T14$, заряжая ее до напряжения 320–350 kV. Далее срабатывает разрядник $S13$ и происходит зарядка основной формирующей линии $T11$ генератора биполярных импульсов.

Конструктивно формирователь биполярных импульсов состоит из двух газовых объемов, разделенных изоляторами из капролона. В первом объеме в азоте под давлением 60 atm расположены линии $T13$, $T14$, левая часть формирующей линии $T11$, а также разрядники $S11$ и $S13$. Electroдами разрядника $S13$ являются концы внутренних проводников линий $T14$ и $T13$. Electroдами разрядника $S11$ является диск 1 толщиной 2 mm и вставка 2 на корпусе. Межеlectродный зазор в разряднике $S13$ равен 1.5 mm, а радиальный зазор в разряднике $S11$ составляет 0.8 mm.

Во втором объеме под давлением азота 53 atm расположены правая часть формирующей линии $T11$, левая часть передающей линии $T12$ и кольцевой обостряющий разрядник $S12$. Он имеет латунные electroды с наружным диаметром 20 mm и толщиной 2 mm. Межеlectродный зазор равен 1 mm. Правая часть передающей линии $T12$ заполнена трансформаторным маслом ($\rho = 12.5 \Omega$). В качестве нагрузки $R11$ используется водяная линия с потерями (на рис. 2 не показана).

Емкостной делитель $D12$ служит для оценки времени зарядки линий $T11$ и $T13$. Внутри коаксиальной линии $T12$ установлен делитель $D11$ на связанных линиях для регистрации выходного биполярного импульса напряжения. Импульсы с делителей регистрировались

осциллографом Tektronix TDS 6604 с полосой пропускания 6 GHz.

Работу устройства, представленного на рис. 2, можно схематично пояснить следующим образом. Пусть в некоторый момент времени $t = 0$ происходит пробой в разряднике $S13$, линии $T11$ и $T13$ начинают заряжаться, и напряжение на electroдах разрядников $S11$ и $S12$ начинает возрастать. Спустя время запаздывания пробоя $t_d \approx 1$ ns, напряжение на разряднике $S12$ достигает импульсного пробивного значения $U_d = 270$ kV. В результате пробоя в передающей линии $T12$ распространяется волна напряжения отрицательной полярности амплитудой $U_1 \approx U_d/2$.

Разрядники $S12$ и $S11$ срабатывают одновременно. Одновременность срабатывания достигается за счет подбора давления газа в разрядниках. При пробое в разряднике $S11$ в сторону передающей линии $T12$ распространяется волна положительной полярности амплитудой, близкой к U_d . Через время τ эта волна приходит на разрядник $S12$ и далее распространяется по передающей линии. Таким образом, в передающей линии и в нагрузке должен возникать биполярный импульс с полной длительностью 2τ .

Выходной биполярный импульс с делителя $D11$ показан на рис. 3. Этому импульсу предшествует предимпульс небольшой амплитуды, обусловленный прохождением тока смещения через емкость обостряющего разрядника $S12$ в процессе зарядки линий $T11$ и $T13$. Обращает на себя внимание то, что при переходе напряжения от отрицательной полярности к положительной наблюдается эффект задержки роста напряжения в линии $T12$, т.е. в нагрузке. Данная задержка не стабильна от импульса к импульсу. В среднем для условий работы разрядника в описываемой схеме время задержки составляет приблизительно 100 ps.

Из рассмотрения работы схемы ясно, что при смене полярности протекающего через разрядник тока происходит резкое кратковременное увеличение сопротивления разрядника. Именно этот эффект мы и называем кратковременным прерыванием.

На рис. 4 показаны электрическая схема и конструкция узла формирователя биполярных импульсов, основанная на одном разряднике S21. В качестве устройства зарядки в этой схеме используется генератор импульсов Sinus-160 [7]. Формирующая линия генератора Sinus-160 заряжается от трансформатора Tecla до напряжения 320 кВ при частоте следования импульсов 100 Гц. Зарядка линий формирователя биполярных импульсов T21 и T22 производится через индуктивность L20 и демпфирующее сопротивление R20 за характерное время около 4 нс.

Элементы формирователя, включая разрядник S21 и зарядную индуктивность L20, расположены в корпусе при давлении азота 90 атм. Подвод напряжения зарядки к общему потенциальному проводнику 2 линий T21 и T22 осуществляется через отверстие в боковой стенке 1. Потенциальный проводник 2 имеет внутренний и внешний диаметры 16 и 22 мм соответственно. Из схемы и конструкции прерывателя видно, что коаксиальный потенциальный проводник 2 является одновременно внутренним проводником для линии T22 и внешним проводником для линии T21.

Длина линий T21 и T22 могла ступенчато меняться путем изменения длины потенциального проводника ($A = 50, 60$ и 72 нм). При этом расстояние между боковой стенкой 1 и потенциальным проводником 2 в точке поворота, распространяющейся по линии волны, оставалось без изменения. Electroдами разрядника S21 служили кромка потенциального проводника 2 и вставка 3 в корпусе. Межэлектродный зазор разрядника определялся толщиной вставки 3 и обычно составлял 2 мм.

Напряжение биполярного импульса в передающей линии T23 регистрировалось с делителя D21. Запись осциллограммы производилась осциллографом Tektronix-694 с полосой пропускания до 3 ГГц.

Схема работает следующим образом. При достижении на внутреннем проводнике 2 отрицательного напряжения U_d происходит пробой в разряднике. Тогда по передающей линии T23 в нагрузку распространяется падающая волна U_1 положительной полярности и амплитудой $\approx U_d/2$. Одновременно в линии T22 начинает распространяться волна положительной полярности U_d . В точке поворота (при переходе в линию T21) напряжение меняет знак, так что спустя время τ в линию T23 через разрядник S21 поступает волна U_d отрицательной полярности (τ — время пробега волны по линиям T21 и T22). В итоге в нагрузке формируется биполярный импульс длительностью 2τ .

Видно, что в данной схеме роазрядник также работает в режиме смены полярности тока. Соответственно и для этой схемы наблюдаем на осциллограммах эффект прерывания тока при его переходе через нулевое значение.

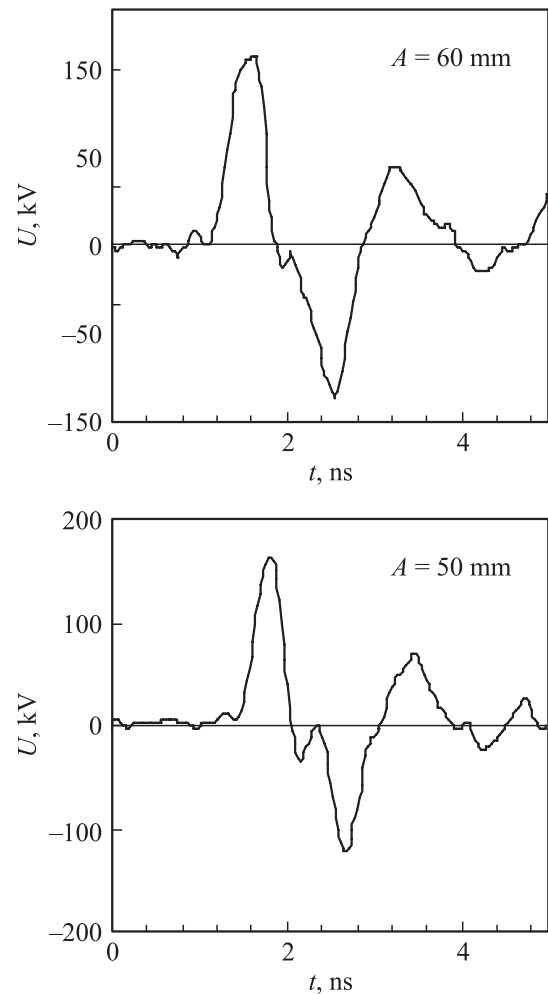


Рис. 5. Осциллограммы импульса напряжения в передающей линии с делителя D21 для схемы с одним разрядником при разных длинах A и потенциального электрода 2.

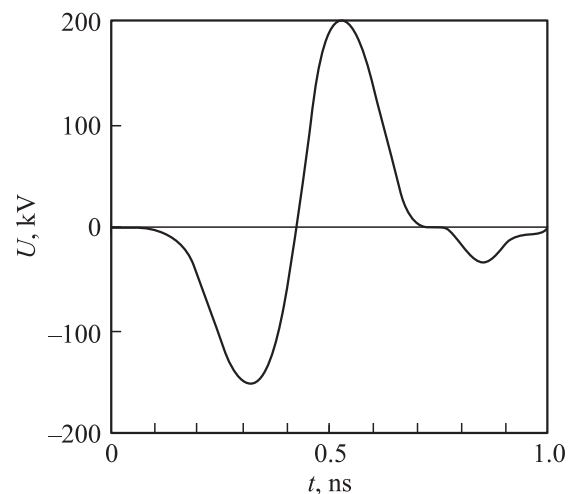


Рис. 6. Осциллограмма напряжения на нагрузке для схемы с разомкнутой линией, в которой не проявляется эффект кратковременного прерывания тока.

Осциллограммы, иллюстрирующие эффект, представлены на рис. 5. Небольшие колебания, которые наблюдаются вслед за биполярным импульсом напряжения, обусловлены тем, что линии $T21$ и $T22$ имеют разное волновое сопротивление.

Рассмотрим теперь так называемую схему с разомкнутой линией (рис. 1, схема 3). Здесь линии $T31$, $T32$ и $T33$ имеют электрическую длину τ и волновое сопротивление ρ , а сопротивление нагрузки $R = 2\rho$. Формирующая линия $T31$ заряжается отрицательно до напряжения $U_d \approx 400$ кВ, после чего происходит пробой разрядника $S31$. Тогда по линии $T32$ распространяется отрицательная волна напряжения, и на нагрузке возникает импульс амплитудой $U_d/2$. Разрядник $S32$ настраивается так, чтобы его пробой происходил через время 2τ после пробоя в разряднике $S31$. При срабатывании разрядника $S32$ по передающей линии $T32$ распространяется волна положительной полярности. В итоге на нагрузке формируется биполярный импульс амплитудой $U_d/2$ и длительностью 2τ .

Ясно, что в этой схеме оба разрядника работают без смены полярности коммутируемого тока. Здесь не проявляется эффект прерывания тока, и осциллограммы напряжения на нагрузке при смене полярности являются гладкими. Пример такой осциллограммы представлен на рис. 6. По описанной схеме были построены формирователи импульсов с длительностью от 0.2 до 2 нс, амплитудой напряжения до 200 кВ при нагрузках от 12.5 до 50 Ω . Эти формирователи описаны в [8–11].

Обсуждение результатов

Проведем в данном разделе некоторые оценки, позволяющие понять условия работы разрядников в формирователях, представленных на рис. 2 и 4, а также дать интерпретацию эффекта кратковременного прерывания тока при его переходе через нулевое значение. На рис. 7 схематично представлено поведение напряжения на электродах разрядников при коммутации формирующей линии на передающую линию. Здесь для упрощения оценок принято, что напряжение на потенциальном проводнике в стадии зарядки формирующей линии и при отсутствии пробоя в разряднике возрастает линейно в соответствии с аппроксимацией

$$U(t) = ht, \quad (1)$$

где крутизна роста напряжения h различна для различных схем и известна из экспериментов.

За время запаздывания пробоя разрядника t_d будем принимать момент, в который ток в цепи достигает значения $i_d = 0.1i_m$, где i_m — максимально возможный ток в режиме короткого замыкания, если зарядное напряжение достигло значения $U_0 = ht_d$.

В эквивалентных схемах генераторов напряжение $U(t)$, определяемое из (1), фактически является напряжением источника питания. Тогда легко получить,

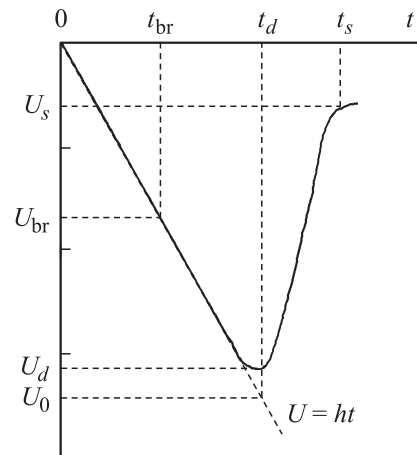


Рис. 7. Схематическое изображение напряжения на электродах разрядника при зарядке формирующей линии и при пробое разрядника.

что для разрядников $S11$, $S12$ и $S21$ в момент t_d напряжение $U_d = 0.9U_0$. Можно сказать, что при напряжении U_d начинается процесс импульсного пробоя разрядника, а временной интервал $t < t_d$ представляет собой предпробойную стадию.

На рис. 7 демонстрируется, что мы имеем дело с пробоем перенапряженного промежутка. Это значит, что статическое пробивное напряжение U_{br} ниже, чем напряжение импульсного пробоя U_d .

После пробоя разрядник обладает некоторым остаточным сопротивлением R_s , и остаточное падение напряжения на промежутке обозначено как U_s . Время коммутации разрядника определяет фронт импульса падающей волны U_1 в передающей линии. В соответствии с кривой $U(t)$ время коммутации $\Delta t = t_s - t_d$. Для определенности будем принимать, что в момент t_s ток в цепи $i_s = 0.9i_m$. Тогда для всех рассматриваемых разрядников напряжение $U_s = 0.1U_0$.

Наконец, при анализе результатов будет удобно пользоваться понятием сопротивления разрядника в моменты времени t_d и t_s . Анализируя эквивалентные схемы формирователей импульсов, можно получить, что для разрядников $S11$, $S12$ и $S21$ их сопротивления в момент t_d находятся из следующих соотношений: $R_d(S11) = 9\rho$; $R_d(S12) = 18\rho$; $R_d(S21) = 5.715\rho$, где ρ — волновое сопротивление передающей линии с нагрузкой.

Соответственно для рассматриваемых схем сопротивления разрядников в момент t_s определяются выражениями: $R_s(S11) = 0.11\rho$; $R_s(S12) = 0.22\rho$; $R_s(S21) = 0.0706\rho$.

Условия работы разрядников и результаты оценок, которые будут сделаны в дальнейшем, представлены в таблице. В оценках необходимо было пользоваться данными по коэффициентам ударной ионизации α и по дрейфовым скоростям электронов v в зависимости от приведенной напряженности электрического поля E/ρ .

Условия работы разрядников и основные параметры газоразрядной плазмы

Swith	S12	S11	S21
p , atm	53	60	90
L , cm	0.1	0.08	0.2
h , 10^{14} V/s	3.0	3.0	0.9
t_d , ns	1.0	1.0	4.0
U_d , kV	270	270	324
U_1 , kV	135	–	165
U_{br} , kV	134	123	≈ 360
i_d , 10^3 A	1.2	2.4	1.13
E_d/p , V/cm Torr	67.0	74.1	23.7
$1/\alpha(t_d)v(t_d)$, ns	0.009	0.005	25.6
j_n , 10^6 A/cm ²	0.65	0.83	1.87
E_{sn} , 10^6 V/cm	40.3	45.6	68.4
l_{cn} , 10^{-5} cm	1.04	0.92	0.61
$D(t_d)$, mm	0.48	0.60	0.28
$n(t_d)$, 10^{17} cm ⁻³	2.02	2.36	1.65
$n(t_d)/n_a$, 10^{-4}	1.41	1.46	0.68
$n(t_s)$, 10^{19} cm ⁻³	1.64	1.91	1.34
R_s , Ω	0.22 ρ	0.11 ρ	0.07 ρ

Они брались из часто применяемых аппроксимаций

$$\frac{\alpha}{p} = 8.8 \exp\left(-\frac{275}{E/p}\right), \quad v = 3 \cdot 10^5 \frac{E}{p}, \quad (2)$$

где размерности входящих в выражения величин следующие: E/p [V/cm Torr], α [1/cm], v [cm/s]. Выражение для α справедливо в диапазоне $E/p = 27-200$ V/cm Torr [12], а выражением для дрейфовой скорости электронов можно пользоваться в диапазоне $E/p = 0-100$ V/cm Torr [13].

Статическое пробивное напряжение промежутка U_{br} длиной L вычислялось из известного критерия пробоя [13,14]

$$\gamma[\exp(\alpha L) - 1] = 1, \quad (3)$$

где γ — коэффициент, характеризующий вторичные процессы на катоде.

При использовании (3) величина коэффициента вторичной эмиссии бралась $\gamma = 10^{-4}$, и предполагалось, что электрическое поле в промежутке однородно. Ясно, что при пробое разрядников в условиях настоящих экспериментов поле не является строго однородным и имеет место его усиление на краях электродов. Поэтому расчеты дают лишь верхнюю оценку напряжения U_{br} .

Из представленных в таблице данных видно, что измеренное напряжение падающей волны в передающей линии U_1 меньше, чем $U_0/2$, поскольку разрядники имеют остаточное сопротивление R_s . Пробой в разрядниках S12 и S11, для которых время нарастания напряжения на электродах (время запаздывания пробоя t_d) составляет 1 ns, происходит примерно при двукратном перенапряжении. Режим работы разрядника S21 соответствует условиям статического пробоя. Тем не менее в обоих случаях реализуется время коммутации на уровне $\Delta t \approx 0.2$ ns.

Известно, что процессы в предпробойной стадии разряда (т.е. при временах $t \leq t_d$) задают структуру столба плазмы в промежутке, концентрацию плазмы в столбе и параметры прикатодной области к моменту времени t_d . В свою очередь, эта же структура определяющим образом влияет на характер спада напряжения на промежутке и на время коммутации Δt .

Одна из довольно полно изученных ситуаций соответствует самостоятельным объемным разрядам при давлении газа, близком к атмосферному [15–18]. Здесь пробой перенапряженных промежутков происходит в условиях, когда за счет предварительной ионизации газа в межэлектродном зазоре создается некоторая концентрация иницирующих электронов на уровне $n = 10^6-10^8$ 1/cm³. Электроны участвуют в ионизационном размножении, и к моменту начала коммутации образуется столб плазмы на большой площади электродов. Поскольку площадь электродов велика, то ток i_d достигается при низкой степени ионизации газа. Типичная степень ионизации в предпробойной стадии объемного разряда составляет $n/n_a = 10^{-6}$ и менее, т.е. при атмосферном давлении концентрация электронов n обычно на уровне 10^{13} 1/cm³.

В описываемых условиях спад напряжения на промежутке в процессе пробоя происходит в соответствии с моделью лавинного размножения электронов, и характерное время спада напряжения $1/\alpha v$ определяется коэффициентом ударной ионизации α [15]. В процессе спада напряжения приведенная напряженность электрического поля в столбе разряда E/p уменьшается, скорость ионизации замедляется, и устанавливается некоторое довольно высокое напряжение горения объемного разряда. В объемных разрядах с умеренной концентрацией электронов это напряжение близко к напряжению статического пробоя промежутка [15].

Иная ситуация имеет место, если в момент t_d степень ионизации газа $n/n_a \approx 10^{-4}$ и более. Тогда энергетические затраты на один акт ионизации становятся существенно ниже, чем в условиях лавинного размножения. Здесь большую роль начинают играть процессы ступенчатой ионизации атомов, а также дополнительный нагрев электронов в ударах второго рода при их столкновениях с возбужденными частицами. Соответственно скорость ударной ионизации начинает определяться не столько приведенной напряженностью поля E/p , сколько удельной мощностью, вводимой в газ jE (j — плотность тока в столбе разряда). В таких условиях для описания процесса ударной ионизации обычно применяются модели плазмы искрового канала [6,19,20], в частности, модель Ромпе и Вайцеля (Rompe and Weizel) [14].

Оценим теперь параметры плазмы в промежутке к моменту t_d , основываясь на общих соображениях о процессах в стадии запаздывания пробоя при отсутствии внешней предварительной ионизации газа. При высоких давлениях газа иницирующие электроны на катоде появляются уже при напряжении ниже U_{br} в

областях усиленного поля вблизи кромки катода. Иницирующие электроны дают начало первичным лавинам, причем при больших коэффициентах ударной ионизации критическое число носителей в лавине достигается на близких расстояниях от катода. Далее в сторону анода распространяется волна ионизации, перекрывающая промежутки.

После пересечения промежутка волной ионизации возникают плазменный столб и область прикатодного падения потенциала. Важно, что если нарастание проводимости столба разряда в предпробойной стадии происходит за времена около 1 ns и более, то параметры катодного слоя успевают самосогласованно устанавливаться так, чтобы слой пропускал необходимый ток разряда, который течет в столбе и во внешней электрической цепи.

В столбе происходит нарастание концентрации носителей, причем вблизи кромок электродов, где поле было усилено за счет геометрии электродов, ионизационные процессы протекают с более высокой скоростью, чем в других областях. Соответственно проводимость областей, где поле было усилено, возрастает. В результате поле по длине столба выравнивается. При высоких давлениях газа падение напряжения на катодном слое оказывается намного меньше, чем падение напряжения на столбе разряда [15], а сама длина катодного слоя $l_c \ll L$. Тогда сопротивление промежутка в целом определяется сопротивлением столба разряда. Средняя напряженность поля в столбе может быть оценена как $E = U/L$, где U — разность потенциалов на электродах промежутка, L — длина промежутка.

Рассмотрим с учетом высказанных замечаний ситуацию в промежутке в момент начала коммутации t_d . Ясно, что вопрос о концентрации электронов в столбе к моменту t_d связан с вопросом о том, какую площадь занимает разряд на катоде и каков диаметр столба в данный момент времени. На стадии запаздывания пробоя искровое катодное пятно еще обычно не образуется [15,21–23]. Тогда в качестве грубого приближения можно предположить, что параметры катодного слоя соответствуют режиму горения нормального тлеющего разряда. Как будет видно далее, это предположение является вполне разумным и позволяет интерпретировать экспериментальные данные по параметрам разряда в момент t_d и на последующих стадиях.

Известно, что в катодном слое нормального тлеющего разряда поддерживаются постоянными следующие параметры подобия: плотность тока на катоде, приведенная к давлению газа j_n/p^2 , катодное падение потенциала U_{cn} и произведение давления на длину катодного слоя pl_{cn} . Ниже приведены численные значения указанных параметров для разряда в азоте [12,24]

$$j_n/p^2 = 4 \cdot 10^{-4} \text{ А/см}^2 \text{ Торр}^2, \quad (4)$$

$$U_{cn} = 220 \text{ В}, \quad pl_{cn} = 0.42 \text{ Торр}. \quad (5)$$

Отношение напряженности электрического поля на катоде к давлению газа также является параметром подо-

бия и устанавливается постоянным в нормальном тлеющем разряде. Напряженность поля можно вычислить из соотношения

$$E_{cn} = \frac{2U_{cn}}{l_{cn}}. \quad (6)$$

Зная нормальную плотность тока, легко найти диаметр области разряда на катоде $D(t_d)$, необходимый, чтобы пропустить наблюдаемый в эксперименте ток i_d . Наконец, если принять, что диаметр области разряда на катоде соответствует диаметру столба в промежутке, то можем получить концентрацию электронов в столбе из соотношения

$$n(t_d) = \frac{j_n}{ev(t_d)}. \quad (7)$$

Данные по параметрам катодного слоя, применительно к условиям эксперимента, а также концентрация электронов в столбе и степень ионизации газа в момент времени t_d представлены в соответствующих строках таблицы.

Вычисленный диаметр столба разряда менее 1 mm представляется вполне разумным. Степень ионизации газа в таком столбе $n(t_d)/n_a$ составляет более 10^{-4} , т.е. рост проводимости промежутка в стадии коммутации будет определяться моделями искрового канала, но не лавинной моделью. На это указывает также очень большое характерное время лавинного размножения $1/\alpha(t_d)v(t_d)$ для разрядника S21, который работает в условиях, близких к статическому пробую.

Отметим, что высокая степень ионизации газа в предпробойной стадии в условиях настоящих экспериментов обусловлена прежде всего высоким давлением газа. Действительно, плотность тока в тлеющем разряде (т.е. концентрация электронов в столбе) пропорциональна p^2 , и степень ионизации газа в столбе растет линейно с ростом давления. Соответственно при давлениях в десятки атмосфер мы получаем степень ионизации на уровне 10^{-4} и более.

Как отмечалось ранее, в стадии коммутации $\Delta t = t_d - t_s$ происходит резкий рост концентрации плазмы в столбе и тока во внешней электрической цепи. В результате на промежутке устанавливается некоторое напряжение разряда U_s , и разрядник характеризуется остаточным сопротивлением R_s . Соответствующие данные по концентрации электронов в столбе и остаточному сопротивлению в момент t_s представлены в двух последних строках таблицы.

Следует обратить внимание на очень высокую напряженность поля на катоде, достигаемую уже к моменту t_d . При дальнейшем росте плотности тока напряженность поля на катоде также будет возрастать, тогда можно ожидать, что за счет развития взрывоэмиссионной неустойчивости в течение времени Δt произойдет микровзрыв поверхности катода и образуется искровое катодное пятно [15,25]. Это приведет к резкому уменьшению катодного падения потенциала. Однако даже если пятно не успевает образовываться за время в доли наносекунды, то сопротивление катодного слоя аномального

тлеющего разряда будет оставаться значительно ниже, чем сопротивление столба разряда. Иначе говоря, напряжение $U_s \approx 30 \text{ kV}$ будет приложено к столбу разряда, а сопротивление промежутка в целом R_s будет представлять собой сопротивление столба разряда, достигаемое к моменту окончания стадии коммутации.

Рассмотрим теперь особенности протекания тока, когда на разрядник и на последовательно соединенную с разрядником передающую линию приходит волна напряжения противоположной полярности с фронтом около 0.2 ns . Для определенности будем обсуждать процессы в разряднике S12. В некоторый момент времени, который условно можно принять за $t = 0$, напряжение на электродах становится равным нулю, а затем оно меняет свою полярность. Тогда можно говорить, что на разрядник и передающую линию подается нарастающее во времени напряжение от внешнего источника питания в соответствии с выражением (1), и крутизна фронта импульса напряжения очень высока ($h = 7 \cdot 10^{14} \text{ V/s}$).

По сравнению с условиями, рассмотренными ранее, ситуация в промежутке принципиально изменяется. Электрод, который ранее был анодом, становится катодом. В промежутке имеется столб плазмы, сопротивление которого равно R_s , но в момент $t = 0$ в промежутке еще нет области прикатодного падения потенциала. Ясно, что электроны будут двигаться к аноду, и вблизи катода будет оставаться слой пространственного заряда ионов, благодаря которому и будет формироваться область прикатодного падения потенциала, способная пропускать большой ток противоположной полярности.

Описанная ситуация схематично показана на рис. 8. Здесь мы видим, что в некоторый момент времени t электроны удалились от катода на расстояние l_c . За счет объемного заряда положительных ионов с плотностью q

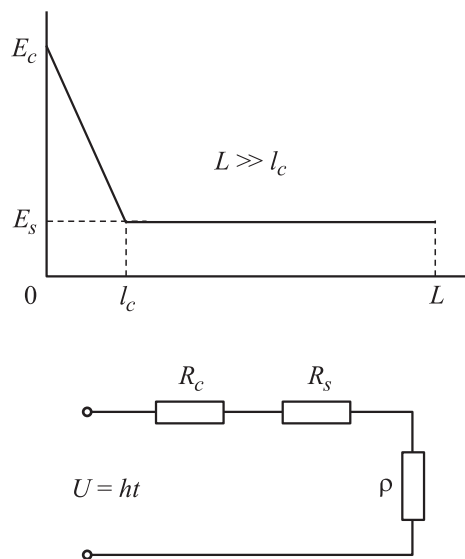


Рис. 8. Схематическое изображение распределения напряженности поля в промежутке при формировании области катодного падения потенциала и эквивалентная схема электрической цепи для разрядника S12 с учетом сопротивления R_c катодного слоя.

поле в прикатодной области возрастает, и на слое l_c возникает падение напряжения U_c . Сам слой в эквивалентной схеме характеризуется некоторым сопротивлением R_c .

На начальной стадии процесса формирования катодного слоя для тока в электрической цепи справедливо выражение

$$i = \frac{U(t) - U_c(t)}{\rho + R_s}, \quad (8)$$

где R_s можно считать постоянным, поскольку концентрация плазмы в столбе не изменяется и $l_c \ll L$.

Из решения уравнения Пуассона легко получить выражение для напряженности поля на катоде

$$E_c = E_s + \frac{1}{\varepsilon_0} l_c, \quad (9)$$

в котором ε_0 — диэлектрическая постоянная.

Поскольку $E_c \gg E_s$, то для прикатодного падения потенциала можем записать удобное выражение

$$U_c = \frac{1}{2} E_c l_c = \frac{q l_c^2}{2 \varepsilon_0}. \quad (10)$$

Из (8) и (10) очевидно, что при увеличении l_c напряжение на слое будет возрастать, и рост тока в цепи будет замедляться. При малых временах, когда напряжение на слое еще не очень велико (не соизмеримо с напряжением источника питания U), можно считать, что напряжение на столбе ведет себя также, как и напряжение $U(t)$, но с соответствующим коэффициентом λ

$$U_s(t) = \frac{R_s}{\rho + R_s} h t = \lambda h t. \quad (11)$$

Тогда при нарастающей во времени напряженности поля в столбе для длины l_c легко получить соотношение

$$l_c = \frac{\mu \lambda h t^2}{2 p d}, \quad (12)$$

где $\mu = 3 \cdot 10^5$ — коэффициент в аппроксимации (2) для дрейфовой скорости электронов.

С учетом (10) и (12) окончательное выражение для тока в электрической цепи получим в виде

$$i = \frac{h t}{\rho + R_s} \left(1 - \frac{q \mu^2 \lambda^2 h}{8 \varepsilon_0 p^2 d^2} t^3 \right). \quad (13)$$

Из последнего соотношения видно, что ток может не просто замедляться в своем росте, но и начать уменьшаться во времени. Это означает, что в передающую линию, т.е. в нагрузку, передается волна амплитудой меньше, чем $h t$.

Например, подставляя в (13) соответствующие численные значения для момента времени $t = 0.08 \text{ ns}$, получаем следующие величины, характеризующие передачу импульса напряжения в нагрузку: напряжение источника питания $U = h t = 56 \text{ kV}$, длина катодного слоя $l_c = 5 \cdot 10^{-5} \text{ cm}$, напряжение на катодном

слое $U_c = 13 \text{ kV}$, напряжение в передающей линии $U_2 = 35 \text{ kV}$. В таком режиме разряда ток в столбе, главным образом, определяется током проводимости электронов, а ток в катодном слое переносится частично электронами, эмитируемыми с катода и также за счет тока смещения, так как напряженность поля в слое возрастает со временем.

Таким образом, при быстрой смене полярности импульса напряжения в развитии разряда возникает кратковременная стадия, когда значительная часть напряжения источника питания оказывается приложенной к катодному слою длиной l_c . В этой стадии возможно получение пучка быстрых электронов, которые ускоряются в катодном слое [26–29]. Именно возникновение этой стадии и является физической причиной прерывания тока.

В рамках данной модели мы можем прийти к ситуации, когда вся разность потенциалов, приложенная к промежутку, выпадает на катодном слое, и ток полностью прекратится. Ясно, однако, что это идеализированная ситуация, которая в описываемых условиях невозможна. В модели мы предполагаем, что ионы неподвижны, а процесс ударной ионизации в слое отсутствует.

На самом деле за счет ударной ионизации и дрейфа ионов к катоду в промежутке должен установиться слой аномального тлеющего разряда с низким падением напряжения. В процессе установления слоя аномального разряда либо на более поздней стадии возникнет катодное пятно, характерное для искрового канала [25]. Количественное описание процесса установления параметров слоя представляет собой довольно сложную проблему. Однако можно сказать, что по порядку величины время установления стационарного катодного слоя это есть время дрейфа ионов от границы l_c до катода, т.е. на расстояние около 10^{-5} см . Легко видеть, что при дрейфовой скорости ионов 10^5 см/с время установления слоя составляет около 0.1 ns . Именно такие времена кратковременного прерывания тока и наблюдаются в эксперименте. В целом, чтобы описанный эффект прерывания тока наблюдался в эксперименте, необходимо, чтобы характерное время роста напряжения на промежутке было существенно меньше 1 ns . Тогда может возникнуть ситуация, в которой процесс формирования катодного слоя не успевает отслеживать рост напряжения на электродах и тока во внешней цепи.

Заключение

В работе представлены данные по особенностям работы субнаносекундных газовых разрядников высокого давления применительно к проблеме получения высоковольтных биполярных импульсов напряжения малой длительности. Получены биполярные импульсы напряжения на нагрузках от 12.5 до $50 \text{ }\Omega$ при длительности менее 1 ns и амплитуде до 200 kV . Частота следования импульсов в созданных устройствах составляет около 100 Hz .

Наиболее приемлемые схемы формирователей соответствуют режимам работы, когда в процессе коммутации через разрядники протекает ток одной полярности. В условиях смены полярности коммутируемого тока обнаружен эффект кратковременного прерывания тока при его переходе через нулевое значение. Типичная длительность стадии прерывания тока составляет 0.1 ns .

Физическая причина прерывания тока состоит в том, что при смене полярности напряжения на промежутке необходимо определенное время, чтобы сформировался катодный слой, способный пропускать большой ток разряда при низком падении напряжения. Если характерное время нарастания напряжения на промежутке оказывается меньше времени формирования катодного слоя, то значительная часть напряжения источника питания оказывается приложенной к слою, на этой временной стадии разрядник в целом имеет высокое сопротивление.

Работа поддержана грантом РФФИ № 09-08-00374 и Междисциплинарным интеграционным проектом СО РАН № IS-42.

Список литературы

- [1] Яландин М.И., Шпак В.Г. // ПТЭ. 2001. № 3. С. 5–31.
- [2] Месяц Г.А., Яландин М.И. // УФН. 2005. Т. 175. Вып. 3. С. 225–246.
- [3] Астанин Л.Ю., Костылев А.А. Основы сверхширокополосных радиолокационных измерений. М.: Радио и связь, 1989. 192 с.
- [4] Вопросы перспективной радиолокации / Под ред. А.В. Соколова. М.: Радиотехника, 2003. 512 с.
- [5] Shpak V.G., Shunailov S.A., Ulmashulov M.R., Yalandin M.I. // Proc. of the 10th IEEE Int. Pulsed Power Conf. Albuquerque, NM, USA, 1995. P. 666–671.
- [6] Визирь В.А., Зорин В.Б., Ефремов А.М., Ковальчук Б.М., Кремнев В.В. // Изв. вузов. Физика. 1999. Т. 42. № 12. С. 41–46.
- [7] Koshelev V.I., Kovalchuk B.M., Sukhushin K.N., Vizir V.A., Zorin V.B. // Proc. of the 11th IEEE Int. Pulsed Power Conf. Baltimore, Maryland, USA, 1997. Vol. 1. P. 730–735.
- [8] Andreev Yu.A., Gubanov V.P., Efremov A.M., Koshelev V.I., Korovin S.D., Kovalchuk B.M., Kremnev V.V., Plisko V.V., Stepchenko A.S., Sukhushin K.N. // Laser Part. Beams. 2003. Vol. 21. N 2. P. 211–217.
- [9] Ефремов А.М., Кошелев В.И., Ковальчук Ю.М., Плиско В.В., Сухушин К.Н. // ПТЭ. 2011. № 1. С. 77–83.
- [10] Koshelev V.I., Efremov A.M., Kovalchuk B.M., Plisko V.V., Sukhushin K.N. // Proc. of the 15th Symposium on High Current Electronics. Tomsk, Russia, 2008. P. 383–386.
- [11] Andreev Yu.A., Efremov A.M., Koshelev V.I., Kovalchuk B.M., Plisko V.V., Sukhushin K.N. // Proc. of the 15th Symposium on High Current Electronics. Tomsk, Russia, 2008. P. 447–450.
- [12] Грановский В.Л. Электрический ток в газах. Установившийся ток. М.: Наука, 1971. 545 с.
- [13] Петер Г. Электронные лавины и пробой в газах. М.: Мир, 1968. 391 с.
- [14] Мик Дж., Крэгс Дж. Электрический пробой в газах. М.: ИЛ, 1960. 606 с.
- [15] Месяц Г.А., Королев Ю.Д. // УФН. 1986. Т. 148. Вып. 1. С. 101–122.

- [16] Генкин С.А., Карлов Н.В., Клименко К.А., Королев Ю.Д., Кузьмин Г.П., Месяц Г.А., Новоселов Ю.Н., Прохоров А.М. // Письма в ЖТФ. 1984. Т. 10. Вып. 11. С. 641–645.
- [17] Козырев А.В., Королев Ю.Д., Месяц Г.А., Новоселов Ю.Н., Шемякин И.А. // ЖТФ. 1981. Т. 51. Вып. 9. С. 1817–1822.
- [18] Belevtsev A.A., Firsov K.N., Kazantsev S.Y., Kononov I.G. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2004. Vol. 37. P. 1759–1764.
- [19] Козырев А.В., Королев Ю.Д. // ЖТФ. 1981. Т. 51. Вып. 10. С. 2210–2213.
- [20] Месяц Г.А. Генерирование мощных наносекундных импульсов. М.: Сов. радио, 1974. 256 с.
- [21] Королев Ю.Д., Месяц Г.А., Хузеев А.П. // Доклады АН СССР. 1980. Т. 253. № 3. С. 606–609.
- [22] Королев Ю.Д., Кузьмин В.А., Месяц Г.А. // ЖТФ. 1980. Т. 50. Вып. 4. С. 669–704.
- [23] Генкин С.А., Королев Ю.Д., Хузеев А.П. // ЖТФ. 1982. Т. 52. Вып. 5. С. 875–879.
- [24] Кожевников В.Ю., Козырев А.В., Королев Ю.Д. // Физика плазмы. 2006. Т. 32. № 11. С. 1027–1038.
- [25] Козырев А.В., Королев Ю.Д., Месяц Г.А. // ЖТФ. 1987. Т. 57. Вып. 1. С. 58–64.
- [26] Клименко К.А., Королев Ю.Д. // ЖТФ. 1990. Т. 60. Вып. 9. С. 138–142.
- [27] Бохан П.А., Сорокин А.Р. // ЖТФ. 1985. Т. 55. Вып. 1. С. 88–95.
- [28] Mesyats G.A., Yalandin M.I. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2009. Vol. 37. N 6. P. 785–789.
- [29] Бабиц Л.П. // УФН. 2005. Т. 175. № 10. С. 1069–1091.