

РАЗВИТИЕ ПОВЕРХНОСТНОГО РАЗРЯДА ПО ДИЭЛЕКТРИКУ С БОЛЬШОЙ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТЬЮ В ГАЗЕ В НАНОСЕКУНДНОМ ДИАПАЗОНЕ

*Б. М. Ковальчук, В. В. Кремнев, Г. А. Месяц,
Я. Я. Юрике*

(Томск)

Исследовался разряд с металлического острия по поверхности диэлектрика с диэлектрической проницаемостью порядка 100 и более. Получены зависимости скорости расширения разряда, времени запаздывания и вольт-амперные характеристики при временах экспозиции порядка 10^{-9} сек для пластин из титаната бария, двуокиси титана и стеатитовой керамики толщиной порядка 1 мм и менее при напряжении до 1,5 кВ разной полярности. Средняя скорость расширения фигуры свечения за время ≤ 3 нсек по порядку величины равна 10^6 см/сек. Показано, что с отрицательного острия разряд инициируется током автоэлектронной эмиссии, а с положительного — током автоионизации. Приведены основные соотношения для коммутатора, использующего поверхностный разряд с большого числа острий.

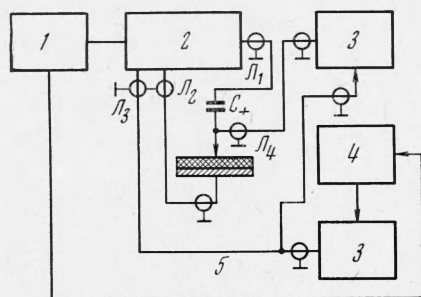
1. Постановка задачи. Для запуска искровых разрядников в газе с точностью $10^{-10} \div 10^{-9}$ сек требуются импульсные источники излучения с такой же точностью срабатывания. Как показано в [1], инициирование разряда в газе с этой точностью происходит при напряженностях поля $E > 10^5$ в/см. При малых напряжениях большие напряженности поля в зазоре можно получить на электродах с малыми радиусами кривизны, внесением в зазор диэлектрика с большой диэлектрической проницаемостью ϵ_* , либо совместным действием этих факторов [2, 3]. Ниже приведены результаты исследования разряда в системе с металлическим острием, касающимся диэлектрической пластины, а также в случае двух металлических острий, удаленных друг от друга на расстоянии l , одно из которых касается, а другое отстоит от плоскости.

2. Методика эксперимента. Эксперименты для одиночных острий (фиг. 1) были проведены на дисках из титаната бария, двуокиси титана и стеатитовой керамики диаметром 10 мм, толщиной $d = 0.5$ мм. Плоскости диска полировались алмазной пастой, одна из них металлизировалась вжиганием серебра. В системе двух острий (фиг. 2) использовались образцы керамики в виде пластинок $5 \times 6 \times 0.5$ мм³. Острия диаметром 50 мк изготавливались из молибденовой проволоки методом электрохимического травления, форма острия в процессе эксперимента контролировалась с помощью микроскопа МИМ-8М. К системам электродов прикладывались импульсы напряжения с амплитудой до 2.5 кВ с фронтом < 1 нсек.

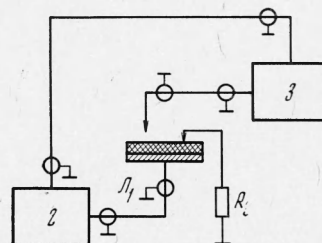
При приложении импульсного напряжения до начала поверхностного разряда через острие (фиг. 1) течет ток смещения, определяемый его статической емкостью C_0 относительно металлизированной плоскости. Это затрудняет фиксирование момента приложения напряжения относительно момента начала разряда. Для устранения этого тока к исследуемой системе электродов подключалась компенсирующая емкость $C_1 = C_0$, и прикладывались одновременно одинаковые импульсы напряжения $U(t)$ с разной полярностью, которые приходили по кабелям L_1 и L_2 с равным волновым сопротивлением R (фиг. 1) от генератора 2, подключенного к ис-

точнику постоянного напряжения 1. В этом случае до начала разряда в системе ток, регистрируемый в линии L_4 осциллографом И2-7 3, равен нулю. Момент приложения напряжения определяется пучком на осциллограмме тока разряда при отключенных L_1 и C_+ или при $C_+ = C_0$.

Критерием возникновения разряда в исследуемой системе было появление сигнала через L_4 на осциллографе И2-7 3, запускаемом через линию 5, и на выходе фотоумножителя ФЭУ-36 4 с полосой пропускания ~ 100 мГц, регистрирующего свет разряда. Сигнал с фотоумножителя подавался на вход И2-7 либо через усилитель У-3-5А, либо непосредственно.



Фиг. 1



Фиг. 2

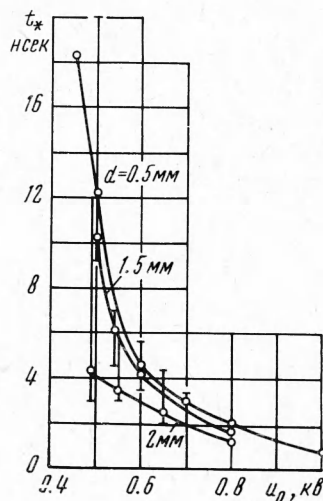
Подбор компенсирующей емкости проводился при напряжениях, меньших напряжений возникновения разряда. Отсутствие разряда контролировалось регистрацией сигнала с ФЭУ. Для определения времени запаздывания в системе с острием, отстоящим от керамики, использовалась схема, показанная на фиг. 2. Импульс напряжения длительностью 20 либо 200 нсек формировался в генераторе 2 при разряде однородной линии через быстрый коммутатор и подавался по линии L_1 на металлизированную плоскость диэлектрика. Осциллографировался ток с острия, отстоящего от керамики; другое острие либо касалось керамики и было заземлено через сопротивление R_3 , либо убиралось. Величина C_0 для острия, отстоящего от диэлектрика, мала, и поэтому компенсирующая емкость не требовалась.

Схема исследования пространственно-временных характеристик разряда являлась комбинацией схем фиг. 1 и 2. От формирующего устройства, не критичного к сопротивлению нагрузки, расположенного в блоке 2, импульсы напряжения длительностью 1, 2, 4 и 8 нсек амплитудой от 0.1 до 2.5 кВ по одной линии подавались на систему с исследуемым острием, а по другой — такие же импульсы подавались на инвертор, где меняли полярность на противоположную и обеспечивали компенсирующий перепад напряжения на емкости C_+ . В блоке 2 имелись формирующие цепи для запуска усилителя света УС-01 и осциллографа И2-7. Все цепи в блоке 2 запускались одновременно с помощью специального электромеханического коммутатора. Указанная система¹ позволяла снимать осциллограммы тока и интегральную картину поверхностного разряда. Изображение исследуемой картины разряда проектировалось на фотокатод электронно-оптического преобразователя с помощью объектива «Гелиос-40» с увеличением ~ 10 . Точный размер изображения на экране электронно-оптического преобразователя устанавливался при фотографировании масштабной сетки, помещаемой на место исследуемого объекта.

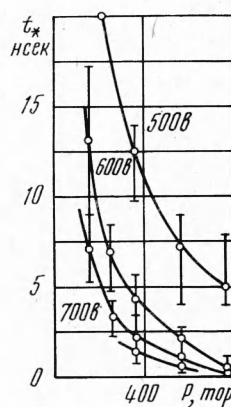
3. Экспериментальные результаты. Напряжение возникновения разряда. Разрешающая способность примененной схемы регистрации по току со-

¹ К о в а л ь ч у к Б. М. Разработка и исследование генераторов наносекундных импульсов большого тока. Канд. дисс., Томск, 1969.

ставляла $\sim 6 \cdot 10^{-2} a$ на 1 мм отклонения луча на экране осциллографа. При толщине линии ~ 0.3 мм обеспечивалась надежная регистрация токов разряда порядка $0.1 a$. Импульс напряжения положительной и отрицательной полярности, прикладываемый к острию, имел длительность 0.2 мксек , давление воздуха менялось в интервале $760 \div 100 \text{ тор}$. В этих условиях для пластин из титаната бария ($\epsilon_* = 1400$) толщиной $d = 0.5, 1, 1.5$ и 2 мм ток порядка $0.1 a$ появлялся при напряжении $U_0 = 350 \div 450 \text{ в}$. Аналогично для пластин тиконда ($\epsilon_* = 80, d = 0.5, 1$ и 2 мм)



Фиг. 3



Фиг. 4

$U_0 = 750 \div 900 \text{ в}$, для пластин стеатита ($\epsilon_* = 10, d = 0.5 \text{ мм}$) $U_0 = 1200 \div 1500 \text{ в}$. При исследовании излучения с помощью ФЭУ установлено, что свет в системе обнаруживается при напряжениях $\sim 250 \div 300 \text{ в}$ для титаната бария, $600 \div 700 \text{ в}$ для тиконда и $1000 \div 1100 \text{ в}$ для стеатита.

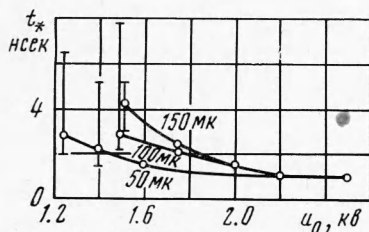
Напряжение появления светового импульса в значительной мере определяется микрогеометрией электродной системы, например, при касании одного и того же металлического электрода, выполненного в виде острия, различных точек керамики разряд возникает при напряжениях, отличающихся на $100 \div 150 \text{ в}$. При использовании широкой металлической пластины в качестве электрода напряжение возникновения разряда равно минимальным значениям для данной керамики, поскольку в этом случае имеется несколько точек касания и разряд возникает в точке с минимальным разрядным напряжением. При приложении импульсов напряжения одной полярности потенциал возникновения разряда повышался с ростом числа импульсов. Это объясняется присутствием зарядов, остающихся на керамике от предыдущих разрядов. Для устранения этого явления выход генератора 2 (фиг. 1 и 2) шунтировался большой по величине индуктивностью L (на фигуре не показана), при этом вследствие переходного процесса в схеме к острию в диапазоне времени порядка 10^{-6} сек и более прикладывались импульсы напряжения переменной полярности. Присутствие L не вызывало искажения импульсов напряжения длительностью $\leq 2 \cdot 10^{-7} \text{ сек}$.

Запаздывание разряда. Ток с острия (фиг. 1) на импульсах отрицательной полярности регистрировался практически без запаздывания относительно момента приложения напряжения.

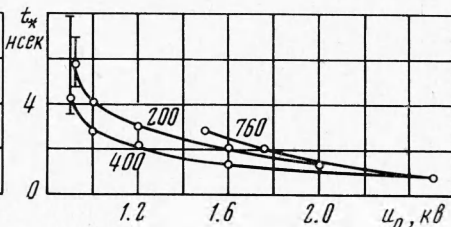
Для стеатитовой керамики запаздывание разряда наблюдалось при амплитудах импульсов, близких к напряжению возникновения разряда.

При амплитудах, превышающих начальные на $5 \div 10\%$, запаздывание резко сокращалось и становилось < 1 нсек. Отсутствие запаздывания разряда по поверхности титаната бария и двуокиси титана наблюдалось в воздухе при $760 \div 100$ тор.

Для импульсов напряжения положительной полярности имеется запаздывание тока разряда относительно момента приложения импульса напряжения. Величина запаздывания флуктуирует от импульса к импульсу. Разброс и абсолютная величина запаздывания t_* уменьшаются с



Фиг. 5



Фиг. 6

ростом напряжения. Зависимости t_* от напряжения U_0 при давлении $p = 400$ тор для титаната бария толщиной 0.5, 1.5 и 2 мм приведены на фиг. 3. Точки приведены как средние значения из 10 импульсов.

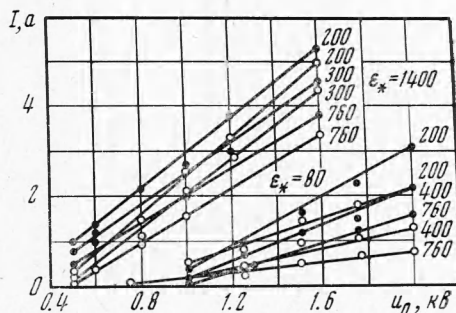
На фиг. 4 представлена зависимость t_* от U_0 для различных p и $d = 0.5$ мм. Характерным является уменьшение времени запаздывания с ростом давления.

Запаздывание разряда при наличии вспомогательного острья. На фиг. 5 и 6 приведены зависимости времени задержки пробоя с отстоящего острья в зависимости от приложенного напряжения U_0 для давления $p = 400$ тор и зазоров $\delta = 50, 100$ и 150 мк, а также при зазоре $\delta = 100$ мк и давлении $p = 200, 400, 760$ тор. Было найдено, что время t_* не зависит от полярности острья. Это свидетельствует о том, что разряд между острием и керамикой инициируется фотопоглощением газа в районе острья.

Рост тока и развитие разряда по поверхности керамики. Осциллограммы тока разряда при отрицательном острье $U_0 = 2$ кВ приведены на фиг. 8, б, в, для острий, касающихся диэлектрика (титанат бария) или отстоящих от него на некотором расстоянии (100 мк) при давлении $p = 760$ тор, и приблизительно одинаковы. Частота градуировочных колебаний (фиг. 8, а) 500 мГц. Это подтверждает предположение о том, что определяющим процессом в обоих случаях является поверхностный разряд по керамике.

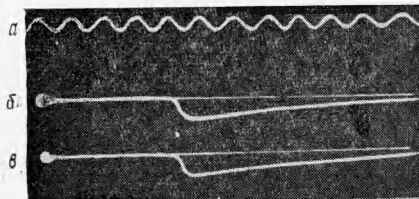
Зависимости амплитуды тока от напряжения при различных полярностях острья и давлениях воздуха $p = 200, 300, 400$ и 760 тор для титаната бария и двуокиси титана толщиной $d = 0.5$ мм приведены на фиг. 7. Характерным при этом является небольшая разница в амплитудах импульсов тока разной полярности при больших U_0 и ϵ_* .

На фиг. 9 и 10 приведены эопограммы разряда по поверхности титаната бария толщиной $d = 0.5$ мм для импульсов напряжения соответственно



Фиг. 7

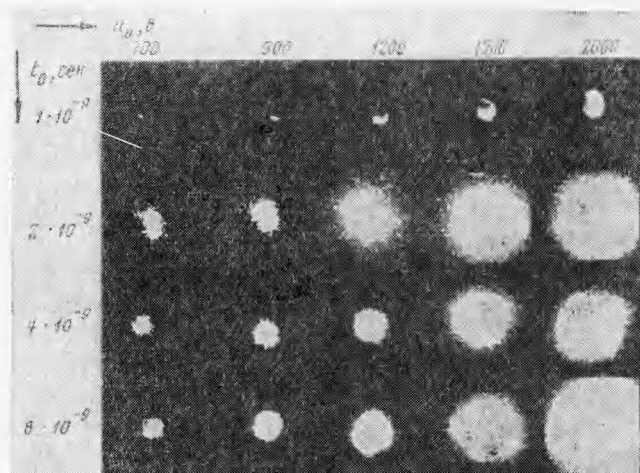
положительной и отрицательной полярностей, длительностью $t_0 = 1, 2, 4, 8$ нсек в воздухе при атмосферном давлении. При $t_0 > 1$ нсек и $U_0 \gg 1.6$ кВ эопограммы практически не зависят от полярности импульсов и представляют собой однородное диффузное свечение. Усредненные из пяти эопограмм радиусы фигур разряда при атмосферном давлении по поверхности титаната бария толщиной 0.5 мм приведены на фиг. 11 сплошными кривыми. На фиг. 12 приведен также сплошной кривой график средней скорости расширения фигур разряда при отрицательном острие.



Фиг. 8

вающей развитие ионизационных явлений. Свободные электроны могут появиться в результате усиления поля в микрозазорах между металлическим электродом и керамикой. В электродной системе острие против диска

4. Обсуждение результатов эксперимента. Отсутствие запаздывания разряда с металлического острия в случае импульсов отрицательной полярности свидетельствует о том, что у катода имеются свободные электроны, способные инициировать лавинный процесс в момент достижения на поверхности диэлектрика напряженности, обеспечи-



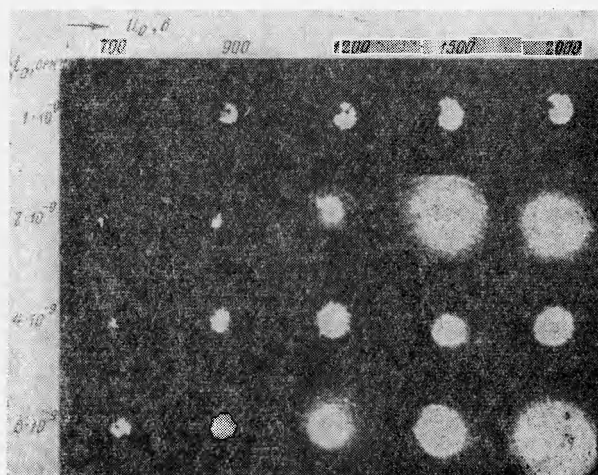
Фиг. 9

(фиг. 1) при аппроксимации ее емкости емкостью полусферического конденсатора с двухслойным диэлектриком (газ и керамика) для поля на острие получим

$$E \approx \frac{U_0}{\delta} \left(1 + \frac{\delta}{r_0} \right) \left(1 + \frac{r_0}{\epsilon_* \delta} \right)^{-1} \quad (4.1)$$

где r_0 — радиус острия, ϵ_* — относительная диэлектрическая проницаемость керамики, δ — длина зазора между острием и керамикой. Формула (4.1) справедлива при $\delta / d \ll 1$, $r_0 / d \ll 1$ (d — толщина керамики). Из (4.1) следует, что при $\epsilon_* \gg 1$ почти все напряжение прикладывается между острием и керамикой. Например, при $U_0 = 0.5$ кВ, $d = 0.5$ мм, $\epsilon_* = 1400$, $\delta = 5 \cdot 10^{-4}$ см имеем $E > 10^6$ в/см. Если $r_0 \ll \delta$, имеем согласно (4.1) дополнительное усиление поля. С учетом местного усиления поля

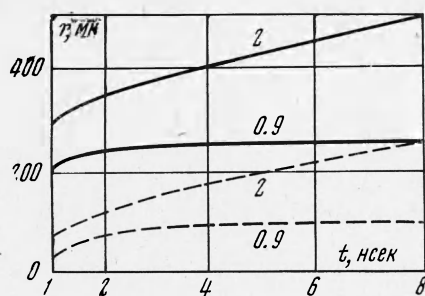
можно допустить существование напряженности в зазоре вплоть до 10^7 в/см и более. Появление свободных электронов в зазоре при напряженностях порядка 10^7 в/см за время $< 10^{-9}$ сек можно объяснить автоэмиссией с катода и ударной ионизацией на поверхности электродов [4]. Согласно [5] на катоде при полях порядка 10^7 в/см происходит взрыв микровыступов, обусловленный термическим разогревом острых кончиков.



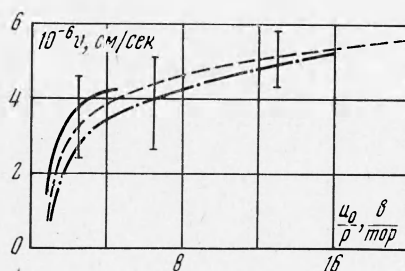
Фиг. 10

Наличие запаздывания разряда в экспериментах на стеатитовой керамике ($\epsilon_* = 10$, $E < 10^6$ в/см) подтверждает предположение о появлении свободных электронов в результате усиления поля в микрозазоре металл—керамика.

Рассмотрим теперь наиболее подробно процесс запаздывания разряда по поверхности керамики при положительном острие. Время запаздыва-



Фиг. 11



Фиг. 12

ния t_* зависит от скорости поступления иницирующих зарядов (тока ионов) и скорости развития разряда. Первый процесс определяется нормальной составляющей поля на электроде и в газовом зазоре между электродом и керамикой ($\sim 10^7$ в/см и более), а второй — тангенциальной составляющей на поверхности диэлектрика. Разряд по диэлектрику — это в основном газовый разряд вблизи поверхности диэлектрика. Характерное время его развития пропорционально $(\alpha v_-)^{-1}$ (где α — коэффициент ударной ионизации, v_- — скорость дрейфа электронов). Можно показать, что

это время будет увеличиваться с ростом давления. Следовательно, уменьшение t_* с ростом давления (фиг. 4) нельзя объяснить за счет развития разряда.

Посмотрим, как зависит от давления ток ионов. При напряженности поля $\sim 10^8$ в/см у поверхности острия появляются положительные ионы за счет автоионизации или десорбции полем атомов и молекул на поверхности острия. При больших давлениях газа наиболее эффективным поставщиком ионов является автоионизация [6]. Время, необходимое для автоионизации, например, водорода при электрическом поле 10^8 в/см составляет 10^{-10} сек [6]. Плотность тока, обусловленная автоионизацией атомов газа, определяется из соотношения [6]

$$i_+ \sim pE^2 / T^{3/2} \quad (4.2)$$

где p — давление, E — напряженность поля на острие, T — температура газа. Из этой зависимости следует рост тока ионов с давлением. Именно этот эффект, по-видимому, ответствен за уменьшение времени t_* с ростом давления при положительном острие.

Значения радиусов фигур разряда, приведенные на фиг. 11, можно сравнить с величинами, рассчитанными из осциллограмм тока $i(t)$, предполагая, что плазма имеет идеальную проводимость.

Вначале из измерений $i(t)$ были получены емкости фигур разряда $C(t)$, определяемые соотношением

$$C(t) = \int_0^t i dt / (2U(t) - Ri) \quad (4.3)$$

где $U(t)$ — импульс напряжения, R — активное сопротивление в разрядном контуре. Емкость $C(t)$ в (4.3) приравнялась емкости диска радиусом r при толщине диэлектрика $d \gg r$ [7]

$$C(t) = 4\epsilon_0\epsilon_*r \quad (4.4)$$

где ϵ_* — относительная диэлектрическая проницаемость керамики ($\epsilon_* \gg \gg 1$), $\epsilon_0 = (4\pi \cdot 9 \cdot 10^9)^{-1}$ ф/м. При толщине диэлектрика d одного порядка с r для приближенных вычислений $C(t)$ значение (4.4) умножалось на a

$$a = 1 + r/d \quad (4.5)$$

Погрешность расчета в последнем случае не превышала 30%. В этом легко убедиться, сравнивая (4.4) и (4.5) с формулой плоского конденсатора при $r \gg d$ или с (4.4) при $r \ll d$. Графики $r(t)$ с использованием (4.3) — (4.5) приведены на фиг. 11 вместе с результатами обработки эопограмм штриховыми линиями. Можно видеть, что радиус фигуры свечения значительно превышает расчетный радиус, однако средние скорости расширения при $t \approx 2$ нсек в обоих случаях примерно одинаковы. По-видимому, фигура свечения разряда состоит из области высокопроводящей плазмы и слабоионизованной области низкой проводимости, в которой при уменьшении напряжения могут интенсивно развиваться процессы прилипания и рекомбинации. В этом случае расчетные значения (4.3) — (4.5) определяют приближенно границу плазмы высокой проводимости. Наличием слабоионизованной области можно объяснить эффект уменьшения амплитуды импульса тока при подаче серии однополярных импульсов напряжения. (см. п. 3).

На фиг. 12 приведены расчетные (штриховая и штрих-пунктирная кривые) (4.3) — (4.5) и экспериментальные графики средней скорости расширения фигуры v для титаната бария толщиной 0.5 мм при напряжениях $0.7 < U_0 < 2$ кВ, давлении воздуха $100 < p < 760$ тор при времени

$t \leq 3$ нсек. Можно видеть, что при $U_0 / p \geq 4$ в/тор величина v почти не зависит от U_0 / p .

Из (4.4) следует: при $r / d \ll 1$ (для $1 < t < 3$ нсек, $r / d \leq 0,2$) емкость $C(t)$ определяется величинами ϵ_* и r и не зависит от d . В этом случае при разряде линии с волновым сопротивлением R через острие с нулевой начальной емкостью амплитуда импульса тока

$$I \approx \frac{4\epsilon_0\epsilon_*vU_0}{1 + 4\epsilon_0\epsilon_*Rv} \approx 4\epsilon_0\epsilon_*vU_0 \quad (4.6)$$

так как в экспериментах $4\epsilon_0\epsilon_*Rv \ll 1$. Здесь U_0 — амплитуда импульса напряжения. Зависимость (4.6) при $v \approx \text{const}$ качественно согласуется с фиг. 7.

5. Быстродействующий разрядник с большим числом каналов. Согласно (4.6), ток I не зависит от волнового сопротивления R . Это позволяет для коммутации токов порядка килоампер использовать параллельную работу многих отстоящих от диэлектрика острий (в общем случае n), если расстояния их от диэлектрика таковы, что время запаздывания меньше 1 нсек (см. фиг. 5 и 6). Для запуска такого коммутатора можно использовать одно или несколько острий, касающихся диэлектрика. Чтобы острия в процессе разряда не влияли друг на друга, их нужно расположить на расстоянии $l \gg 2vt_0$, где t_0 — длительность импульса тока. Амплитуда тока в такой системе будет в n раз больше, чем в (4.6), а длительность импульса на полувысоте

$$t_0 \approx 0.25C^\circ / \epsilon_0\epsilon_*nv \quad (5.1)$$

Например, для получения тока с амплитудой 5 ка при $t_0 = 2$ нсек на диске из титаната бария ($\epsilon_* = 1400$) нужно иметь ~ 1600 острий при $U_0 = 2$ кВ, $p = 760$ тор, $v = 3 \cdot 10^4$ м/сек, $C^\circ \approx 5$ нф. Для предполагаемого коммутатора важно, чтобы накопительная емкость успевала заряжаться до того, как произойдет его срабатывание. Поэтому разряд с острий, касающихся поверхности диэлектрика, должен инициироваться посторонним источником напряжения.

Поступила 19 VII 1972

ЛИТЕРАТУРА

1. Месяц Г. А., Бычков Ю. И., Искольдский А. М. Время формирования разряда в коротких воздушных промежутках в наносекундном диапазоне времени. Ж. техн. физ., 1968, т. 38, вып. 8, стр. 1281—1287.
2. Lavoie L., Parker S., Reu C., Schwartz D. M. Spark chamber pulsing system. Rev. Scient. Instrum., 1964, vol. 35, No. 11, p. 567. (Рус. перев.: Импульсная система для искровых камер. Приборы для научных исследований, 1964, т. 35, № 11).
3. Ковальчук Б. М., Кремнев В. В., Месяц Г. А. Лавинный разряд в газе и генерирование нано- и субнаносекундных импульсов большого тока. Докл. АН СССР, 1970, т. 191, № 1, стр. 76—78.
4. Леб Л. Основные процессы электрических разрядов в газах. М., Гостехиздат, 1950.
5. Бугаев С. П., Месяц Г. А. Эмиссия электронов из плазмы незавершенного разряда по диэлектрику в вакууме. Докл. АН СССР, 1971, т. 196, № 2, стр. 324.
6. Мюллер Э. В. Автоионизация и автоионная микроскопия. Усп. физ. н., 1962, т. 77, вып. 3, стр. 481.
7. Говорков В. А. Электрические и магнитные поля. М., «Энергия», 1968.