

3/4-83
сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

5090/83

13-83-436

В.Д.Аксиненко, Н.С.Глаголева, Е.А.Дементьев,
А.Т.Матюшин, В.Т.Матюшин

ЭКВИВАЛЕНТНЫЙ ПРЯМОУГОЛЬНЫЙ ИМПУЛЬС
ВЫСОКОВОЛЬТНОГО ПИТАНИЯ
СТРИМЕРНОЙ КАМЕРЫ

1983

Локализация следов заряженных частиц в стримерной камере основана на механизме незавершенного газового разряда, что обеспечивается импульсным электрическим полем /градиент 10-20 кВ/см, длительность 10-20 нс/, создаваемым в объеме камеры непосредственно вслед за прохождением частицы. Для этого разрабатываются специальные генераторы, формирующие короткие высоковольтные импульсы с амплитудой 500 кВ и более в зависимости от величины зазора камеры. Каждый из таких генераторов достаточно уникален.

Известно ^{/1/}, что при увеличении напряженности электрического поля в камере и соответствующем сокращении длительности высоковольтного импульса, прикладываемого к ее электродам, возрастает яркость стримеров и уменьшаются их размеры. В большинстве расчетов по развитию разряда в искровых и стримерных камерах предполагается, что на ее электроды поступает униполярный импульс прямоугольной формы, а на самом деле при формировании коротких высоковольтных импульсов их форма значительно отличается от прямоугольной.

В работах ^{/2,4/} влияние формы отдельных реальных униполярных импульсов на развитие стримеров учтено путем приведения их к некоторым прямоугольным импульсам, которые вызывают эквивалентное действие на формирование стримерного следа. Введение понятия эквивалентного прямоугольного импульса позволяет сравнивать различные системы формирования и концентрировать усилия на разработке наиболее перспективных. Однако расчеты существенно усложняются, так как в действительности на электродах стримерных камер импульс не всегда униполярен и вслед за основным рабочим наблюдаются один или более послеимпульсов, возникающих из-за несовершенств системы формирования импульсов, тракта их передачи и согласующей нагрузки. Кроме того, в случае импульсной зарядки двойной формирующей линии основному рабочему импульсу предшествует относительно длинный импульс заряда одной из линий, составляющих двойную. Хотя амплитуда этого предимпульса мала, но из-за сравнительно большой длительности он должен вносить свой вклад в развитие разряда в стримерной камере. Поэтому при определении эквивалентного прямоугольного импульса для реальных импульсов на электродах стримерных камер надо учитывать действие импульса в целом.

Поскольку переход лавины в стример описывается критерием Петера ^{/5/}, то для того, чтобы стримерные следы при действии прямоугольного импульса и импульса произвольной формы были неотличимы, т.к. процесс усиления лавины нечувствителен к полярности приложенного напряжения, необходимо выполнить условия



$$\sum_{i=1}^n \alpha_i |x_i| = \alpha_3 x_3,$$

/1/

$$\sum_{i=1}^n |x_i| = x_3,$$

где x_i - путь, пройденный лавиной при действии импульса произвольной формы с изменяющейся полярностью за время t_i , в течение которого полярность не меняется; α_i - коэффициент ионизации на этом пути; x_3 - путь, пройденный лавиной при действии эквивалентного прямоугольного импульса за время длительности импульса t_3 ; α_3 - коэффициент ионизации на участке x_3 .

При этом имеется в виду, что время паузы /выключение поля и задержка в его подаче при смене полярности импульса/ не слишком велико, так что сокращением электронов из-за прилипания к молекулам примесей электроотрицательных газов можно пренебречь /для неона < 1 мкс/. И это время меньше времени $t_d = r^2/4D$ / r - радиус стримера, D - коэффициент диффузии электронов/, за которое электроны из-за диффузии могут разойтись на расстояния большие, чем размеры лавины, и дать начало новым самостоятельным лавинам /для неона при $r \approx 0,1$ см $t_d \sim 10^{-6}$ с/.

При произвольной форме напряжения на электродах камеры напряженность поля в зазоре камеры есть функция времени $E = E(t)$, т.к. обычно давление газа p остается постоянным.

Учитывая, что a и v /скорость дрейфа электронов/ есть функции E/p , то для практического использования условий эквивалентности /1/ необходимо иметь аналитические зависимости a и v в виде интегрируемых функций, например полиномиальных, ограниченных для простоты первым членом степенного ряда.

Полагая $a/p = k(E/p)^m$, где k и m - коэффициенты аппроксимации, получим

$$a = pk(E/p)^m.$$

Считая подвижность электронов b постоянной, можно записать:

$$v = bE/p.$$

Тогда для каждого из серии поступающих на камеру импульсов

$$\alpha_{3i} x_{3i} = p_{3i} k_i (E_{3i}/p_{3i})^{m_i} b_i (E_{3i}/p_{3i}) t_{3i} = \int_0^{t_i} p_i k_i \left| \frac{E_i(t)}{p_i} \right|^{m_i} b_i \left| \frac{E_i(t)}{p_i} \right| dt,$$

$$x_{3i} = b_i \frac{E_{3i}}{p_{3i}} t_{3i} = \int_0^{t_i} b_i \left| \frac{E_i(t)}{p_i} \right| dt,$$

где E_{3i}/p_{3i} , t_{3i} - напряженность поля и длительность эквивалентного прямоугольного импульса, действие которого эквивалентно действию униполярного импульса произвольной формы с напряженностью поля E_i/p_i , длящегося в течение времени t_i .

Полагая, что $p_{3i} = p_i$, можно найти параметры прямоугольного импульса, эквивалентного каждому i -тому из серии n подаваемых импульсов:

$$E_{3i} = \left\{ \frac{\int_0^{t_i} [E_i(t_i)]^{m_i+1} dt}{\int_0^{t_i} E_i(t_i) dt} \right\}^{1/m_i}, \quad /2/$$

$$t_{3i} = \frac{\left[\int_0^{t_i} E_i(t_i) dt \right]^{(m_i+1)/m_i}}{\left\{ \int_0^{t_i} [E_i(t_i)]^{m_i+1} dt \right\}^{1/m_i}}. \quad /3/$$

Нетрудно убедиться, что при этом, поскольку

$$ax = pkb(E/p)^{m+1} t = \text{const}$$

и $m=1$, а k и b - постоянные величины, получается известное выражение для искровых и стримерных камер:

$$\frac{E^2 t}{p} = \text{const}.$$

Решение уравнений /2/ и /3/ затруднительно в общем случае серии импульсов, если m_i , k_i и b_i различны для каждого из импульсов серии. При равенстве всех m_i , а также постоянстве k_i и b_i , расчеты существенно упрощаются. В этом случае, полагая по-прежнему $p_3 = p$, можно найти:

$$E_3 = \left\{ \frac{\sum_{i=1}^n \int_0^{t_i} E_i^{m+1}(t_i) dt}{\sum_{i=1}^n \int_0^{t_i} E_i(t_i) dt} \right\}^{1/m}, \quad /4/$$

$$t_3 = \frac{\left\{ \sum_{i=1}^n \int_0^{t_i} E_i(t_i) dt \right\}^{(m+1)/m}}{\left\{ \sum_{i=1}^n \int_0^{t_i} E_i^{m+1}(t_i) dt \right\}^{1/m}}. \quad /5/$$

Расчет параметров эквивалентных импульсов необходимо вести по этим формулам при наличии заметной амплитуды импульса обратной полярности после основного или длительного предимпульса относительно малой амплитуды.

В работе^{/3/} для некоторых форм униполярных импульсов найдены эквивалентные при $m=1$ и произведено сравнение параметров высоковольтных импульсов на электродах некоторых действующих стримерных камер. Из униполярных импульсов наибольший интерес представляет импульс с одинаковыми временами нарастания и спада, поскольку его форма наиболее близка к расчетной и реальной форме импульсов, получаемых от генераторов с формирующими линиями. Используя приведенные формулы для расчета параметров эквивалентного импульса /4/ и /5/, можно показать, что амплитуда прямоугольного импульса, эквивалентного униполярному импульсу такой формы, составляет

$$E_{\text{э}} = E_{\text{м}} \left[1 - \frac{r_{\text{к}}}{t_{\text{и}}} (1 - e^{-t_{\text{и}}/r_{\text{к}}}) \right], \quad /6/$$

$$E_{\text{э}} = E_{\text{м}} \left[1 - \frac{3r_{\text{к}}}{2t_{\text{и}}} (1 - \frac{4}{3} e^{-t_{\text{и}}/r_{\text{к}}} + \frac{1}{3} e^{-2t_{\text{и}}/r_{\text{к}}}) \right] \quad /6'/$$

соответственно при $m=1$, $m=2$,

а его длительность равна

$$t_{\text{э}} = t_{\text{и}} / \left[1 - \frac{r_{\text{к}}}{t_{\text{и}}} (1 - e^{-t_{\text{и}}/r_{\text{к}}}) \right], \quad /7/$$

$$t_{\text{э}} = t_{\text{и}} / \left[1 - \frac{3r_{\text{к}}}{2t_{\text{и}}} (1 - \frac{4}{3} e^{-t_{\text{и}}/r_{\text{к}}} + \frac{1}{3} e^{-2t_{\text{и}}/r_{\text{к}}}) \right] \quad /7'/$$

при $m=1$ и $m=2$ соответственно.

Здесь $t_{\text{и}}$ - длительность импульса, равная времени двойного прогиба сигнала по линии, $r_{\text{к}}$ - постоянная времени нарастания /и спада/ импульса, $E_{\text{м}}$ - максимальная амплитуда импульса.

Соответствующие относительные зависимости амплитуды и длительности приведены на рис.1 /кривые 1 и 2 для $m=1$ и $m=2$ соответственно/. По приведенным кривым можно определить параметры эквивалентного импульса по форме реального или выбрать схему формирования по требуемой длительности эквивалентного импульса. Как можно видеть, для получения заметной выходной амплитуды импульса надо соблюсти условия $t_{\text{и}}/r_{\text{к}} > 2$.

При сравнении схем формирующей линии /ФЛ/ и двойной формирующей линии /ДФЛ/ можно определить условия, при которых парамет-

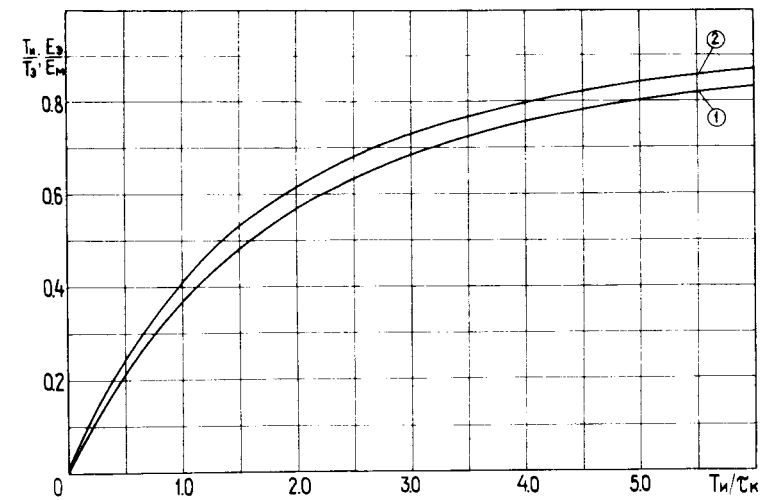


Рис.1. Параметры прямоугольного импульса /в относительных единицах/, эквивалентного униполярному импульсу с одинаковыми временами нарастания и спада $r_{\text{к}}$ в зависимости от отношения длительности импульса $T_{\text{и}}$ к времени нарастания $r_{\text{к}}$ для $m=1/1$, $m=2/2$.

ры эквивалентных импульсов той и другой линий становятся равными $E_{\text{э}1} = E_{\text{э}2}$ и $t_{\text{э}1} = t_{\text{э}2}$, т.е. когда применение ДФЛ становится неэффективным. Здесь индексы /1/ и /2/ относятся соответственно к параметрам ФЛ и ДФЛ. Для этого, подставляя соответствующие значения $r_{\text{к}}$ и $t_{\text{и}}$ в выражения /7/ и /6/ и беря отношения длительностей и амплитуд, можно записать:

$$\frac{t_{\text{э}1}/r_{\text{к}1}}{t_{\text{э}2}/r_{\text{к}2}} = \frac{(t_{\text{и}1}/r_{\text{к}1}) \cdot \left[1 - \frac{r_{\text{к}2}}{t_{\text{и}2}} (1 - e^{-t_{\text{и}2}/r_{\text{к}2}}) \right]}{(t_{\text{и}2}/r_{\text{к}2}) \cdot \left[1 - \frac{r_{\text{к}1}}{t_{\text{и}1}} (1 - e^{-t_{\text{и}1}/r_{\text{к}1}}) \right]} = 4, \quad /8/$$

$$\frac{E_{\text{э}1}/E_{\text{м}1}}{E_{\text{э}2}/E_{\text{м}2}} = \frac{1 - \frac{r_{\text{к}1}}{t_{\text{и}1}} (1 - e^{-t_{\text{и}1}/r_{\text{к}1}})}{1 - \frac{r_{\text{к}2}}{t_{\text{и}2}} (1 - e^{-t_{\text{и}2}/r_{\text{к}2}})} = 2, \quad /9/$$

поскольку $r_{k2} = 4r_{k1}$ в случае одинаковых значений индуктивности в цепи коммутации и одинаковой нагрузки, а $E_{M1} = 0,5E_{M2}$ /в реальных цепях индуктивность в цепи коммутации ФЛ меньше, чем в цепи коммутации ДФЛ/.

Отсюда находим:

$$t_{и1} / r_{k1} = 8 t_{и2} / r_{k2} \quad /10/$$

Подставляя это значение в одно из уравнений /8/, /9/ и учитывая, что $e^{-8 t_{и2} / r_{k2}} \approx 0$, можно найти:

$$t_{и2} / r_{k2} \approx 1,365. \quad /11/$$

Параметры эквивалентного импульса при этом будут равны:

$$t_3 / r_{k2} \approx 3 \text{ и } t_3 / r_{k1} \approx 12,$$

$$E_3 \approx (1 - 1/10,9) E_{M1} \approx 0,908 E_{M1} = 0,454 E_{M2} \approx 0,5 E_{M2}.$$

Т.е. предельным значением, ограничивающим применение ДФЛ в схемах питания стримерных камер, является значение, определяемое выражением /11/. Поэтому при уменьшении длительности формируемого импульса с целью улучшения геометрических и яркостных характеристик стримеров необходимо переходить к схеме с ФЛ или существенно уменьшить постоянную времени коммутации путем включения многоканального коммутатора и обострителя импульса.

Для оценки влияния предымпульса на параметры эквивалентного импульса необходимо знать форму предымпульса и его параметры. Для этого кратко приведем результаты анализа /4/ эквивалентной схемы импульсного заряда двойной формирующей линии, изображенной на рис.2б.

Здесь C_Γ - емкость генератора импульсных напряжений "в ударе", U_Γ - его выходное напряжение, L_3 - зарядная индуктивность, C_Δ - емкости линий, z_k - импеданс стримерной камеры.

Решение уравнения для напряжения на камере в общем виде требует нахождения корней уравнения третьей степени. Учитывая, что амплитуда предымпульса на камере должна быть мала, можно оценить параметры импульса заряда линии и предымпульса, пренебрегая при расчете наличием в зарядной цепи импеданса камеры. В этом случае ($z_k \rightarrow 0$) зарядное напряжение на емкостях линии и ток заряда в цепи будут равны

$$U_\Delta(t) = k_c U_\Gamma (1 - \cos \omega t),$$

$$i(t) = \frac{U_\Gamma}{\rho} \sin \omega t = 2k_c U_\Gamma \sqrt{C_\Delta / 2k_c L_3} \sin \omega t,$$

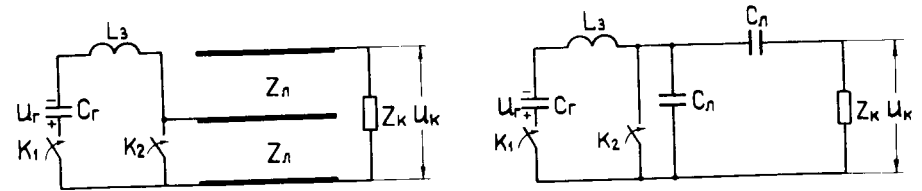


Рис.2. Принципиальная /а/ и эквивалентная /б/ электрические схемы импульсного заряда ДФЛ.

где

$$k_c = \frac{C_\Gamma}{C_\Gamma + 2C_\Delta}, \quad \rho = \sqrt{L_3 / 2C_\Delta} \quad \text{и} \quad \omega = 1 / \sqrt{L_3 2k_c C_\Delta}.$$

Считая, что половина тока протекает в цепи z_k , можно определить для малых величин z_k амплитуду предымпульса

$$U_{\Pi}(t) = z_k k_c U_\Gamma \sqrt{C_\Delta / 2k_c L_3} \sin \omega t.$$

Введем отношение

$$\beta = \frac{U_{\Pi \text{ макс.}}}{U_{k \text{ макс.}}} = \frac{z_k k_c U_\Gamma \sqrt{C_\Delta}}{2k_c U_\Gamma \sqrt{2k_c L_3}} = \frac{\pi t_{и}}{2t_3}, \quad /12/$$

т.к. $t_3 = \omega / \pi$, $t_{и} = z_k C_\Delta$ и $U_{k \text{ макс.}} = U_{\Delta \text{ макс.}} = 2k_c U_\Gamma$ /без учета потерь в разряднике ДФЛ/.

Хотя в реальных цепях $\beta \ll 1$ из-за разных значений $t_{и}$ и t_3 , однако из-за большой своей длительности предымпульс оказывает существенное влияние на параметры эквивалентного импульса, например, результирующее действие высоковольтного импульса, генерируемого двойной формирующей линией, можно оценить, аппроксимируя форму выходного импульса функцией $\sin \omega t$ и используя формулы /4/, /5/, для следующих значений m :

а/ $m = 1$

$$E_3 = E_{и} \frac{\pi}{4} \frac{(\beta^2 \frac{t_3}{t_{и}} + 1)}{(\beta t_3 / t_{и} + 1)} \approx \frac{2\pi}{4(\pi + 2)} E_{и} \approx 0,306 E_{и},$$

$$t_3 = t_{и} \frac{8}{\pi^2} \frac{(\beta t_3 / t_{и} + 1)^2}{(\beta^2 t_3 / t_{и} + 1)} = \frac{2(\pi + 2)^2}{\pi^2} t_{и} \approx 5,36 t_{и};$$

б/ $m = 2$

$$E_{\text{Э}} = E_{\text{И}} \sqrt{\frac{2(\beta^3 t_3/t_{\text{И}} + 1)}{3(\beta t_3/t_{\text{И}} + 1)}} = E_{\text{И}} \sqrt{\frac{4}{3(\pi + 2)}} \approx 0,51 E_{\text{И}}$$

$$t_{\text{Э}} = t_{\text{И}} \sqrt{\frac{6(\beta t_3/t_{\text{И}} + 1)^3}{\pi^2(\beta^3 t_3/t_{\text{И}} + 1)}} = t_{\text{И}} \sqrt{\frac{6(\pi + 2)^3}{8\pi^2}} \approx 3,2 t_{\text{И}}$$

в/ $m = 3$

$$E_{\text{Э}} = E_{\text{И}} \sqrt[3]{\frac{3\pi(\beta^4 t_3/t_{\text{И}} + 1)}{16(\beta t_3/t_{\text{И}} + 1)}} \approx E_{\text{И}} \sqrt[3]{\frac{3\pi}{8(\pi + 2)}} \approx 0,61 E_{\text{И}}$$

$$t_{\text{Э}} = t_{\text{И}} \sqrt[3]{\frac{128(\beta t_3/t_{\text{И}} + 1)^4}{3\pi^4(\beta^4 t_3/t_{\text{И}} + 1)}} \approx t_{\text{И}} \sqrt[3]{\frac{8(\pi + 2)^4}{3\pi^4}} \approx 2,67 t_{\text{И}}$$

Здесь мы не учитывали потери в разряднике ДФЛ и полагали $t_3/t_{\text{И}} \ll 1$, где t_3 - длительность предимпульса, равная времени заряда ДФЛ до максимального напряжения, $t_{\text{И}}$ - длительность выходного импульса по основанию, равная полупериоду аппроксимирующей функции.

Видно, что предимпульс существенно меняет параметры эквивалентного импульса, причем эти параметры зависят от вида газа, наполняющего стримерную камеру, и соответственно выбора коэффициента аппроксимации m , например, для неона $m \approx 2$, для неона с примесями аргона $m \approx 1$. Видно также, что потери напряжения в разряднике ДФЛ, составляющие в реальных цепях 20 ÷ 30%, ухудшают параметры эквивалентного импульса, нелинейность характеристики α/p при малых E/p будет несколько улучшать его.

Влияние послеимпульса, имеющего заметные амплитуду и длительность, можно выразить, аппроксимируя формы основного импульса и послеимпульса также функцией $\sin \omega t$ для следующих значений m :

а/ $m = 1$

$$E_{\text{Э}} = E_{\text{И}} \frac{\pi}{4} \frac{(1 + \gamma^2 t_{\text{И}}'/t_{\text{И}})}{(1 + \gamma t_{\text{И}}'/t_{\text{И}})} \approx \frac{9\pi}{40} E_{\text{И}} \approx 0,707 E_{\text{И}}$$

$$t_{\text{Э}} = t_{\text{И}} \frac{8(1 + \gamma t_{\text{И}}'/t_{\text{И}})^2}{\pi^2(1 + \gamma^2 t_{\text{И}}'/t_{\text{И}})} \approx \frac{25,8}{18\pi^2} t_{\text{И}} \approx 1,13 t_{\text{И}}$$

б/ $m = 2$

$$E_{\text{Э}} = E_{\text{И}} \sqrt{\frac{2(1 + \gamma^3 t_{\text{И}}'/t_{\text{И}})}{3(1 + \gamma t_{\text{И}}'/t_{\text{И}})}} \approx E_{\text{И}} \sqrt{\frac{2 \cdot 17}{3 \cdot 20}} \approx 0,753 E_{\text{И}}$$

$$t_{\text{Э}} = t_{\text{И}} \sqrt{\frac{6(1 + \gamma t_{\text{И}}'/t_{\text{И}})^3}{\pi(1 + \gamma^3 t_{\text{И}}'/t_{\text{И}})}} \approx t_{\text{И}} \sqrt{\frac{6 \cdot 125}{\pi^2 68}} \approx 1,06 t_{\text{И}}$$

Здесь принимали $\gamma = E_{\text{И}}'/E_{\text{И}} = 0,5$, где $E_{\text{И}}'$ - амплитуда послеимпульса длительностью $t_{\text{И}}' = 0,5 t_{\text{И}}$.

Видно, что послеимпульс также заметно влияет на параметры эквивалентного импульса и его действие необходимо учитывать.

На рис. 3 приведены осциллограммы импульсов на электродах различных стримерных камер /6,7,8,9/. Здесь же представлены эквивалентные прямоугольные импульсы, рассчитанные по формулам /4/, /5/ с учетом действия импульса в целом для разных значений m /пунктиром показаны эквивалентные прямоугольные импульсы при

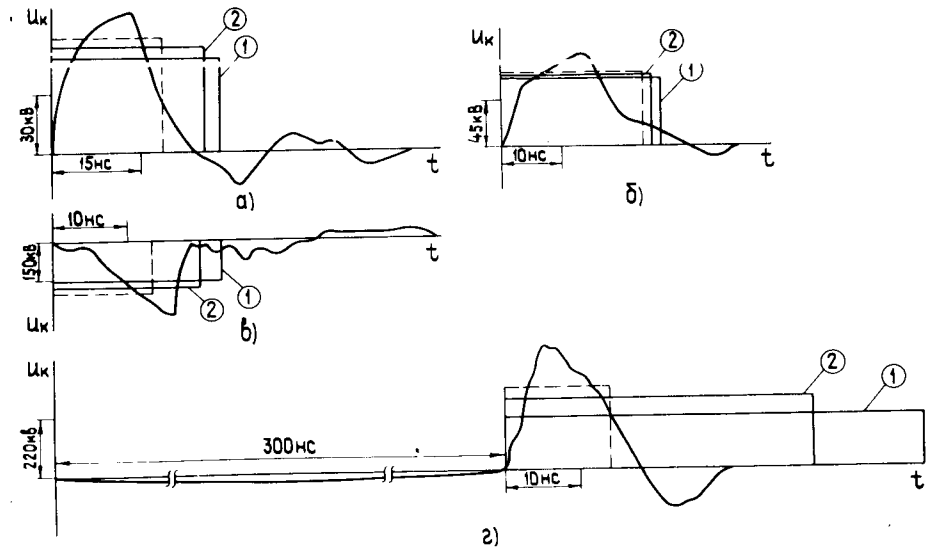


Рис. 3. Осциллограммы высоковольтных импульсов напряжения на электродах стримерных камер и соответствующие им эквивалентные прямоугольные импульсы для $m = 1/1/$, $m = 2/2/$.

учете только униполярного характера основного импульса/. При расчетах аппроксимировали форму импульса /в/ треугольным импульсом, а форму остальных импульсов-функцией $\sin \omega t$. Так как во всех стримерных камерах был неон, то сравнение параметров эквивалентных прямоугольных импульсов проведем при $m = 2$.

Наименьшая длительность эквивалентного импульса получена от генератора импульсных напряжений с использованием срезающего разрядника^{/6/} /рис.3в/:

$$t_{\text{э}} = 1,07 t_{\text{и}} \approx 19,3 \text{ нс} \quad \text{и} \quad U_{\text{э}} = 0,62 U_{\text{к макс.}} (E = 12,4 \text{ кВ/см}).$$

Для импульса с формирующей линии^{/7/} /рис.3а/

$$t_{\text{э}} = 1,06 t_{\text{и}} \approx 25,4 \text{ нс} \quad \text{и} \quad U_{\text{э}} = 0,74 U_{\text{к макс.}} (E = 10,8 \text{ кВ/см}).$$

Для импульса с двойного блюмляйн-генератора^{/8/} /рис.3б/:

$$t_{\text{э}} = 0,83 t_{\text{и}} \approx 24,9 \text{ нс} \quad \text{и} \quad U_{\text{э}} = 0,8 U_{\text{к макс.}} (E = 9,6 \text{ кВ/см}).$$

Для импульса с двойной формирующей линии установки СКМ-200^{/9/} /рис.3г/:

$$t_{\text{э}} = 2,14 t_{\text{и}} \approx 42,8 \text{ нс} \quad \text{и} \quad U_{\text{э}} = 0,59 U_{\text{к макс.}} (E = 8,85 \text{ кВ/см}).$$

Здесь для всех случаев $t_{\text{и}}$ - длительность основного импульса по основанию. Хорошо заметно влияние послеимпульсов и особенно предимпульса на параметры эквивалентного прямоугольного импульса.

Для оценки зависимости точности расчета от вида аппроксимирующей функции было проведено графическое интегрирование импульса, изображенного на рис.3б/ $t_{\text{э}} = 21,3 \text{ нс}$ и $U_{\text{э}} = 0,77 U_{\text{к макс.}}$ /. Точность аппроксимации функцией $\sin \omega t$ составила по длительности ~15% и по амплитуде ~4%, а точность аппроксимации треугольным импульсом составила по длительности ~6%, а по амплитуде ~10%, т.е. при расчете длительности эквивалентного импульса можно использовать аппроксимацию треугольным импульсом, а при расчете амплитуды - аппроксимацию функцией $\sin \omega t$.

Полученные параметры эквивалентных прямоугольных импульсов при действии импульса произвольной формы подтверждают полученные экспериментальные данные по качественному характеру стримерного следа. Лучшее качество треков наблюдалось в стримерной камере с импульсом /в/. Качество треков в стримерных камерах, питающихся импульсами /а/ и /б/, примерно одинаковое. Несколько хуже качество треков получено на стримерной камере^{/9/}, где импульсный заряд ДФЛ существенно удлинил длительность эквивалентного импульса.

Полученные в работе формулы позволяют сравнивать различные системы формирования высоковольтных импульсов, используемых

для питания стримерных камер. Оценки параметров импульсов, эквивалентных импульсам произвольной формы, возникающим на электродах стримерных камер, показывают, что действие послеимпульсов и особенно предимпульса, ухудшающих эти параметры, надо учитывать при проектировании систем высоковольтного импульсного питания стримерных камер.

В заключение авторы выражают благодарность Н.И.Каминскому и В.Н.Ряховскому за участие в обсуждении работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Дайон М.И. и др. Искровая камера. Атомиздат, М., 1967.
2. Матюшин А.Т., Матюшин В.Т. ОИЯИ, Р13-5504, Дубна, 1970.
3. Глаголева Н.С. и др. ОИЯИ, Р13-7791, Дубна, 1974.
4. Аксиненко В.Д. и др. ОИЯИ, Б1-13-10674, Дубна, 1977.
5. Ретер Г. Электронные лавины и пробой в газах, "Мир", М., 1968.
6. Матюшин А.Т., Матюшин В.Т. Р23-312, Дубна, 1965.
7. Володин В.Д. и др. ОИЯИ, Р13-5529, Дубна, 1970.
8. Володин В.Д. и др. ОИЯИ, Р13-10380, Дубна, 1977.
9. Глаголева Н.С. и др. ОИЯИ, 13-7792, Дубна, 1974.

Рукопись поступила в издательский отдел
23 июня 1983 года.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

ДЗ-11787	Труды III Международной школы по нейтронной физике. Алушта, 1978.	3 р. 00 к.
Д13-11807	Труды III Международного совещания по пропорциональным и дрейфовым камерам. Дубна, 1978.	6 р. 00 к.
	Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1978 /2 тома/	7 р. 40 к.
Д1,2-12036	Труды V Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1978	5 р. 00 к.
Д1,2-12450	Труды XII Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий. Приморско, НРБ, 1978.	3 р. 00 к.
	Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1980 /2 тома/	8 р. 00 к.
Д11-80-13	Труды рабочего совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике, Дубна, 1979	3 р. 50 к.
Д4-80-271	Труды Международной конференции по проблемам нескольких тел в ядерной физике. Дубна, 1979.	3 р. 00 к.
Д4-80-385	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1980.	5 р. 00 к.
Д2-81-543	Труды VI Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1981	2 р. 50 к.
Д10,11-81-622	Труды Международного совещания по проблемам математического моделирования в ядерно-физических исследованиях. Дубна, 1980	2 р. 50 к.
Д1,2-81-728	Труды VI Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 60 к.
Д17-81-758	Труды II Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1981.	5 р. 40 к.
Д1,2-82-27	Труды Международного симпозиума по поляризационным явлениям в физике высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 20 к.
Р18-82-117	Труды IV совещания по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. Дубна, 1981.	3 р. 80 к.
Д2-82-568	Труды совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. Дубна, 1982.	1 р. 75 к.
Д9-82-664	Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.	3 р. 30 к.
ДЗ,4-82-704	Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.	5 р. 00 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

Аксиненко В.Д. и др.

13-83-436

Эквивалентный прямоугольный импульс высоковольтного питания стримерной камеры

На основе стримерного механизма развития разряда получены формулы, позволяющие рассчитать параметры /амплитуду и длительность/ прямоугольного импульса, эквивалентного реальному импульсу произвольной формы, возникающему на электродах стримерной камеры. Проведено сравнение прямоугольных импульсов, эквивалентных униполярным импульсам, сформированных на выходах одиночной и двойной формирующих линий, и найдено условие, ограничивающее применение двойной формирующей линии при сокращении длительности импульса. Дана оценка формы и параметров предимпульса, возникающего на электродах стримерной камеры при импульсном заряде двойной формирующей линии. Показано влияние предимпульса и послепулса на параметры эквивалентного прямоугольного импульса. Проведено сравнение параметров прямоугольных импульсов, эквивалентных реальным импульсам, возникающим на электродах различных стримерных камер, которое показывает преимущество использования для их питания униполярных импульсов.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1983

Aksinenko V.D. et al.

13-83-436

Equivalent Rectangular Pulse of High Voltage Streamer Chamber Supply

Formulae allowing to calculate the parameters of equivalent rectangular pulse (amplitude and duration) are derived. The calculation are performed basing on the streamer mechanism of development of a charge. Comparison of parameters of equivalent rectangular pulse for unipolar pulses on the outputs of single and double forming lines is performed, and the condition has been found which limits the application of a double forming line at the reduction of forming pulse duration. Shape and parameters of prepulse appearing on electrodes of streamer chamber at a pulse charge the double forming line are given. The influence of prepulse and postpulse on parameters of equivalent rectangular pulse is shown. Comparison of parameters of equivalent rectangular pulses for real pulses on the electrodes of different streamer chambers, showing the advantages of inoplar pulse for their supply, are presented.

The investigation has been performed at the Laboratory of High Energies, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1983

Перевод О.С.Виноградовой