

10; 12

**АНАЛИЗ ПЕРЕХОДНЫХ ПРОЦЕССОВ  
И СПЕКТРАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК  
ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ  
В НАНОСЕКУНДНЫХ СИЛЬНОТОЧНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ  
УСКОРИТЕЛЯХ НА ФОРМИРУЮЩИХ ЛИНИЯХ**

Г. А. Месяц, Б. Э. Мовшевич

Теоретически исследуется влияние коммутационных и взрывоэмиссионных процессов, а также паразитных реактивностей разрядного контура высоковольтного генератора импульсов на параметры формируемых импульсов и спектральные характеристики релятивистских электронных пучков в сильноточных ускорителях прямого действия на формирующих линиях.

В настоящее время наиболее распространенными источниками сильноточных релятивистских электронных пучков (РЭП) являются ускорители прямого действия с вакуумными диодами [1-3], в которых используются катоды с взрывной эмиссией электронов [4, 5]. При создании сильноточных электронных ускорителей (СЭУ) одна из основных задач состоит в формировании высоковольтных импульсов ускоряющего напряжения с заданными параметрами, подача которых на диод ускорителя должна обеспечивать получение РЭП с требуемыми характеристиками.<sup>1</sup>

Для генерации высоковольтных импульсов длительностью  $10^{-10}$ — $10^{-7}$  с в сильноточных ускорителях в качестве формирующих элементов широко применяются распределенные линии передачи (формирующие линии) [1-3, 6, 7]. При их использовании достигается высокая равномерность вершины и крутизна фронтов генерируемых импульсов, а также полная передача энергии, запасаемой в линии, в согласованную нагрузку. Формирующие линии (ФЛ) обладают сравнительно большой удельной энергоемкостью, простотой и надежностью конструкции.

Получение прямоугольных наносекундных импульсов ускоряющего напряжения в ФЛ обеспечивает моноэнергетичность электронного пучка ускорителя, а отклонение их формы от прямоугольной за счет воздействия различных факторов приводит к расширению энергетического спектра РЭП.

Искажения импульсов, вносимые самой ФЛ, достаточно подробно исследованы в ряде работ (см., например, [6, 8, 9]). Однако на процессы в формирователе СЭУ влияет и ряд других факторов, существующих в реальных конструкциях сильноточных ускорителей. Параметры импульсов ускоряющего напряжения и энергетический разброс электронов в лучках, формируемых в СЭУ, в значительной степени определяются временем коммутации высоковольтного разрядника, нелинейностью и временной зависимостью вольт-амперной характеристики (ВАХ) взрывоэмиссионного диода, являющегося нагрузкой линии, а также собственной емкостью диода и индуктивностью разрядного контура. Учет влияния этих факторов особенно актуален для коротко-

<sup>1</sup> Здесь для простоты полагается, что величина ускоряющего напряжения  $u_d$  и энергия частиц пучка  $W$  связаны однозначно  $W = eu_d$ , где  $e$  — заряд электрона.

импульсных ускорителей, широко применяемых, например, в релятивистской СВЧ электронике, где наносекундные длительности формируемых импульсов, соизмеримые с временами коммутационных, взрывоэмиссионных и переходных процессов в разрядном контуре ускорителя, сочетаются с жесткими требованиями к форме высоковольтных импульсов и моноэнергетичности электронов в пучке.

Анализ воздействия перечисленных факторов на параметры рентгеновских импульсов, получаемых при разряде емкости на взрывоэмиссионный диод, выполненный посредством моделирования процессов формирования на аналоговой вычислительной машине, рассмотрен в работе [10].

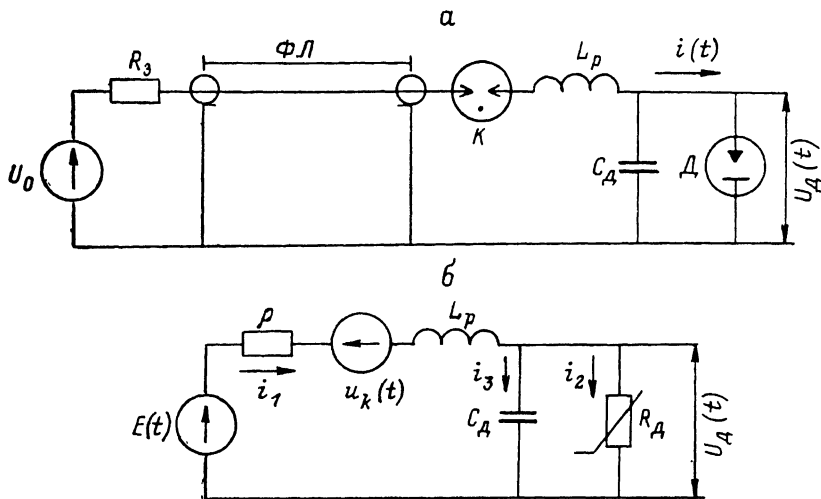


Рис. 1. Генератор импульсов ускоряющего напряжения на формирующей линии. Принципиальная (а) и эквивалентная (б) схемы.

Исследуем влияние этих же факторов на процессы формирования высоковольтных импульсов ускоряющего напряжения в наносекундных СЭУ на формирующих линиях и спектральные характеристики их электронных пучков.

Схема генератора на ФЛ с взрывоэмиссионным диодом приведена на рис. 1, а. Она включает формирующую линию ФЛ с волновым сопротивлением  $\rho$ , сильноточный коммутатор К, диод Д, его емкость  $C_D$ , индуктивность разрядного контура  $L_p$  и зарядное сопротивление  $R_3$ .

При расчете переходных процессов в формирователе учитывается, что переключение коммутатора из непроводящего состояния в проводящее происходит за конечное время. Изменение напряжения на коммутаторе в процессе переключения аппроксимируется функцией

$$u_{\kappa}(t) = U_0 e^{-t/\tau_{\kappa}} \quad (1)$$

( $\tau_{\kappa} = t_{\kappa}/2.2$ ,  $t_{\kappa}$  — время коммутации, в течение которого напряжение на разряднике спадает от  $0.9$  до  $0.1U_0$ ), дающей не только качественное, но и хорошее количественное совпадение с экспериментом [6, 10, 11].

Известно, что ВАХ взрывоэмиссионного диода описывается законом «степени  $3/2$ » [5]

$$i(t) = P(t) u_D^{3/2}(t). \quad (2)$$

Для большинства приложений наносекундных СЭУ, в частности в релятивистской высокочастотной электронике, основным требованием, предъявляемым к РЭП, является минимальный энергетический разброс электронов. Поэтому для устранения влияния на режим работы короткоимпульсных ускорителей изменения первеанса взрывоэмиссионного диода в течение импульса за счет движения в межэлектродном промежутке  $d$  плазмы со скоростью  $v$  в таких диодах в отличие от рентгеновских [11, 12] обычно выполняется соотношение  $\tau_n \ll d/v$ .

В силу этого изменение первеанса диода  $P(t)$  вследствие движения плазмы при анализе переходных процессов в наносекундных ускорителях можно не учитывать.

На начальную стадию формирования импульса существенное влияние оказывает временная зависимость ВАХ диода, определяемая изменением его первеанса во времени в результате запаздывания взрывной эмиссии электронов [5]. Зависимость первеанса диода  $P(t)$  от времени, качественно описывающая его нарастание до стационарного значения в процессе развития катодного факела, может быть представлена в виде

$$P(t) = P_0(1 - e^{-t/\tau_a}), \quad (3)$$

где  $\tau_a$  — параметр, характеризующий время запаздывания взрывной эмиссии.

Предполагается также, что на стационарном участке вершины импульса диод согласован с ФЛ<sup>2</sup> ( $R_D = \rho$ ;  $U_m = U_0/2$ , где  $U_m$  — амплитуда импульса,  $U_0$  — зарядное напряжение линии). При этом, как следует из (2), первеанс диода равен

$$P_0 = \frac{1}{\rho} \sqrt{\frac{2}{U_0}}. \quad (4)$$

Влияние нелинейности нагрузки определяется путем сравнения процессов в формирователе, нагруженном на диод, ВАХ которого описывается выражением (2), с процессами, протекающими при работе на диод с линейной характеристикой,

$$R_D = u_D(t)/i(t) = \rho. \quad (5)$$

При исследовании процессов формирования высоковольтных импульсов в качестве их основных характеристик использовались длительность фронта  $\tau_{фр}$  и среза  $\tau_{ср}$  (по уровням 0.1—0.9 амплитудного значения импульса  $U_m$ ) и нормированная величина выброса на вершине импульса  $\delta = \Delta U/U_m$ .

Важнейшей характеристикой электронных пучков является их энергетический спектр. Полагаем, что энергия электронов в пучке определяется напряжением, приложенным к диоду, и мгновенный энергетический разброс частиц равен нулю. При этом функцию распределения электронов пучка по энергиям можно записать следующим образом [11]:

$$\frac{dn}{dW} = \frac{i(t)}{e} \frac{dt}{dW}, \quad (6)$$

где  $dn$  — число электронов, энергия которых лежит в интервале  $[W, W + \Delta W]$ ;  $W = eu_D(t)$ ;  $u_D(t)$  — напряжение, прикладываемое к диоду в фиксированный момент времени  $t$ ;  $e$  — заряд электрона;  $i(t)$  — ток электронов в диоде.

Следовательно, зная ток и напряжение диода, можно рассчитать энергетический спектр электронов пучка, поступающего на анод диода ускорителя. Как правило, зависимость  $u_D(t)$  имеет один или несколько экстремумов, в которых функции  $dt/dW$  и соответственно  $dn/dW$  имеют разрывы, в результате чего непосредственное сравнение характеристик  $dn/dW$  друг с другом затруднительно. Так как в большинстве физических приложений, в частности в СВЧ электронике и физике плазмы, в эффективное взаимодействие вступают лишь частицы с энергией, лежащей в сравнительно узкой полосе  $\Delta W$  вблизи определенного значения  $W_0$ , то практический интерес представляет спектральная характеристика пучка, определяющая долю электронов  $\Delta n$ , обладающих энергией в интервале  $\Delta W$

$$s(W) = \frac{\Delta n(W)}{n_0} = \frac{\sum_{i=1}^m t_i(W) \int_{t_i(W-\Delta W)}^{t_i(W)} i(t) dt}{\int_0^{\tau_n} i(t) dt}, \quad (7)$$

<sup>2</sup> Влияние рассогласования накопительной линии с диодом на энергетический спектр электронов рассмотрено в работе [11].

где  $n_0$  — число электронов, переносимое пучком за время импульса;  $m$  — количество временных интервалов  $\Delta t_i = t_i(W) - t_i(W - \Delta W)$ , в течение которых энергия частиц лежит в диапазоне  $[W - \Delta W, W]$  (рис. 2).

При расчете переходных процессов в импульсном генераторе с ФЛ на интервале времени  $[0, 2\tau_u]$  ( $\tau_u = 2l/v_\phi$ , где  $l$  — длина ФЛ,  $v_\phi$  — фазовая скорость волны в линии) использовался метод эквивалентных схем замещения (см., например, [6]). Эквивалентная схема генератора для данного временного интервала приведена на рис. 1, б. В этой схеме формирующая линия заменена генератором напряжения с ЭДС  $E(t)$  и внутренним сопротивлением  $\rho$ . Процессы в схеме

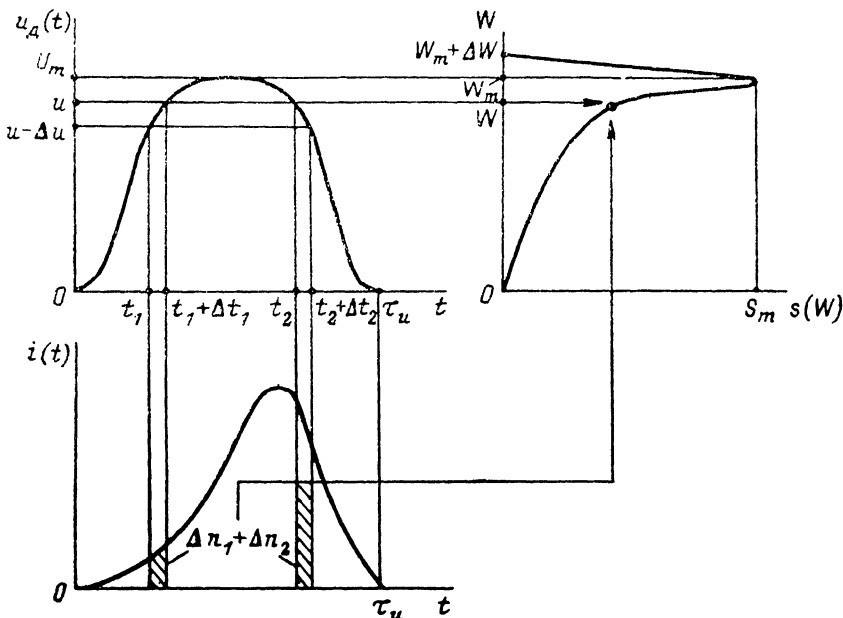


Рис. 2. Алгоритм построения спектральной характеристики электронного пучка.

описываются системой нелинейных дифференциальных уравнений, полученной на основании законов Кирхгофа,

$$q_1'' + \frac{\rho}{L_p} q_1' + \frac{U_0}{L_p} e^{-t/\tau_u} + \frac{1}{L_p C_D} (q_1 - q_2) = \frac{E(t)}{L_p},$$

$$q_2' = P(t) \left[ \frac{1}{C_D} (q_1 - q_2) \right]^{1/2}. \quad (8)$$

Величина ЭДС на интервале времени  $t \in [0, \tau_u]$ , определяемом двойным проходом волны вдоль линии, равна  $E(t) = U_0$ , а на интервале  $t \in [\tau_u, 2\tau_u]$  с учетом волны, отраженной от разомкнутого конца линии,  $E(t)$  описывается выражением

$$E(t) = U_0 - 2\rho i_1(t - \tau_u), \quad (9)$$

где  $i(t)$  — волна тока, распространяющаяся по линии при замыкании ключа К;  $i_1 = dq_1/dt$ ;  $i_2 = dq_2/dt$ .

Начальные условия для интервала времени  $[0, \tau_u]$

$$q_1|_{t=0} = 0; \quad q_2|_{t=0} = 0; \quad q_1'|_{t=0} = 0,$$

а для интервала времени  $[\tau_u, 2\tau_u]$

$$\bar{q}_1|_{t=\tau_u} = q_1(\tau_u), \quad \bar{q}_2|_{t=\tau_u} = q_2(\tau_u), \quad \bar{q}_1'|_{t=\tau_u} = q_1'(\tau_u),$$

где значения  $q_1(\tau_u)$ ,  $q_2(\tau_u)$ ,  $q_1'(\tau_u)$  определяются из решения системы уравнений (8) на интервале времени  $[0, \tau_u]$ .

Вводя безразмерное время  $x = t/\tau_u$ , функции  $y(x) = q(x)/q_0$  ( $q_0 = C_x U_0$  — заряд, накопленный в линии;  $C_x = \tau_u/2\rho$  — емкость ФЛ) и  $e(x) = E(x)/U_0$ , коэффициенты  $\bar{\tau}_c = \tau_c/\tau_u$ ,  $\bar{\tau}_s = \tau_s/\tau_u$ ,  $\bar{\tau}_L = \tau_L/\tau_u$ ,  $\bar{\tau}_k = \tau_k/\tau_u$  ( $\tau_s = \rho C_D$ ,  $\tau_L = L_p/\rho$ ), а также учитывая равенство (4), преобразуем систему уравнений (8) к виду, удобному для проведения расчетов на ЭВМ,

$$\begin{aligned} y_1' &= y_3, \quad y_2' = (1 - e^{-x/\bar{\tau}_s})(y_1 - y_2)^{1/2}/\bar{\tau}_c^{1/2}, \\ y_3' &= \{2[e(x) - e^{-x/\bar{\tau}_k}] - (y_1 - y_2)/\bar{\tau}_c - y_3\}/\bar{\tau}_L, \end{aligned} \quad (10)$$

где

$$e(x) = \begin{cases} 1, & x \in [0, 1], \\ 1 - y_3(x-1), & x \in [1, 2], \end{cases}$$

$$i_1 = U_0 y_1'(x)/2\rho, \quad i_2 = U_0 y_2'(x)/2\rho.$$

Начальные условия уравнений (10)

$$\begin{aligned} y_1|_{x=0} &= y_2|_{x=0} = y_3|_{x=0} = 0, \quad x \in [0, 1], \\ \bar{y}_1|_{x=1} &= y_1(1), \quad \bar{y}_2|_{x=1} = y_2(1), \quad \bar{y}_3|_{x=1} = y_3(1), \quad x \in [1, 2]. \end{aligned}$$

Решения системы уравнений (10) и расчеты спектра электронов с использованием выражения (7), выполненные на ЭВМ, позволили проанализировать

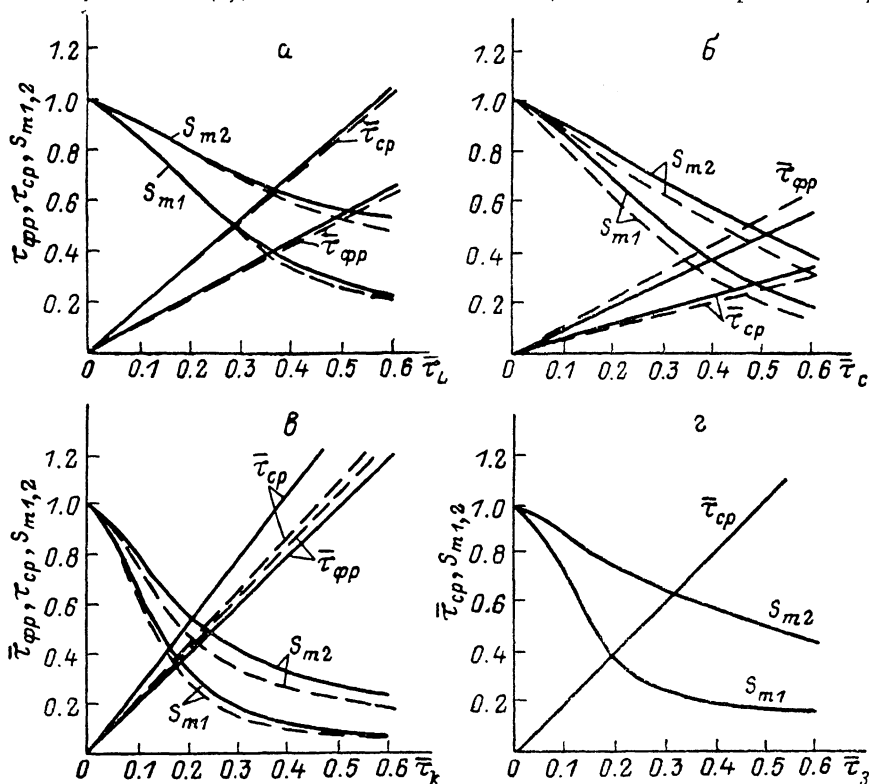


Рис. 3. Зависимости нормированных длительностей фронта  $\bar{\tau}_{cp} = \tau_{cp}/\tau_u$  и среза  $\tau_{cp} = \tau_{cp}/\tau_u$  импульса напряжения на диоде, а также амплитуд спектральных характеристик пучка  $S_{m1}$ ,  $S_{m2}$  от параметров  $\bar{\tau}_L$  (а),  $\bar{\tau}_c$  (б),  $\bar{\tau}_k$  (в),  $\bar{\tau}_s$  (г).

влияние параметров разрядного контура высоковольтного генератора импульсов с ФЛ и его основных элементов на процессы формирования импульсов ускоряющего напряжения и спектральные характеристики электронных пучков, получаемых в вакуумных диодах с взрывной эмиссией электронов.

1. Степень влияния каждого из перечисленных факторов на основные параметры формируемых импульсов и спектральные характеристики РЭП может быть оценена на основании графиков импульсов напряжения на диоде ( $u =$

$=u_d/V_0$ ) и соответствующих спектральных характеристик (рис. 3, 4). При исследовании влияния каждого отдельного фактора действие всех остальных не учитывается. На рис. 3 приведены зависимости максимальных значений элек-

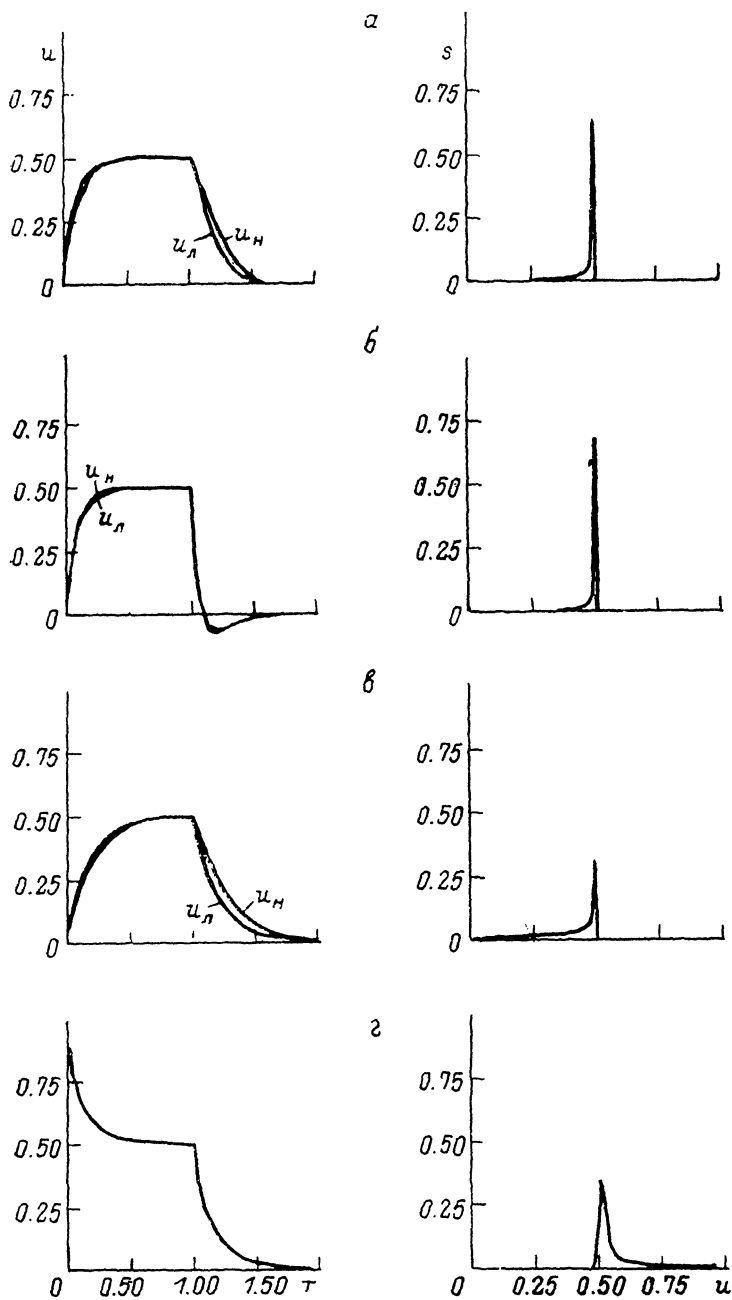


Рис. 4. Импульсы напряжения на диоде и спектральные характеристики пучка при различных параметрах элементов генератора.

$\alpha - \tau_L = 0.2, S_{m1} \approx S_{m2} = 0.62$ ;  $\beta - \tau_c = 0.2, S_{m1} = 0.61, S_{m2} = 0.67$ ;  $\gamma - \tau_k = 0.2, S_{m1} = 0.27, S_{m2} = 0.31$ ;  $\delta - \tau_a = 0.2, S_{m1} = 0.34$ .

тронных спектров, определяющих долю частиц с энергией, лежащей в интервале  $2 \cdot 10^{-2} W_m (S_{m1})$  и  $10^{-1} W_m (S_{m2})$ , в общем количестве частиц, перенесенных пучком в течение импульса, а на рис. 4—8 — спектральные характеристики для  $\Delta W = 2 \cdot 10^{-2} W_m$ .

Из рис. 3, а, в и 4, а, в следует, что общий характер воздействия паразитной индуктивности  $L_p$  и времени коммутации разрядника К на процессы в генераторе одинаков. Возрастание  $\tau_L$  и  $\tau_K$  приводит к увеличению длительности фронта и среза импульса напряжения на диоде, а следовательно, к уменьшению скорости нарастания напряжения на нагрузке и снижению амплитуды спектральной характеристики. Влияние параметра  $\tau_K$  более ощутимо, чем параметра  $\tau_L$ . Это объясняется тем, что последовательно с индуктивностью  $L_p$  включены два сопротивления  $\rho$  и  $R_D$ , в результате чего ее воздействие на формируемый импульс снижается, в то время как величина  $\tau_K$  непосредственно определяет время переходных процессов. Вследствие того, что волна, формирующая срез импульса

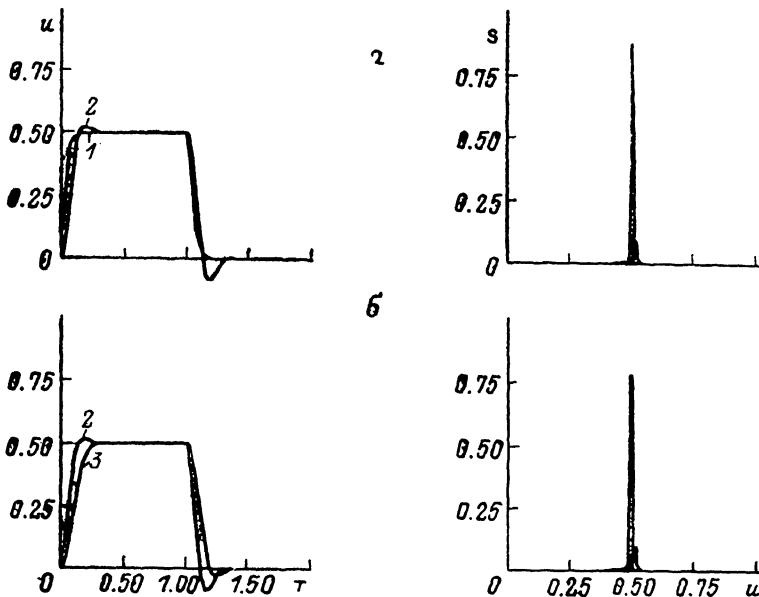


Рис. 5. Зависимости  $u(x)$  и  $s(u)$  с учетом индуктивности разрядного контура и емкости диода. а —  $\tau_L = 0.06$ ,  $\tau_K = 2 \cdot 10^{-3}$ ,  $\tau_K = \tau = 0$  (1);  $\tau_L = \tau_0 = 0.06$ ,  $\tau_K = \tau_0 = 0$  (2);  $S_{m1} = 0.9$ ,  $S_{m2} = 0.71$ ; б —  $\tau_L = \tau_0 = 0.06$ ,  $\tau_K = \tau_0 = 0$  (2);  $\tau_L = \tau_0 = \tau_K = 0.06$ ,  $\tau_K = \tau_0 = 0$  (3),  $S_{m2} = 0.71$ ,  $S_{m3} = 0.78$ .

дважды интегрируется цепочкой  $L_p$ ,  $\rho + R_D$ , длительность среза импульса  $\tau_{cp}$  возрастает примерно в 1.5 раза больше, чем  $\tau_{фр}$ . Увеличение длительности фронта и среза за счет конечного времени коммутации разрядника практически одинаково, так как коммутационные процессы к концу импульса уже завершаются, лишь при  $\tau_K \geq 0.5$  величина  $\tau_{cp}$  начинает превышать  $\tau_{фр}$  (для нелинейной нагрузки это различие более ощутимо, чем для линейной). Видно, что увеличение  $\tau_L$  и  $\tau_K$  (особенно  $\tau_K$ ) приводит к существенному уменьшению  $S_m$ . Причем при значениях  $\tau_K$  и  $\tau_L$ , соизмеримых с  $\tau_K$ , напряжение на диоде может даже не достигать стационарного значения, равного  $U_0/2$ .

Влияние емкости диода  $C_D$  на процессы в схеме генератора с ФЛ аналогично действию индуктивности разрядного контура с тем отличием, что срез формируемого импульса примерно в 2 раза короче фронта (рис. 3, б, 4, б). Это обусловлено тем, что волна тока, приходящая в нагрузку в момент времени  $t = \tau_K$ , имеет отрицательный выброс, который ускоряет процесс разряда емкости  $C_D$ .

Запаздывание взрывной эмиссии электронов, характеризуемое параметром  $\tau_s$ , приводит к возникновению в начале импульса выброса амплитудой  $\delta \approx U_0/2$  и соответственно к появлению в электронном спектре составляющих с энергией, превышающей значение  $eU_0/2$  (рис. 3, г, 4, г), а также к существенным искажениям вершины импульса и связанных с ними значительным расширением спектра и снижением его амплитуды. Эти явления вызваны тем, что в течение времени  $t < \tau_s$  сопротивление диода  $R_D \gg \rho$  и линия работает в существенно рассогласованном режиме. Появление выброса на фронте импульса и высоко-

энергетичных электронов в пучке весьма нежелательно, так как это может привести к пробоям изолятора диода ускорителя и существенным изменениям режима его работы. О возможности устранения выброса будет сказано несколько ниже.

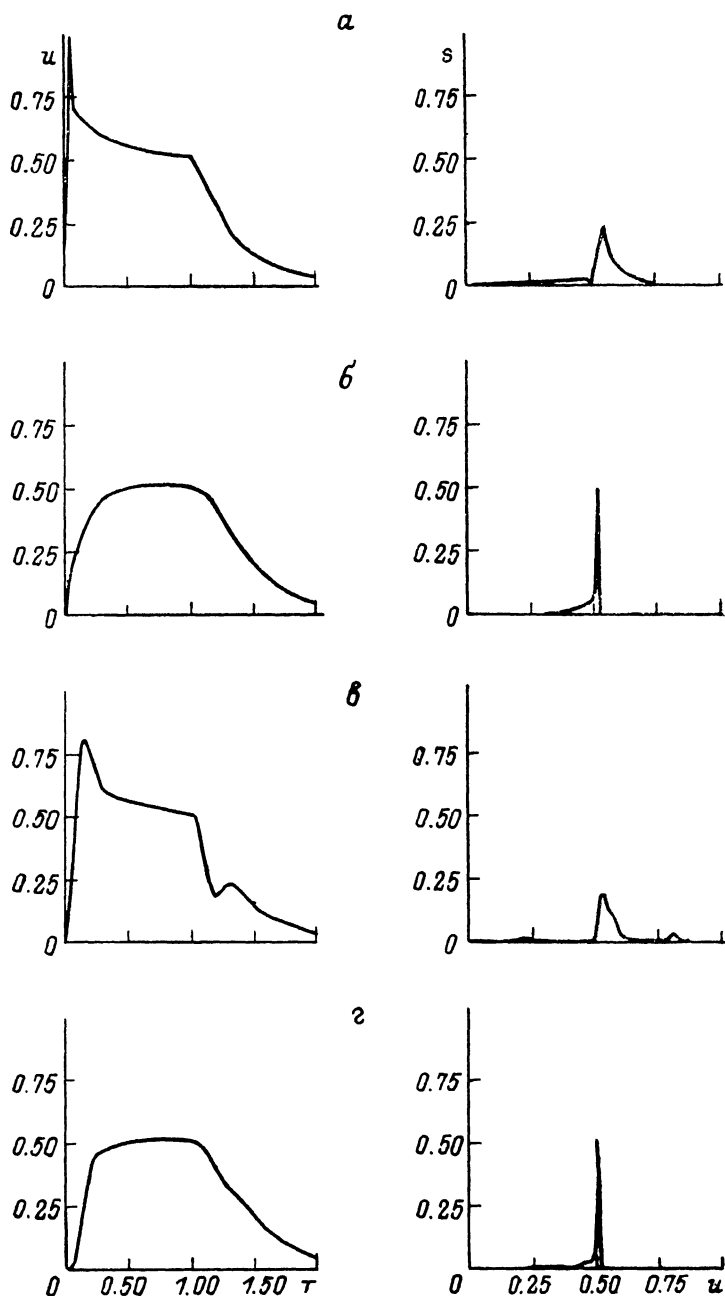


Рис. 6. Зависимости  $u(x)$  и  $s(u)$  при различных величинах времени коммутации разрядника, емкости диода и фиксированных значениях  $\tau_a = 0.4$ ,  $\tau_L = 0.1$ .

$a - \tau_K = \tau_c = 2 \cdot 10^{-3}$ ,  $S_m = 0.22$ ;  $б - \tau_K = 0.2$ ,  $\tau_c = 2 \cdot 10^{-3}$ ,  $S_m = 0.5$ ;  $в - \tau_K = 2 \cdot 10^{-3}$ ,  $\tau_c = 0.04$ ,  $S_m = 0.18$ ;  $г - \tau_K = 0.2$ ,  $\tau_c = 0.04$ ,  $S_m = 0.49$ .

Влияние нелинейности ВАХ взрывоэмиссионного диода на процессы формирования импульсов и их основные параметры подтверждается сравнением с параметрами импульсов, формируемых в генераторе с линейной нагрузкой (на рис. 3 зависимости, полученные в схеме с линейной нагрузкой, показаны



штриховыми линиями). Нелинейность ВАХ приводит к укорочению фронта импульса и некоторому увеличению длительности его среза, а также к незначительному возрастанию амплитуды спектральной характеристики (в среднем на 5—10 %).

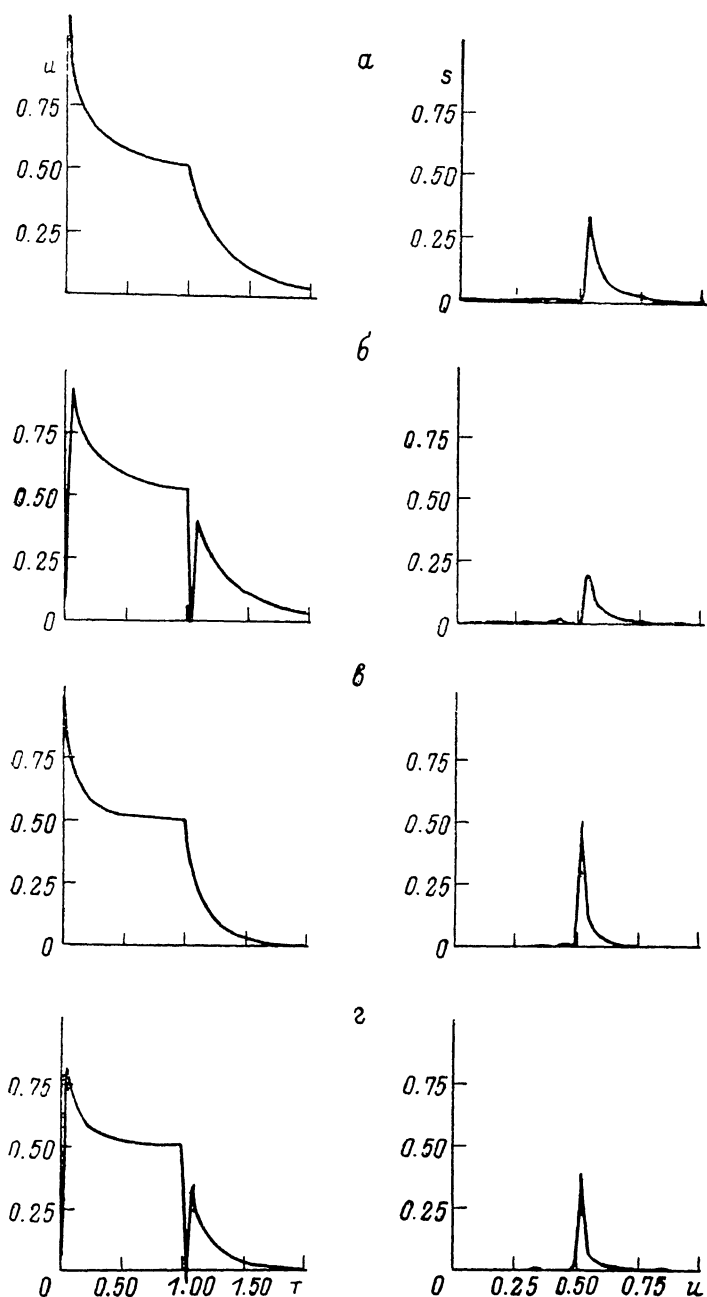


Рис. 7. Зависимости  $u(x)$  и  $s(u)$  при различных величинах времени задержки взрывной эмиссии, емкости диода и фиксированных значениях  $\tau_{\text{н}}=2 \cdot 10^{-3}$ ,  $\tau_{\text{Л}}=10^{-2}$ .

$\tau_{\text{д}}$ : а, б — 0.4; в, г — 0.2;  $\tau_{\text{с}}$ : а, в —  $2 \cdot 10^{-2}$ ; б, г — 0.02;  $S_{\text{н}}$ : а — 0.31, б — 0.19, в — 0.5, г — 0.39.

2. В реальных конструкциях СЭУ присутствуют и индуктивность разрядного контура, и емкость диода. Их величины, как правило, составляют  $L_{\text{р}}=50-100$  нГн,  $C_{\text{д}}=5-20$  пФ. При сопротивлении ФЛ и диода 50—100 Ом соответствующие постоянные времени равны  $\tau_{\text{Л}}=0.5-2$  нс,  $\tau_{\text{с}}=0.25-2$  нс,

т. е. соизмеримы между собой, а в наносекундных ускорителях — и с длительностью формируемых импульсов.

Как показывает анализ эквивалентной схемы генератора с учетом  $L_p$  и  $C_{Д1}$ , в зависимости от соотношения  $\tau_L$  и  $\tau_c$  ( $\tau_a, \tau_k \ll \tau_L, \tau_c$ ) процесс установления напряжения на диоде может иметь либо аperiodический, либо колебательный

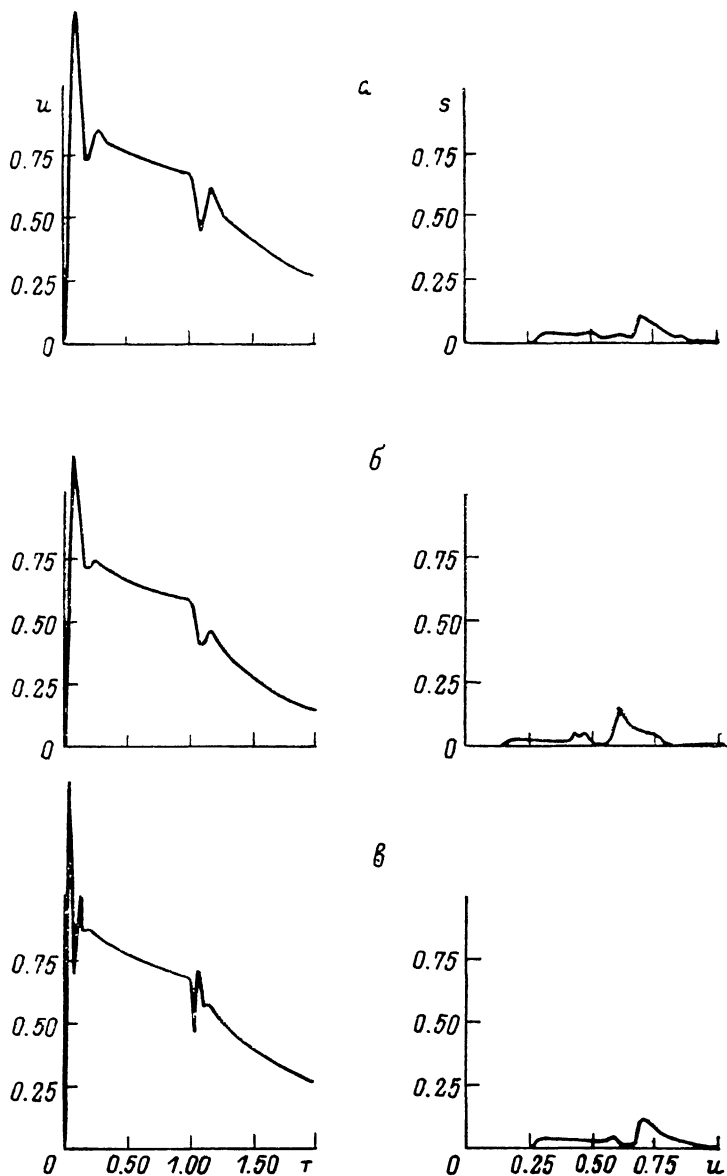


Рис. 8. Зависимости  $u(x)$  и  $s(u)$  при различных величинах индуктивности разрядного контура, емкости диода, времени задержки взрывной эмиссии электронов и  $\tau_{\Sigma} = 2 \cdot 10^{-8}$ .

$\tau_L$ : а, б — 0.1; в — 0.04;  $\tau_c$ : а, б — 0.01; в —  $4 \cdot 10^{-2}$ ;  $\tau_a$ : а, в — 2, б — 1.

характер. В режиме согласования линии с нагрузкой ( $\rho = R_{Д1}$ ) на интервале  $0.17 \leq \tau_L/\tau_c \leq 5.83$  процесс установления является колебательным, а вне этого интервала — аperiodическим. Переход от колебательного режима к аperiodическому вызван либо демпфирующим действием волнового сопротивления линии  $\rho$  (при  $\tau_L/\tau_c < 0.17$ ), либо шунтированием емкости  $C_{Д1}$  сопротивлением диода  $R_{Д1}$  (при  $\tau_L/\tau_c > 5.83$ ). Если ФЛ рассогласована с нагрузкой ( $\rho \neq R_{Д1}$ ), то область колебательного режима определяется следующим образом:

$$\frac{R_{\text{Д}}}{\rho} (\sqrt{1 + \rho/R_{\text{Д}}} - 1) \leq \sqrt{\frac{\tau_L}{\tau_c}} \leq \frac{R_{\text{Д}}}{\rho} (\sqrt{1 + \rho/R_{\text{Д}}} + 1). \quad (11)$$

На рис. 5, а приведены импульс напряжения на линейной нагрузке (кривая 2) и спектральная характеристика для  $\tau_L = \tau_c = 0.06$ . При этом соотношении параметров на вершине импульса появляется выброс величиной  $\delta \approx 4.3\%$ , а электронный спектр расширяется в сторону больших энергий и его амплитуда вследствие сокращения равномерного участка вершины импульса существенно снижается ( $\sim$  на 20 %). Выброс на вершине импульса напряжения может быть легко устранен путем незначительного увеличения времени коммутации разрядника. На рис. 5, б представлены соответствующие графики для  $\tau_c = \tau_L = \tau_c = 0.06$ . При этом выброс на фронте импульса полностью исчезает (кривая 3), а амплитуда спектра  $s(u)$  возрастает на 10 %. Следует, однако, учитывать, что увеличение  $\tau_c$  приводит к возрастанию  $\tau_{\text{ФР}}$  и уменьшению скорости нарастания напряжения на нагрузке.

3. Рассмотрим характер переходных процессов, когда в формирователе импульсов присутствуют все перечисленные выше факторы.

Зависимости  $u(x)$  и  $s(u)$  (рис. 6) показывают влияние времени коммутации разрядника на процессы в формирователе при различных значениях  $\tau_c$  и фиксированных величинах  $\tau_3$  и  $\tau_L$  ( $\tau_3 = 0.4, \tau_L = 0.1$ ). Отсюда следует, что увеличение времени коммутации до определенного оптимального значения позволяет устранить выброс на фронте импульса ускоряющего напряжения и уменьшить искажения его вершины, обусловленные задержкой взрывной эмиссии электронов. В результате этого существенно улучшается форма импульсов (рис. 6, б, г), сужается электронный спектр и его амплитудное значение возрастает примерно в 2.5 раза.

На рис. 7 показаны изменения  $u(x)$  и  $s(u)$  при различных  $\tau_3$  и  $\tau_c$  и малых значениях  $\tau_k$  и  $\tau_L$  ( $\tau_k = 2 \cdot 10^{-3}, \tau_L = 10^{-2}$ ). Увеличение емкости  $C_{\text{Д}}$  приводит к отделению «хвоста» импульса (рис. 7, б, г), вызванного рассогласованием линии с диодом на интервале времени  $\tau < \tau_3$ , и усиливает неравномерность вершины, в результате чего расширяется энергетический спектр электронов и снижается его амплитуда.

При больших значениях параметра  $\tau_3$ , небольшой величине емкости диода  $C_{\text{Д}}$  и малом времени коммутации разрядника амплитуда выброса на фронте импульса может значительно превышать величину зарядного напряжения ФЛ  $U_0$  (рис. 7, а, 8). Это объясняется тем, что при больших временах задержки взрывной эмиссии на катоде диода в начале импульса происходит резонансный заряд емкости от источника напряжения  $U_0$ , причем с увеличением отношения  $\sqrt{L_p/C_{\text{Д}}}/\rho$  и параметра  $\tau_3$  величина напряжения на  $C_{\text{Д}}$  возрастает и стремится к  $2U_0$ . Вследствие этого незначительная часть электронов в пучке (так как ток в диоде в это время мал), формируемом во взрывоэмиссионном диоде ускорителя на ФЛ, может иметь энергию, в 4 раза превышающую расчетное значение  $eU_0/2$ .

Таким образом, проведенные исследования показали, что наличие паразитных элементов в разрядном контуре генератора импульсов, конечное время коммутации высоковольтного разрядника и задержка взрывной эмиссии электронов в вакуумном диоде сильноточного ускорителя на ФЛ оказывают значительное влияние на основные характеристики как самих высоковольтных импульсов, так и формируемых с их помощью РЭЦ, которое необходимо учитывать при разработке наносекундных СЭУ.

Анализ переходных процессов, выполненный на модели разрядного контура ускорителя, позволил установить влияние перечисленных факторов (каждого в отдельности и их основных комбинаций) на характеристики формируемых импульсов и электронных пучков. Это дает возможность на основе полученных результатов выработать для каждой реальной конструкции ускорителя конкретные рекомендации по устранению влияния того или иного фактора.

#### Литература

- [1] Мощные наносекундные импульсные источники ускоренных электронов / Под ред. Г. А. Месяца. Новосибирск: Наука, 1974. 167 с.
- [2] Смирнов В. П. // ПТЭ. 1977. № 2. С. 7—31.

- [3] Накопление и коммутация энергии больших плотностей / Под ред. Э. И. Асиновского, В. С. Комелькова. М.: Мир, 1979. 474 с.
- [4] *Месяц Г. А., Бугаев С. П., Проскуровский Д. И.* // УФН. 1971. Т. 104. № 4. С. 673—675.
- [5] *Бугаев С. П., Литвинов Е. А., Месяц Г. А., Проскуровский Д. И.* // УФН. 1975. Т. 115. № 1. С. 101—120.
- [6] *Месяц Г. А.* Генерирование мощных наносекундных импульсов. М.: Сов. радио, 1974. 256 с.
- [7] *Месяц Г. А., Насибов А. С., Кремнев В. В.* Формирование наносекундных импульсов высокого напряжения. М.: Энергия, 1970. 152 с.
- [8] *Глебович Г. В., Ковалев И. П.* Широкополосные линии передачи импульсных сигналов. М.: Сов. радио, 1973. 224 с.
- [9] *Мовшевич Б. З., Сморгонский А. В.* // РиЭ. 1984. Т. 29. № 9. С. 1696—1699.
- [10] *Морговский Л. Я.* Автореф. канд. дис. Томск, 1983. 16 с.
- [11] *Кремнев В. В., Месяц Г. А., Резников В. П.* // ЖТФ. 1974. Т. 44. Вып. 10. С. 2168—2173.
- [12] *Месяц Г. А., Иванов С. А., Комяк Н. И., Пеликс Е. А.* Мощные наносекундные импульсы рентгеновского излучения. М.: Энергоатомиздат, 1983. 168 с.

Институт прикладной физики АН СССР  
Горький

Поступило в Редакцию  
8 февраля 1988 г.  
В окончательной редакции  
15 ноября 1988 г.