

УДК 533.35 + 629.7.036

PACS: 52.75.-d + 52.30.-q + 52.50.Dg

EDN: MXESWS



Модуляционный и импульсный режимы работы торцевых и магнитоплазодинамических ускорителей

Ю. Н. Ташаев

Рассмотрена схема управления током разряда магнитоплазодинамического ускорителя, основанная на схеме Моргана. Теоретически показано, что режим работы ускорителя в зависимости от параметров схемы может быть стационарным, модуляционным и импульсным. Найдено необходимое условие работы ускорителя в периодическом режиме. Проведены расчеты формы импульса разрядного тока. Найдено условие перехода от модуляционного режима к импульсному. Численно исследованы зависимости глубины модуляции (для модуляционного режима) и скважности (для импульсного режима) от периода работы схемы при различных значениях её параметров. Найдены минимально возможные значения периода работы схемы, а также и максимально возможные значения длительности стадии стационарного значения тока.

Ключевые слова: плазменная струя, плазмоид, магнитоплазодинамический ускоритель, импульсный режим, торцевой холловский двигатель, разрядный ток, плазменные потоки, форма импульса, схема Моргана, затухающие колебания.

DOI: 10.51368/2307-4469-2023-11-3-221-234

Введение

При проведении работ по исследованию магнитосферы Земли с помощью искусственных плазменных образований в качестве источников плазмы широко использовались плазменные ускорители [1]. Среди многочисленных вопросов, поставленных перед исследователями, были: изучение структуры и динамики «искусственных» плазменных образований в ионосфере, исследования ударных волн, генерации МГД волн, плазменных не-

устойчивостей, изучение взаимодействия «искусственных» плазменных образований, созданных ускорителем, с корпусом ракеты и окружающей средой. С 1975 г. по 1985 г. Центром Келдыша была проведена серия геофизических экспериментов с использованием стационарных магнитоплазодинамических ускорителей (МПДУ), установленных на спутниках «Космос-928» и «Космос-980» и на исследовательских баллистических ракетах [2, 3]. Исследователи изучали влияние инъекции плазмы на возмущение околоземного космического пространства и высыпания частиц, захваченных в геомагнитной ловушке, а также влияние плазмы на электризацию космических аппаратов. В геофизических исследованиях околоземного космического пространства, проводившихся в соответствии с программой «Куст» [4], изучались особенности взаимодействия плазменных струй с окружающим космическим пространством,

Ташаев Юрий Николаевич, доцент.

E-mail: tashayevyn@mgupp.ru

Московский государственный университет пищевых производств.

Россия, 125080, Москва, Волоколамское шоссе, 11.

Статья поступила в редакцию 6.02.2023

После доработки 10.03.2023

Принята к публикации 16.03.2023

© Ташаев Ю. Н., 2023

связанные с различными условиями истечения плазмы из МПДУ, работающего в стационарном режиме.

Наряду со стационарными плазменными ускорителями в ракетных экспериментах «Ариэль» [5] использовались импульсные плазменные ускорители с целью изучения распространения плазмоидов вдоль и поперёк геомагнитного поля. В работах [6, 7] отмечено, что импульсный режим работы ускорителя был необходим исследователям для изучения низкочастотных излучений и возмущений магнитного поля в ионосферной плазме, а также для нейтрализации паразитных электрических зарядов, образующихся на поверхности космических аппаратов. Для реализации импульсного режима работы МПДУ в работе [7] предложена схема импульсного электропитания, использованная авторами для создания импульсных плазменных образований – плазменных сгустков или модулированных плазменных потоков. В настоящей работе аналитически и численно исследован рабочий процесс описанной в работе [7] схемы управления током разряда МПДУ, найдено условие перехода режима истечения от модулированных плазменных потоков к дискретным плазменным образованиям, скорректированы некоторые формулы, представленные в той же работе.

Общие сведения об ускорителе

На рис. 1 изображена принципиальная схема МПДУ, который также называют торцевой холловский ускоритель (ТХУ) или торцевой низкоточный ускоритель (ТНУ) [8].

Как видно из рис. 1 источник плазмы расположен внутри канала ускорителя на оси его симметрии. Соленоид, помещённый снаружи электродов, создаёт расходящееся магнитное поле $H_s(H_r, 0, H_z)$ в ускорительном канале, в который подаётся плазмообразующий газ со стороны вольфрамового катода. Соосно соленоиду размещается анод, выполненный в виде профилированного сопла Ловаля, подобного магнитному соплу. Анод вставляется в цилиндрический корпус, служащий одновременно первым слоем намотки соленоида. Катодный блок состоит из двух медных полуцилиндров, к которым крепится вольфрамовая

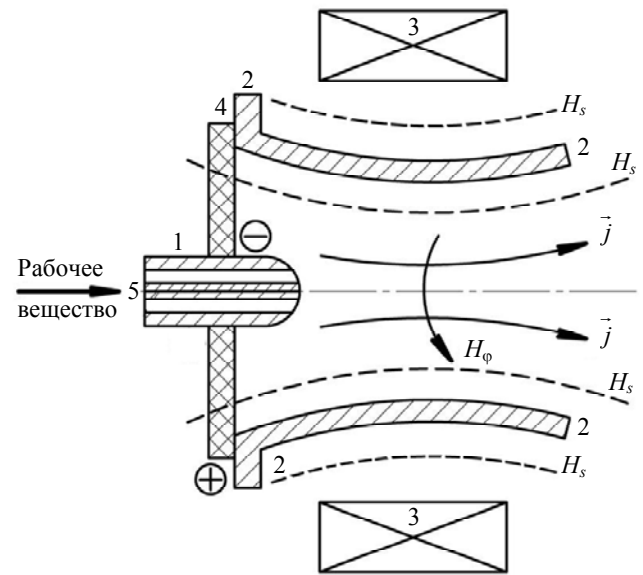


Рис. 1. Схема МПДУ: 1 – катод; 2 – анод; 3 – соленоид; 4 – фланец изолятора; 5 – трубопровод подачи рабочего тела

нить накала. Разрядный ток (\vec{j} – плотность тока), протекающий между электродами, создаёт собственное магнитное поле $H_s(0, H_\phi, 0)$, которое дополняет поле соленоида так, что суммарное магнитное поле H имеет в общем случае три компоненты: радиальную H_r , азимутальную H_ϕ и осевую H_z . Отметим несколько механизмов ускорения ионов в этих устройствах. Первый определяется действием термоэлектронной ЭДС, обусловленной градиентом давления электронов, который возникает вследствие убывания концентрации и температуры электронного газа при истечении и расширении плазмы в вакуум. Второй обусловлен холловской ЭДС, возникающей вследствие разделения зарядов при взаимодействии азимутальной составляющей электронного тока с B_r . Азимутальное движение зарядов обусловлено эффектом Холла в скрещенных электрическом и магнитном полях. Третий обусловлен омической ЭДС, возникающей вследствие электрон-ионного трения. При столкновении с ионом электрон теряет направленную скорость, и в плазме возникает электрическое сопротивление так, что электрическое поле вдоль линий тока ускоряет ионы. В зависимости от параметров дугового разряда в торцевых ускорителях могут реализовываться все три механизма ускорения ионов. Плазменный поток, расширяясь через сопло в вакуум, ускоряется как под действием объемной электромагнитной силы, так и под

действием термоэлектронной ЭДС, пропорциональной градиенту давления. При малых токах разряда электромагнитные силы малы. Главную роль в ускорении плазменного потока играют газодинамические силы и замагниченная электронная компонента, обладающая диамагнитными свойствами, двигаясь вдоль силовых линий и увлекая за собой ионную компоненту, ускоряет плазменную струю в направлении убывания модуля магнитной индукции. При увеличении разрядного тока главным становится холловский механизм ускорения плазменного потока. В скрещенных магнитном и электрическом полях заряженные частицы дрейфуют, что приводит к формированию азимутального тока электронов, который, взаимодействуя с радиальной составляющей магнитного поля, ускоряет плазменную струю. Как будет показано ниже, при проведении экспериментов, описанных в работе [7], наибольший вклад в ускорение плазмы вносит ЭДС Холла.

Принципиальная электрическая схема эксперимента

В разделе «Условие существования и особенности реализации модуляционного и импульсного режимов работы МПДУ» приводится анализ работы электрической схемы импульсного питания МПДУ, представленной в работе [7] и основанной на схеме Моргана [9]. Реализация импульсного и модуляционного режимов работы ускорителя достигалась включением в схему импульсного питания ускорителя (рис. 2) полупроводникового прерывателя разрядного тока (УПВ). Параллельно прерыва-

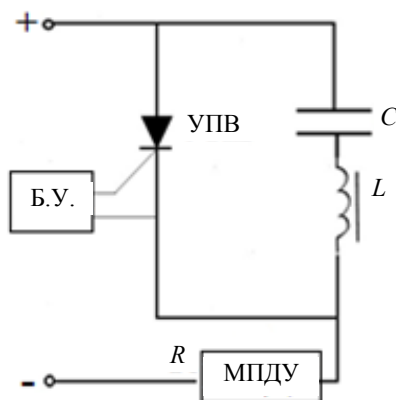


Рис. 2. Принципиальная электрическая схема эксперимента: Б.У. – блок управления; УПВ – управляемый полупроводниковый вентиль

телю подключалась LC-цепь. Для управления полупроводниковым вентилем (тиристор ТЧ-100) использовался генератор прямоугольных импульсов (Б.У.), собранный на основе несимметричного мультивибратора и работавший в диапазоне частот $f \sim 400 \div 10000$ Гц. В экспериментах задействовали два блока управления цепью разряда: первый работал в диапазоне частот $400 \div 900$ Гц, второй соответственно в диапазоне $5 \div 10$ кГц. В серии экспериментов с первым блоком ёмкость конденсатора имела фиксированное значение 100 мкФ, а индуктивности принимали четыре различных значения: 160 , 320 , 500 и 2000 мкГн. В серии экспериментов с прерывателем, работавшим в интервале частот $5 \div 10$ кГц использовались конденсаторы ёмкостью $C = 10 \div 50$ мкФ и индуктивности $L = 5 \div 60$ мкГн. В качестве рабочего вещества, подаваемого в ускорительный канал со стороны катода, использовался или аргон, или воздух (расход плазмообразующего газа изменялся в пределах $0,5 \div 2$ мг/с). Средние значения разрядных токов составляли $15 \div 40$ А, ток в витках соленоида $15 \div 30$ А, напряжение в цепи разряда $60 \div 100$ В, магнитное поле в центре торцевой части анода $0,05 - 0,1$ Т. Диагностика параметров струи проводилась с помощью направленных зондов Ленгмюра. Напряжение и ток разряда регистрировались на осциллографе. Типичная осциллограмма тока разряда представлена на рис. 3. Как следует из результатов зондовых измерений, на выходе МПДУ формировался плазменный поток с максимальной концентрацией электронов $n_e = (1 \div 3) \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$, температурой $T_e = 5 \div 10$ эВ и среднемассовой скоростью $v = (1 \div 2) \times 10^4$ м/с.

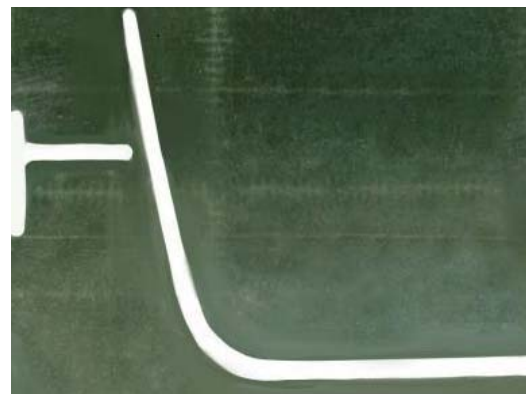


Рис. 3. Осциллограмма разрядного тока ускорителя, работающего в импульсном режиме

Обоснование линейности ВАХ разряда МПДУ

Как следовало из анализа результатов экспериментов, описанных в работе [7], стационарный режим работы ускорителя мог трансформироваться в импульсный, при котором ускоритель испускал плазменные сгустки с определенной частотой следования, подбором величин индуктивности L , ёмкости C и частоты прерывателя $f = 1/T$. Изменяя величину отношения L/C , можно было наблюдать переход импульсного режима работы ускорителя в модуляционный и обратно. Модуляционный режим работы ускорителя характеризуется тем, что интенсивность плазменной струи становится периодической функцией времени. В этих экспериментах большое внимание уделялось вольтамперной характеристике (ВАХ) разряда МПДУ. Было отмечено, что экспериментальные исследования стационарного режима работы МПДУ подтверждают линейность ВАХ разрядного тока в широком диапазоне его значений. Конечно же, вид ВАХ существенно зависел от расхода плазмообразующего газа, вида рабочего тела, геометрии ускорителя, величины и геометрии внешнего магнитного поля. Однако, линейность различных участков ВАХ МПДУ отмечалась в работах многих авторов [10–12]. Согласно проведённым экспериментальным исследованиям [7], сопротивление разрядного промежутка МПДУ определялось геометрией электродной системы ускорителя, геометрией магнитного поля, а также током накала катода, расходом рабочего тела, током в соленоиде, давлением в вакуумной камере, и практически не зависело от величины разрядного тока в диапазоне до 60 А. Качественно линейность ВАХ разрядного промежутка при определённых условиях можно объяснить следующим образом. В [13] приведено уравнение, следствием которого является обобщённый закон Ома применительно к течению квазинейтральной, полностью и однократно ионизованной плазмы во внешнем магнитном поле:

$$\frac{d\vec{j}}{dt} = \frac{ne^2}{m} (\vec{E} + \vec{u} \times \vec{B}) - \frac{e}{m} [\vec{j} \times \vec{B}] + \frac{e}{m} \nabla p_e - \frac{\vec{j}}{\tau_{ei}}, \quad (1)$$

где \vec{j} – плотность тока; e , m , n – заряд, масса, концентрация электронов; p_e – давление электронов ($p_e = nkT_e$), T_e – температура электро-

нов; τ_{ei} – эффективное время передачи импульса от электрона к ионам; \vec{E} – вектор напряжённости электрического поля; \vec{u} – средняя массовая скорость плазмы; \vec{B} – вектор магнитной индукции. В диапазоне перечисленных ранее рабочих частот прерывателя характерное время изменения плотности тока ($\tau_p = 1/f$) существенно превышает время между столкновениями электронов с ионами, вследствие чего левая часть уравнения (1) можно пренебречь по сравнению с \vec{j}/τ_{ei} : $\tau_p \sim (1 \div 25) \times 10^{-4} \text{ с} \gg \tau_{ei} = 3,5 \times 10^{10} T_e^{3/2} / (n \ln \Lambda) \sim 3,9 \times 10^{-8} \text{ с}$ ($T_e \sim 5 \text{ эВ}$, $n \sim 10^{19} \text{ м}^{-3}$, $\ln \Lambda \sim 1$). В результате уравнение (1) принимает вид обобщённого закона Ома:

$$\vec{E} = \frac{\vec{j}}{\sigma_0} - \vec{u} \times \vec{B} - \frac{1}{ne} \times \nabla p_e + \frac{\omega \tau_{ei}}{\sigma_0 B} \vec{j} \times \vec{B} \quad (2)$$

где $\omega = eB/m \sim 5 \times 10^9 \text{ рад/с}$ ($B \sim 0,03 \text{ Т}$) – электронная циклотронная частота, $\sigma_0 = ne^2 \tau_{ei} / m$ – проводимость плазмы в отсутствие магнитного поля. В рассматриваемых экспериментах электронная компонента в канале ускорителя замагничена и параметр Холла существенно превышал единицу ($\omega \tau_{ei} = 5 \times 10^9 \times 3,9 \times 10^{-8} = 195$). Разгон ионной компоненты квазинейтральной плазмы может быть осуществлён одним из трёх механизмов: 1) работой омической ЭДС, возникающей вследствие электрон-ионного трения ($\sim \vec{j} \cdot en\vec{u} / \sigma_0$); 2) работой термоэлектронной ЭДС, обусловленной градиентом давления электронов ($\sim \nabla p_e \cdot \vec{u}$); 3) работой ЭДС Холла $\sim (\omega \tau_{ei} / \sigma_0) ne\vec{u} [\vec{j} \times \vec{B}] / B$. Второе слагаемое в уравнении (2) не влияет на разгон ионов: $en\vec{u} \cdot [\vec{u} \times \vec{B}] = en\vec{B} \cdot [\vec{u} \times \vec{u}] = 0$. Первое слагаемое в законе Ома значительно меньше последнего:

$$\frac{j}{\sigma_0} : \frac{\omega \tau_{ei}}{\sigma_0 B} |\vec{j} \times \vec{B}| \sim (\omega \tau_{ei})^{-1} \sim (195)^{-1} \approx 0,005.$$

Сравним четвёртый и третий члены в уравнении (2):

$$\begin{aligned} \frac{\omega \tau_{ei} |\vec{j} \times \vec{B}| ne}{\sigma_0 B |\nabla p_e|} &\approx \frac{\omega \tau_{ei} ne}{\sigma_0 B} \frac{j_0 B l_r}{p_e} = \frac{j_0 B l_r}{\rho a_c^2} = \\ &= \frac{j_0 B l_r}{\rho u^2} \times \frac{\rho u^2}{\rho a_c^2} = St \times M^2 \sim 1,45 \times 8,29 \approx 12. \end{aligned}$$

Здесь $a_c = (kT_e/m_i)^{1/2} \sim 3,47$ км/с – скорость ионного звука, $m_i = m_{Ar} \sim 66,3 \times 10^{-27}$ кг; $l_r \sim 2$ см – характерный поперечный размер области ускорения, $Q = n(m_i + m_e) \approx \approx nm_i \sim 6,63 \times 10^{-7}$ кг/м³ – плотность плазмы, $M = u/a_c \sim 2,88$ – число Маха ионов, $u \sim 10$ км/с; $St = j_0 B l_r / (\rho u^2)$ – параметр магнитного взаимодействия (число Стюарта). В области разряда магнитное поле замагничивало электроны, но было недостаточно большим для замагничивания ионов, так что выполнялись неравенства: $R_e \ll l_r \sim R_i$, $\omega_i \tau_{ii} \ll 1$, где $R_e = (kT_e/m)^{1/2} \omega^{-1} \sim 1,88 \times 10^{-2}$ см, $R_i = (kT_i/m_i)^{1/2} \omega_i^{-1} \sim 1,5$ см – ларморовские радиусы электронов и ионов, $T_i \sim 0,5$ эВ температура ионов; $\omega_i = eB/m_i \sim 7,24 \times 10^4$ рад/с – ионная циклотронная частота, $\tau_{ii} = 3 \times 10^{12} T_i^{3/2} (m_i/2m_p)^{1/2} / (n \ln \Lambda) \sim 4,7 \times 10^{-7}$ с – время изменения импульса ионов вследствие кулоновского взаимодействия, $\omega_i \tau_{ii} \sim 3,4 \times 10^{-2}$ – параметр Холла ионов. Один из множителей в определении параметра St это j_0 – плотность тока Холла, возникающего вследствие замкнутого дрейфа заряженных частиц в скрещенных электрическом и магнитном полях. Ввиду большого ларморовского радиуса ионов они практически не дрейфуют в азимутальном направлении, двигаясь от анода к катоду, и не влияют на величину j_0 . Электроны движутся преимущественно в азимутальном направлении $[\vec{E} \times \vec{B}]$ со средней скоростью, определяемой скоростью электрического дрейфа: $\vec{V}_d = [\vec{E} \times \vec{B}] / B^2$. Кроме того, при столкновениях с ионами и стенками разрядной камеры, а также под влиянием колебаний электроны смещаются в направлении от катода к аноду. Для оценки числа Стюарта выразим плотность тока j_0 через скорость дрейфа электронов V_d в скрещенных \vec{E} и \vec{B} полях: $V_d = E_{\perp} / B$, $j_0 = enV_d$, $St = enE_{\perp} l_r / (\rho u^2) \sim \sim e(\phi_a - \phi_k)n / (Qu^2) \sim 1,45$, где $\phi_a - \phi_k \sim 60$ В – разность потенциалов между анодом и катодом. Сравним третий и первый члены в уравнении (2):

$$\frac{|\nabla p| \times \sigma_0}{ne \times j} = \frac{|\nabla p_e|}{ne} \times \frac{\sigma_0 B}{\omega \tau_{ei} |\vec{j} \times \vec{B}|} \times \frac{\omega \tau_{ei} |\vec{j} \times \vec{B}|}{\sigma_0 B} \times \frac{\sigma_0}{j} = \frac{\omega \tau_{ei}}{St \times M^2} \sim \frac{195}{12} \approx 16,2.$$

В результате справедливо неравенство: ЭДС Холла > термоэлектронная ЭДС > омическая ЭДС. В условиях экспериментов, представленных в работе [7], электрическое поле в зоне ускорения разрядной камеры МПДУ имеет преимущественно лоренцовскую природу. Термо-ЭДС, обусловленная градиентом электронного давления ∇p_e , не вносит значительного вклада в ускорение ионов, но играет заметную роль в формировании направления суммарной напряженности электрического поля и траекторий ионов в начальной части зоны ускорения. Как следует из формулы (2), вектор плотности тока \vec{j} не коллинеарен вектору напряженности электрического поля \vec{E} . Под действием магнитного поля плазма теряет изотропию и её электрическая проводимость становится тензором. Вычислим компоненты тензора проводимости в предположении однородности плазмы ($\vec{\nabla} p = 0$), введя единичный вектор $\vec{b} = \vec{B} / |\vec{B}|$ и вектор электрического поля в сопутствующей системе координат: $\vec{E}^* = \vec{E} + \vec{u} \times \vec{B}$. Представив вектор плотности тока в виде суммы составляющих вдоль и поперёк магнитного поля ($\vec{j} = \vec{j}_{\parallel} + \vec{j}_{E_{\perp}} + \vec{j}_{E_{\perp} \times b}$), умножив уравнение (2) векторно на \vec{b} , получим систему векторных уравнений, из которой находим:

$$\vec{j}_{\parallel} = \sigma_0 \vec{E}_{\parallel}^*, \quad \vec{j}_{E_{\perp}} = \frac{\sigma_0}{(\omega \tau_{ei})^2 + 1} \vec{E}_{\perp}^*, \quad (3)$$

$$\vec{j}_{E_{\perp} \times b} = \sigma_0 \frac{\omega \tau_{ei}}{(\omega \tau_{ei})^2 + 1} [\vec{E}_{\perp}^* \times \vec{b}],$$

где $\vec{j}_{E_{\perp} \times b}$ плотность тока Холла и, соответственно, холловская компонента проводимости: $\sigma_{хол} = \sigma_0 \frac{\omega \tau_{ei}}{(\omega \tau_{ei})^2 + 1}$.

Из выражений для компонент плотности тока следует, что холл-эффект приводит к появлению тока поперёк электрического и магнитного полей, причём этот холловский ток существенно превосходит ток вдоль электрического, но перпендикулярно магнитному полю. Как следует из выражения (3), если нагревом плазмы и собственным магнитным полем можно пренебречь, то сопротивление разрядного промежутка МПДУ не зависит от разрядного тока ($\sigma_0 \sim T_e^{3/2}$). В работе [14] отмечено, что активное сопротивление ускорителя с собственным магнитным полем оставалось неизменным в интервале разрядных токов 50÷125 кА, что косвенно подтверждает приведённые рассуждения. В работах [15, 16] установлено условие возбуждения различных ветвей электронных колебаний и рассмотрен возможный механизм развития электронной неустойчивости в плазменном потоке МПДУ. В результате исследования интенсивности и спектров электронных колебаний выявлены две их ветви. Авторы утверждают, что возбуждение низкочастотных электронных колебаний приводит к турбулентному электронно-ионному трению и аномальному ускорению плазмы. Возбуждение высокочастотной ветви электронной неустойчивости приводит к аномальной поперечной проводимости плазмы и турбулентному нагреву электронной компоненты плазменного потока. В этих условиях предположение о независимости сопротивления разрядного промежутка МПДУ от разрядного тока становится некорректным. К тому же в настоящей работе исключается рассмотрение кризисных режимов работы МПДУ, когда электроны замагничиваются в прианодном слое, вследствие чего может развиваться ионно-звуковая неустойчивость, являющаяся причиной аномального сопротивления и вызывающая турбулентный нагрев плазмы [17]. Таким образом, в первом приближении для выявления основных особенностей работы схемы, изображённой на рис. 2, и определения формы импульса разрядного тока при проведении электротехнических расчётов разрядная камера МПДУ будет отождествлена с активным сопротивлением R .

Условие существования и особенности реализации модуляционного и импульсного режимов работы МПДУ

Анализ работы схемы разобьём на две стадии. Первая стадия начинается с момента открывания тиристора управляющим сигналом с блока управления (Б.У.) и заканчивается при исчезновении тока через тиристор, что приводит к его запирающему. Вторая стадия начинается с момента запирающего тиристора и прекращается в момент его открывания сигналом с Б.У. Для периодической повторяемости процессов, происходящих в схеме, необходимо, чтобы значения тока в цепи и заряда конденсатора, соответствующие началу первой стадии, совпали со значениями тока и заряда в момент окончания второй стадии.

Рассмотрим подробно каждую стадию работы схемы. При подаче импульса напряжения с Б.У. на управляющий электрод тиристора происходит его открывание, и напряжение источника питания непосредственно подается на сопротивление R (т. е. подается анодное напряжение на ускоритель плазмы). Через сопротивление R практически мгновенно (в пренебрежении индуктивностью цепи разряда) устанавливается ток $I_0 = \varepsilon/R$, что означает появление разрядного тока в ускорителе плазмы. В то же время происходит короткое замыкание емкости на индуктивность, и возникают электрические колебания тока в LC контуре, описываемые уравнением

$$I = I_m \sin(\omega t + \varphi_0), \quad (4)$$

где собственная частота колебаний $\omega = 1/\sqrt{LC}$, а амплитуда I_m и начальная фаза φ_0 связаны с начальными значениями заряда конденсатора q_n и тока в контуре I_n соотношениями:

$$\frac{LI_m^2}{2} = \frac{q_n^2}{2C} + \frac{LI_n^2}{2}; \quad I_n \geq 0; \quad \sin \varphi_0 = \frac{I_n}{I_m}; \quad (5)$$

$$\varphi_0 = \pi - \arcsin \frac{I_n}{I_m}; \quad \frac{dI}{dt} < 0.$$

Следует отметить, что значения q_n и I_n при периодическом режиме работы схемы устанавливаются по истечении некоторого времени релаксации, проходящего с момента первого

открывания тиристора. В начале же работы схемы (в момент первого открывания тиристора) ток в цепи отсутствует, а заряд на конденсаторе $Q = C\varepsilon$. При этом максимальное значение тока в LC контуре $I_{\max} = \varepsilon(C/L)^{1/2} = \omega Q$, так что запираение тиристора произойдет лишь при $I_{\max} \geq I_0$, или $\varepsilon(C/L)^{1/2} \geq \varepsilon/R$. Вводя параметр $\alpha = R(C/L)^{1/2}$, получим, что выполнение неравенства $\alpha \geq 1$ является необходимым условием работы схемы. Учитывая, что ток через тиристор является алгебраической суммой разрядного тока и тока в LC контуре, то для времени запираения тиристора, определяемого из условия $I_{\text{тир}} = I_0 - I = 0$, получим:

$$t_1 = \frac{1}{\omega} \left(\arcsin \frac{I_0}{I_m} - \varphi_0 + 2\pi \right) = \frac{1}{\omega} \left(\arcsin \frac{I_0}{I_m} + \arcsin \frac{I_n}{I_m} + \pi \right). \quad (6)$$

Заряд конденсатора в этот момент времени отрицателен ($dI/dt > 0$) и может быть найден из закона сохранения энергии для LC контура:

$$Q_0 = -\frac{I_m}{\omega} \sqrt{1 - \frac{I_0^2}{I_m^2}}.$$

Очевидно, что для осуществления периодического режима работы ускорителя необходимо выполнение условия: $I_m \geq I_0$. Время t_1 (6) определяет длительность стационарного значения разрядного тока $I = I_0$ и соответствует началу второй стадии работы схемы. На второй стадии ($t > t_1$) в RLC контуре возникнут затухающие электрические колебания. Ниже приводятся выражения тока в цепи $I(t)$ и заряда конденсатора $Q(t)$, удовлетворяющие условию непрерывности функций I и Q , как при переходе ко второй стадии в момент времени $t = t_1$, так и в момент повторного открытия ти-

ристора при $t = T$, где $T = 1/f$ – период работы схемы. При проведении расчётов ток в контуре считался положительным, если он протекал в направлении положительного обхода контура (по часовой стрелке). Можно показать, что при $t = 0$, в момент открытия тиристора либо $I = I_n > 0$, $Q = q_n > 0$, либо $I_n = 0$ и $q_n = \alpha\omega^{-1}I_0$. В LC контуре при $0 < t < t_1$ зависимости тока и заряда конденсатора от времени могут быть записаны в виде:

$$I = I_m \sin \left(\omega t + \pi - \arcsin \frac{I_n}{I_m} \right), \\ Q = -\frac{I_m}{\omega} \cos \left(\omega t + \pi - \arcsin \frac{I_n}{I_m} \right).$$

Здесь учтено, что в (4) начальная фаза определяется выражением (5) и

$$\left. \frac{dI}{dt} \right|_{t=0} = -I_m \omega \sqrt{1 - \frac{I_n^2}{I_m^2}} < 0, \quad q_n = \frac{I_m}{\omega} \sqrt{1 - \frac{I_n^2}{I_m^2}} > 0.$$

К моменту времени $t_d = \omega^{-1} \arcsin(I_n / I_m)$ положительный заряд конденсатора достигнет максимума, а к моменту $\omega^{-1} [\pi + \arcsin(I_n / I_m)]$ конденсатор полностью перезарядится. С этого момента в LC контуре начнёт нарастать ток, противоположный разрядному, что и приведёт к завершению первой стадии к моменту времени t_1 , определяемому выражением (6). Вторая стадия начинается с момента запираения тиристора при $t = t_1$ и завершается при $t = T$. Зависимость разрядного тока от времени при $t_1 < t < T$ удовлетворяет уравнению затухающих колебаний с начальными условиями:

$$I|_{t=t_1} = I_0, \quad \left. \frac{dI}{dt} \right|_{t=t_1} = \omega \sqrt{I_m^2 - I_0^2} > 0,$$

и при $1 \leq \alpha < 2$ может быть представлена в виде:

$$I = I_0 \frac{e^{-\beta(t-t_1)}}{\sin \theta_0} \times \sin [\Omega(t-t_1) + \theta_0], \quad \text{где } 2\beta = \frac{R}{L}, \quad \Omega = \sqrt{|\omega^2 - \beta^2|}, \quad \theta_0 = \arctg \left[\Omega / (\omega \sqrt{I_m^2 - I_0^2} + \beta) \right]. \quad (7)$$

Здесь и далее: $\bar{I}_m = I_m / I_0$. Зависимость заряда конденсатора от времени на стадии затухающих колебаний при $1 \leq \alpha < 2$ имеет вид:

$$Q = C\varepsilon + I_0\omega^{-1} \frac{e^{-\beta(t-t_1)}}{\sin \theta_0} \sin[\Omega(t-t_1) + \theta_0 + \theta_1 + \pi], \quad \theta_1 = \arctg(\Omega\beta^{-1}). \tag{8}$$

Если параметры схемы таковы, что $\alpha > 2$ то

$$I = I_0 \frac{e^{-\beta(t-t_1)}}{\operatorname{sh} \eta_0} \times \operatorname{sh}[\Omega(t-t_1) + \eta_0], \quad \eta_0 = \operatorname{arcth} \left[\Omega / \left(\omega \sqrt{\bar{I}_m^2 - 1} + \beta \right) \right], \tag{9}$$

$$Q = C\varepsilon + I_0\omega^{-1} \frac{e^{-\beta(t-t_1)}}{\operatorname{sh} \eta_0} \operatorname{sh}[\Omega(t-t_1) + \eta_0 + \eta_1 + i\pi], \quad \eta_1 = \operatorname{arcth}(\Omega\beta^{-1}). \tag{10}$$

В частном случае $\alpha = 2$ выражения для тока и заряда получаются предельным переходом при $\Omega \rightarrow 0$:

$$I = I_0 e^{-\tau} \left[1 + \tau \left(1 + \sqrt{\bar{I}_m^2 - 1} \right) \right], \quad Q = C\varepsilon \left\{ 1 - 1/2 \times e^{-\tau} \left[1 + (1 + \tau) \left(1 + \sqrt{\bar{I}_m^2 - 1} \right) \right] \right\}, \tag{11}$$

где $\tau = \omega(t - t_1)$. Форма импульса разрядного тока $I(t)$ в простейшем случае $\alpha = 2$ схематично представлена на рис. 4. При построении графиков использовались формулы (6), (11) и программные средства Matlab.

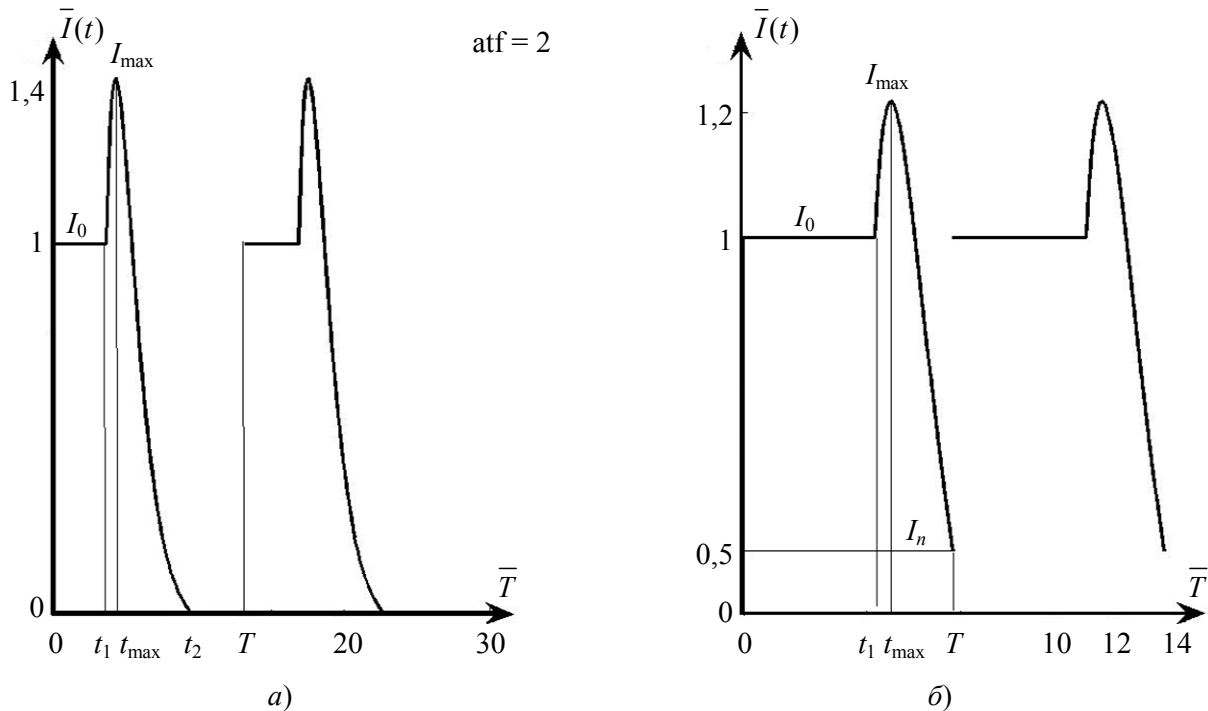


Рис. 4. Форма импульса разрядного тока: а) – импульсный режим; б) – модуляционный режим

При $t < t_1$ ток разряда постоянен, а при $t > t_1$, непосредственно после запираания тиристора, ($I_m > I_0$) имеет место нарастание тока до определенного максимального значения $I_{\max} < 2 \cdot I_0$, достигаемого в момент времени t_{\max} . В дальнейшем ($t > t_{\max}$) при $\alpha \geq 2$ ток монотонно убывает, асимптотически приближаясь к нулю. При $1 \leq \alpha < 2$ обращение тока в ноль в момент времени

$$t_2 = \omega^{-1} \left(\pi + \arcsin \frac{\bar{I}_n}{I_m} + \arcsin \frac{1}{I_m} \right) + \Omega^{-1} (\pi - \theta_0), \quad (12)$$

$$\theta_0 = \operatorname{arctg} \left[\sqrt{4 - \alpha^2} / \left(2\sqrt{I_m^2 - 1} + \alpha \right) \right]$$

в случае, когда $\bar{I}_m = \bar{I}_m(\alpha)$ совпадает с решением уравнения (13) ($\bar{I}_m(\alpha) \approx \alpha$ при $1,7 < \alpha < 2$),

$$\bar{I}_m(\alpha) = \alpha + \sqrt{I_m^2 + \alpha \sqrt{I_m^2 - 1}} \times e^{-\frac{\alpha}{\sqrt{4 - \alpha^2}} \times (\theta_0(\bar{I}_m) - \pi)} \quad (13)$$

завершит вторую стадию работы ускорителя. В (12) использовано обозначение: $\bar{I}_n = I_n / I_0$. При работе в модуляционном режиме ток убывает до минимального значения I_n . Начальный разрядный ток I_n и начальный заряд на конденсаторе q_n определяются периодом работы схемы T , задаваемым генератором прямоугольных импульсов, причем зависимость I_n и q_n (а точнее I_m и φ_0) от T получается из решения трансцендентного уравнения, выражающего собой равенство начальной энергии, запасенной в LC -контуре, и энергии в нем в момент времени T . Подавая внешние управляющие сигналы с Б.У., следующие с периодом T , можно добиться периодической зависимости разрядного тока от времени. При этом выбор периода срабатывания схемы T полностью определит начальные значения тока и заряда конденсатора, а, следовательно, I_m и φ_0 . Однозначно определяются также характерные времена t_1 , t_{\max} , t_2 и максимальное значение тока I_{\max} . Для нахождения связи между T и перечисленными величинами более результативным и удобным является решение об-

ратной задачи: по фиксированному I_m ($I_m > I_0$) определить период T (т. е. тот момент времени, когда энергия, заключенная в индуктивности и емкости, принимает начальное значение $E = LI_m^2 / 2$), а затем фазу φ_0 . Возможность решения обратной задачи вытекает из следующих соображений. Изменение энергии E со временем на второй стадии ($t > t_1$) определяется уравнением $dE/dt = \varepsilon I \times (1 - I/I_0)$, из которого следует, что с момента запираания тиристора ($I = I_0$) энергия убывает ($dE/dt < 0$, $I > I_0$), достигая минимального значения $E_{\min} < LI_m^2 / 2$ в момент времени, когда ток вновь принимает значение I_0 . Далее энергия монотонно возрастает, либо, асимптотически стремясь к значению $E_\infty = C\varepsilon^2 / 2$ при $\alpha \geq 2$, либо при $1 \leq \alpha < 2$ принимает значение E_{\max} в момент времени (12), когда ток обращается в ноль. Отметим, что при $\alpha \geq 2$, первоначальная энергия в контуре $E_n = LI_m^2 / 2$ не может превосходить значения E_∞ , а, следовательно, возможные значения \bar{I}_m принадлежат интервалу $1 \leq \bar{I}_m < \alpha$. В этом случае всегда найдется такой момент времени ($t_2 = T$), когда энергия в контуре примет значение, соответствующее первой стадии работы схемы. Это и будет для данного значения \bar{I}_m период колебаний тока разряда. При выполнении неравенства $1 \leq \alpha < 2$ энергия, запасенная в LC контуре схемы, работающей на активной нагрузке, пропускающей ток в обоих направлениях, на второй стадии колеблется около E_∞ с убывающей амплитудой. В этом случае начальное значение энергии E_n может превысить E_∞ . Это означает, что в процессе релаксации колебаний может произойти накопление энергии в колебательном контуре. Возможность же периодической работы схемы при этом будет определяться величиной максимума энергии, достигаемого в момент времени (12), момент времени t_2 обращения тока в ноль:

$$E_{\max} = \frac{LI_0^2}{2} \left[\frac{2\beta}{\omega} + \frac{\Omega}{\omega \sin \theta_0} \times e^{\frac{\beta}{\Omega}(\theta_0 - \pi)} \right]^2. \quad (14)$$

Можно показать, что в этом случае периодическая работа схемы возможна лишь при

выполнении неравенства: $\frac{LI_m^2}{2} \leq E_{\max}(I_m)$, так что возможные значения \bar{I}_m принадлежат интервалу $1 \leq \bar{I}_m \leq \bar{I}_m^*(\alpha)$, где \bar{I}_m^* есть решение уравнения

$$\bar{I}_m = \frac{2\beta}{\omega} + \frac{\Omega}{\omega \sin \theta_0} \times e^{\frac{\beta}{\Omega}(\theta_0(\bar{I}_m) - \pi)}. \quad (15)$$

Используя формулы (7), можно показать, что уравнения (13) и (15) равносильны. Для реализации импульсного режима работы ускорителя, если параметры схемы таковы, что $1 \leq \alpha < 2$, необходимо настроить Б.У. на частоты меньше $f_g = t_2^{-1}$, чтобы заряд конденсатора к началу первой стадии успевал установиться на значении $q_n = C\varepsilon(\bar{I}_n = 0, \bar{I}_m = \alpha)$.

Результаты численных расчётов

Численное решение уравнения (13) относительно $\bar{I}_m = \bar{I}_m^*$ с подстановкой θ_0 из (7) при фиксированных $\alpha \in [1; 2)$ представлено на рис. 5, где учтено, что при $\alpha \geq 2$ $\bar{I}_m^* = \alpha$.

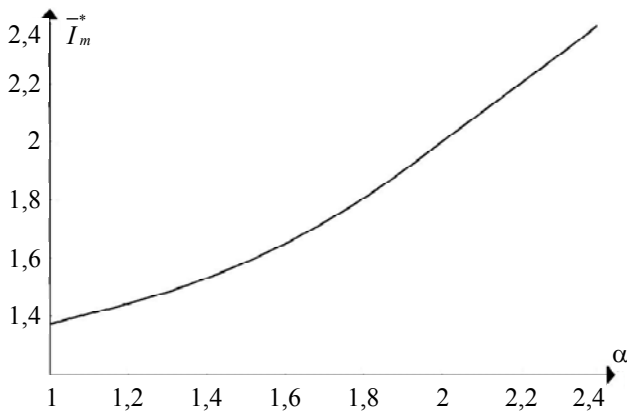


Рис. 5. График зависимости максимально возможных значений амплитуды тока \bar{I}_m^* от параметра α

Для определения зависимости \bar{I}_m от $\bar{T} = \omega \times T$ при различных α и возможных значениях \bar{I}_m , численно решалось трансцендентное уравнение:

$$\bar{I}^2(\bar{T}) + \bar{Q}^2(\bar{T}) = \bar{I}_m^2, \quad (16)$$

где $\bar{I} = I/I_0$, $\bar{Q} = Q\omega/I_0$, а I и Q определяются формулами (7)–(11) с подстановкой $\omega \times t = \bar{T}$. На рис. 6 представлены результаты численного решения уравнения (16) при значениях $\alpha = 2; 3; 6$. Расчеты позволяют при любых α по заданному периоду \bar{T} определить соответствующие ему значения \bar{I}_m и $\bar{I}_n = \bar{I}(\bar{T})$ и, следовательно, начальную фазу в

(4) $\varphi_0 = \pi - \arcsin(\bar{I}(\bar{T})/\bar{I}_m)$. Анализ работы представленной схемы управления разрядным током МПДУ свидетельствует о возможности использования её для реализации трёх режимов истечения плазмы из ускорителя: стационарного, модуляционного и импульсного. В первом случае разрядный ток не изменяется со временем. Во втором случае схема управления лишь модулирует разрядный ток, но не приводит к полному его разрыву. Импульсный же режим характерен тем, что разрядный ток отличен от нуля в течение времени $T_{\text{imp}} < T$, а в оставшийся промежуток времени $T - T_{\text{imp}}$ ток равен нулю. Именно в третьем режиме возможна генерация дискретных плазменных образований – плазменных ступков. Первому режиму работы схемы соответствуют значения параметра $0 < \alpha < 1$ и разрядный ток стационарен. При $1 \leq \alpha < 2$ всегда можно указать такой момент времени ($t = t_2$), при котором ток разряда обращается в ноль. Заметим, что при $\alpha = 2$, значение t_2 неограниченно увеличивается, а при значениях $\alpha > 2$ ток никогда не обращается в ноль. Под длительностью импульса тока (при $\alpha \geq 2$) мы будем подразумевать время, в течение которого ток убывает до некоторого минимального значения, которое условно примем равным $I_{\min} = 0,2 \times I_0$. Тогда при $I_n > I_{\min}$ схема будет обеспечивать модуляционный режим работы ускорителя с глубиной модуляции $\gamma = 1 - I_n/I_0$ всегда меньшей 0,8, а при $I_n \leq I_{\min}$ – импульсный режим, который можно характеризовать скважностью, определяемой формулой $S = T/T_{\text{imp}}$. На рис. 7 представлены зависимости глубины модуляции $\gamma(T)$ и скважности $S(T)$ от периода работы схемы T при различных значениях параметра α .

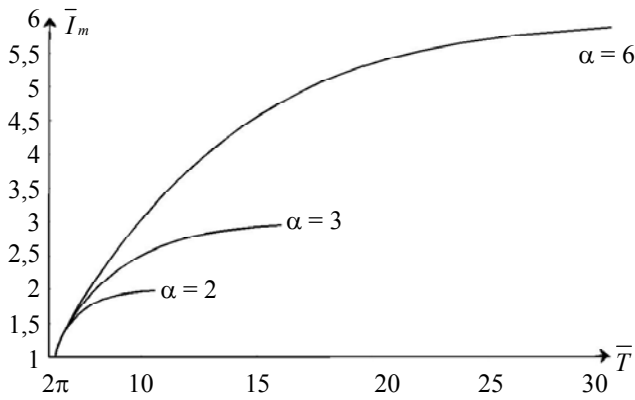


Рис. 6. График зависимости амплитуды тока I_m от периода работы схемы T при трёх различных значениях параметра $\alpha \neq 2; 3; 6$

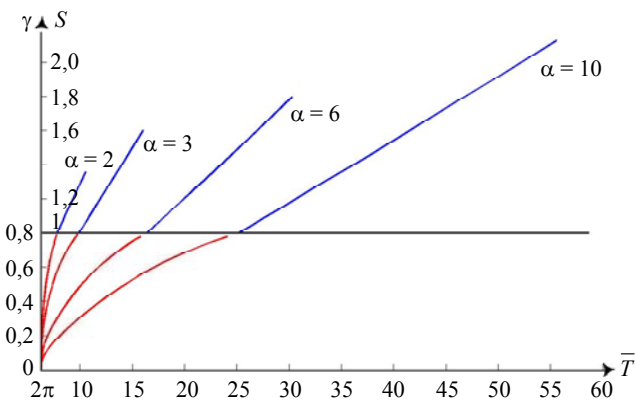


Рис. 7. График зависимости глубины модуляции γ и скважности S разрядного тока от периода работы схемы \bar{T} при различных значениях параметра $\alpha \geq 2$

Как следует из результатов численного счёта, модуляционный режим возможен лишь при T , удовлетворяющих неравенству $2\pi < \bar{T} \leq \bar{T}^*(\alpha)$. Зависимость $\bar{T}^*(\alpha)$ представлена на рис. 8 при $\alpha \in [1; 10]$. При $\bar{T} > \bar{T}^*(\alpha)$ имеет место импульсный режим работы схемы. Полученные в результате численных расчётов зависимости $\bar{I}_m(\bar{T})$ и $\varphi_0(\bar{T})$ позволяют для каждого фиксированного значения параметра α установить связь времени t_1 , в течение которого ток имеет стационарное значение I_0 , времени t_{\max} , при котором ток достигает максимального значения, максимально (I_{\max}) и минимально (I_n) возможных значений разрядного тока с периодом работы схемы T . На рис. 9 представлена зависимость безразмерного времени $\bar{t}_1 = \omega t_1$ (длительности первой стадии) от периода работы схемы \bar{T} при различных значениях параметра $\alpha \geq 2$.

Как видно из рис. 9 \bar{t}_1 монотонно убывает с увеличением \bar{T} от максимального значения, равного 2π (совпадающего с \bar{T}_{\min}) до минимального $\bar{t}_{1\min} = \pi + \arcsin(\alpha^{-1})$.

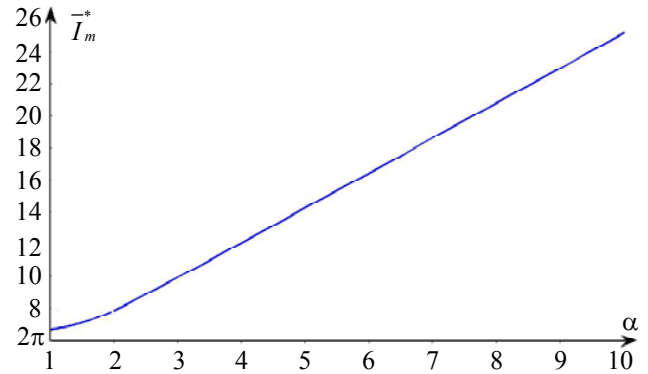


Рис. 8. График зависимости $\bar{T}^* = \bar{T}^*(\alpha)$ периода работы схемы, соответствующего переходу от модуляционного режима ($T < T^*$) к импульсному ($T > T^*$) от α

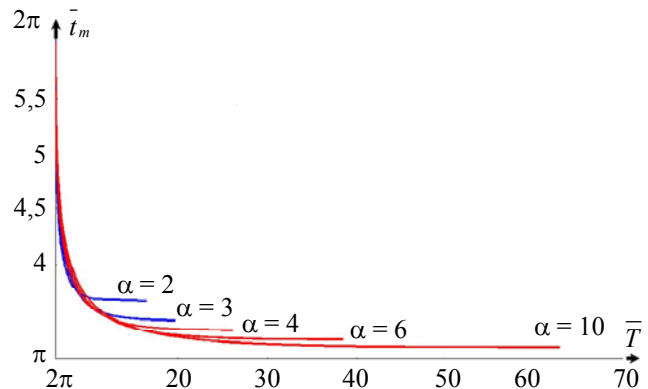


Рис. 9. График зависимости длительности первой стадии \bar{t}_1 (стационарного значения тока) от периода работы схемы \bar{T} при различных значениях параметра $\alpha \geq 2$

На рис. 10 представлены функциональные зависимости моментов безразмерного времени, при которых ток достигает максимального значения $\tau_{\max} = \omega(t_{\max} - t_1)$ от периода работы схемы \bar{T} при различных значениях параметра $\alpha: \alpha \in \{4; 6; 8; 10\}$. Как видно из рис. 10, τ_{\max} монотонно убывает при увеличении α . На рис. 11, 12 представлены зависимости максимального значения тока в импульсе \bar{I}_{\max} от \bar{T} при различных значениях параметра α . Предельное значение разрядного тока \bar{I}_{\max} для каждого допустимого α является мо-

нотонно возрастающей функцией \bar{T} , ограниченной сверху удвоенным стационарным значением тока ($\bar{I}_{\max} < 2$).

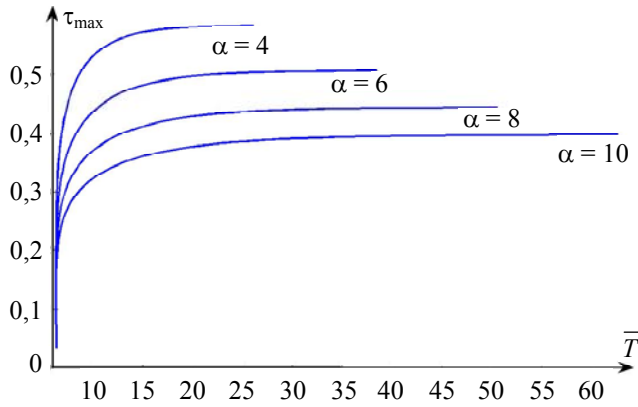


Рис. 10. График зависимости τ_{\max} от периода работы схемы \bar{T} при различных значениях параметра $\alpha > 2$

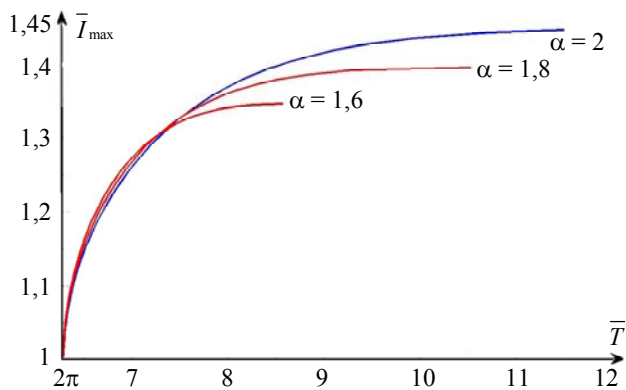


Рис. 11. График зависимости максимального значения тока от периода работы схемы \bar{T} при различных значениях параметра $\alpha \leq 2$

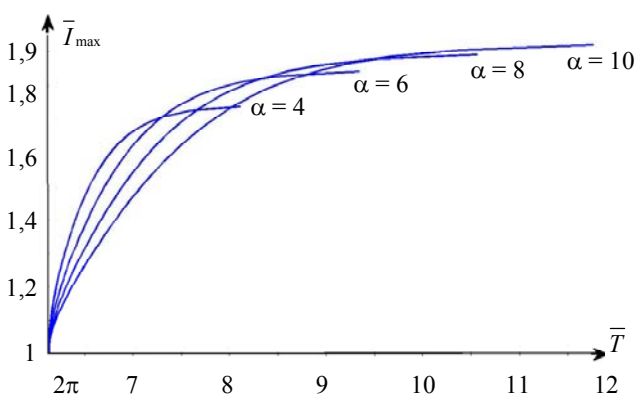


Рис. 12. График зависимости максимального значения тока от периода работы схемы \bar{T} при различных значениях параметра $\alpha > 2$

Заключение

Для создания импульсных плазменных образований, а также модулированных плазменных потоков, необходимых в активных геофизических экспериментах, исследовался импульсный режим работы МПДУ, который реализовывался при использовании схемы управления током разряда, основанной на схеме Моргана. Величина разрядного тока, являясь одним из основных параметров, характеризующих работу ускорителя, существенно влияет на такие параметры плазмы, как концентрация заряженных частиц, электронная температура, направленная скорость ионов и др. Поэтому форма импульса тока в рассматриваемой схеме управления цепью разряда непосредственно определяет и параметры плазменных образований, генерируемых ускорителем. Проведенные расчеты показали, что режим работы ускорителя в зависимости от параметров схемы может быть стационарным, модуляционным и импульсным. Длительность стационарного значения тока, максимальное значение разрядного тока, время достижения током максимального значения, форма импульса определяются при фиксированном значении параметра

$$\alpha = R \sqrt{\frac{C}{L}}$$

периодом работы схемы. Из анализа

полученных результатов установлено, что периодичность разрядного тока возможна лишь при $\alpha \geq 1$, причём функциональная зависимость $I(t)$ меняет свой вид при переходе через значение $\alpha = 2$, при условии, что R неизменно. Выражения для длительности стационарной фазы разрядного тока, его максимального значения, момента времени, соответствующего максимуму разрядного тока I_{\max} , зависящие от параметра α , получены аналитически. Проведенный численный анализ работы схемы позволяет прогнозировать ее рабочие режимы, а также такие параметры, как глубина модуляции (при модуляционном режиме), скважность (при импульсном режиме), длительность стационарного значения тока, времени при котором ток достигает максимального значения. Численно исследованы зависимости глубины модуляции (для модуляционного режима) и скважности (для импульсного режима) от периода работы схемы

при различных значениях α , а также зависимость от α периода работы схемы T^* , соответствующего переходу от модуляционного ($T < T^*$) к импульсному ($T > T^*$). Найдены минимально возможные значения периода работы схемы, а также и максимально возможные значения длительности первой стадии, которые оказались не зависящими от α . В среде Matlab проведена визуализация основных функциональных зависимостей, рассмотренных в работе. Графики аналитически полученной функциональной зависимости $I(t)$ при различных значениях параметра α сравнивались с осциллограммами токов, полученными при проведении стендовых экспериментов. Проведённый сравнительный анализ осциллограмм и графически представленных функциональных зависимостей $I(t)$ показал достаточно хорошее их качественное согласование в диапазоне частот $f \sim 500 \div 1000$ Гц. В области частот $f \sim 10$ кГц сказывалась инерционность разряда, и расчётная длительность стационарной стадии формирования плазменного сгустка заметно отличалась от найденной экспериментально.

ЛИТЕРАТУРА

1. Авдюшин С. И., Подгорный И. М., Попов Г. А., Поротников А. А. Плазменные ускорители и ионные инжекторы. Использование плазменных ускорителей для изучения физических процессов в космосе. – М.: Наука, 1984.
2. Коротеев А. С., Уткин Ю. А. / Тезисы докладов 36-е «Научные чтения памяти К. Э. Циолковского». – Калуга, 2001. С. 47.

3. Брухтий В. И., Глотова Н. Н., Поротников А. А. / Тезисы докладов V Всесоюзная конференция «Плазменные ускорители и ионные инжекторы». – Москва, 1982. С. 148–149.
4. Кубарев Ю. В., Часовитин Ю. К. / Тезисы докладов V Всесоюзная конференция «Плазменные ускорители и ионные инжекторы». – Москва, 1982. С. 146–148.
5. Авдюшин С. И., Александров В. А., Гомилка Л. А. / Тезисы докладов V Всесоюзная конференция «Плазменные ускорители и ионные инжекторы». – Москва, 1982. С. 157.
6. Росинский С. Е., Кубарев Ю. В. / Тезисы докладов Всесоюзный семинар «Физика быстропротекающих плазменных процессов». – Гродно, 1986. С. 70.
7. Росинский С. Е., Кубарев Ю. В., Лившиц А. И., Мартинсон А. А., Романовский Ю. А., Ташаев Ю. Н. / Приборы и техника эксперимента. 1991. № 1. С. 174.
8. Гришин С. Д., Лесков Л. В., Козлов Н. П. Плазменные ускорители. – М.: Машиностроение, 1983.
9. Джендри Ф., Гутцвиллер Ф. Н., Голоняк фон-Застров Управляемые полупроводниковые вентили. – М.: Механика, 1967.
10. Кубарев Ю. В., Коненко О. Р. / Тезисы докладов IV Всесоюзная конференция «Плазменные ускорители и ионные инжекторы». – Москва, 1978) С. 209.
11. Белан Н. В., Пимкин В. А., Подгорный В. А., Федотенко В. А. / Труды VII Объединённых научных чтений «Энергетические установки и электроракетные двигатели». – Москва, 1983. С. 57–65.
12. Тахара Х., Кагая Й., Иосикава Т. / Аэрокосмическая техника. 1991. № 1. С. 26.
13. Франк-Каменецкий Д. А. Лекции по физике плазмы. – Долгопрудный: Интеллект, 2008.
14. Климов Н. С., Коваленко Д. В., Подковыров В. Л., Кочнев Д. М., Ярошевская А. Д., Урлова Р. В., Козлов А. Н., Коновалов В. С. / ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2019. Т. 42. № 3. С. 52.
15. Kubarev Y. V. Proc. XX Intern. Conf. on Phenomena in ionized Gases. – Pisa, 1991. P. 531–532.
16. Кирдяшев К. П., Кубарев Ю. В. / Письма в ЖТФ. 2012. Т. 38. № 5. С. 3.
17. Галеев А. А., Сагдеев Р. З. Вопросы теории плазмы. Вып. 7. – М.: Атомиздат, 1973.

PACS: 52.75.-d + 52.30.-q + 52.50.Dg

Modulation and pulse modes of operation of end and magnetoplasmodynamic accelerators

Y. N. Tashayev

Moscow State University of Food Production
11 Volokolamskoe Shosse, Moscow, 125080, Russia
E-mail: tashayevyn@mgupp.ru

Received 6.02.2023; revised 10.03.2023; accepted 16.03.2023

A circuit for controlling the discharge current of a magnetoplasmodynamic accelerator based on the Morgan scheme is considered. It is shown that theoretically the operating

mode of the accelerator, depending on the parameters of the circuit, can be stationary, modulation, and pulsed. The necessary condition for the operation of the accelerator in the periodic mode is found. Calculations of the pulse shape of the discharge current are carried out. The condition for the transition from the modulation regime to the pulse regime is found. The dependences of the modulation depth (for the modulation mode) and the duty cycle (for the pulsed mode) on the period of operation of the circuit for various values of its parameters are numerically studied. The minimum possible values of the circuit operation period are established, as well as the maximum possible values of the duration of the stationary current stage. The experimentally observed pulse shapes were compared with the calculated ones.

Keywords: plasma jet, plasmoid, magnetoplasmodynamic accelerator, pulse mode, end Hall engine, discharge current, plasma flows, pulse shape, Morgan circuit, duty cycle.

DOI: 10.51368/2307-4469-2023-11-3-221-234

REFERENCES

1. Avdyushin S. I., Podgorny I. M., Popov G. A. and Porotnikov A. A., Plasma accelerators and ion injectors. The use of plasma accelerators for the study of physical processes in space, Moscow, Nauka, 1984.
2. Koroteev A. S. and Utkin Y. A., in Abstracts of reports 36th "Scientific readings in memory of K. E. Tsiolkovsky, Kaluga, 2001, p. 47.
3. Brukhtiy V. I., Glotova N. N. and Porotnikov A. A., in Abstracts V All-Union Conference on Plasma Accelerators and Ion Injectors, Moscow, 1982, pp. 148–149.
4. Kubarev Y. V. and Chasovitin Y. K., in Abstracts V All-Union Conference on Plasma Accelerators and Ion Injectors, Moscow, 1982, pp. 146–148.
5. Avdyushin S. I., Alexandrov V. A. and Gomilka L. A., in Abstracts V All-Union Conference on Plasma Accelerators and Ion Injectors, Moscow, 1982, p. 157.
6. Rosinsky S. E. and Kubarev Y. V., in Abstracts of reports All-Union Seminar on Physics of Fast Plasma Processes, Grodno, 1986, p. 70.
7. Rosinsky S. E., Kubarev Y. V., Livshits A. I., Martinson A. A., Romanovsky Y. A. and Tashayev Y. N., Devices and technique of experiment, № 1, 174 (1991).
8. Grishin S. D., Leskov L. V. and Kozlov N. P., Plasma accelerators, Moscow, Mashinostroenie, 1983.
9. Gentry F., Gutzwiller F. N. and Golonyak von Zastrov, Controlled semiconductor gates, Moscow, Mechanics, 1967.
10. Kubarev Y. V. and Konenkov O. R., in Abstracts IV All-Union Conference on Plasma Accelerators and Ion Injectors, Moscow, 1978, p. 209.
11. Belan N. V., Pimkin V. A., Podgorny V. A. and Fedotenko V. A., in Proc. VII Joint Scientific Readings on Power plants and electric rocket engines, Moscow, 1983, pp. 57–65.
12. Tahara H., Kagaya Y. and Yoshikawa T., Aerospace Engineering, № 1, 26 (1991).
13. Frank-Kamenetsky D. A., Lectures on Plasma Physics, Dolgoprudny, Intellect, 2008.
14. Klimov N. S., Kovalenko D. V., Podkovyrov V. L., Kochnev D. M., Yaroshevskaya A. D., Urlova R. V., Kozlov A. N. and Konovalov V. S., VANT. Ser. Thermonuclear fusion **42** (3), 52 (2019).
15. Kubarev Y. V., in Proc. XX Intern. Conf. on Phenomena in ionized Gases, Pisa, 1991, pp. 531–532.
16. Kirdyashev K. P. and Kubarev Y. V., Letters to ZhTF **38** (5), 3 (2012).
17. Galeev A. A. and Sagdeev R. Z., Problems of Plasma Theory, Iss. 7, Moscow, Atomizdat, 1973.