

04;12

Исследование газонаполняемого инжектора плазменного прерывателя тока

© В.В. Боровков, К.И. Алмазова, Е.П. Волков, В.Г. Корнилов, С.Ю. Корнилов, В.Д. Селемир, Д.А. Толшмяков, А.А. Хижняков, В.И. Челпанов

Российский федеральный ядерный центр
Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики,
607190 Саров, Нижегородская область, Россия
e-mail: mailbox@ntc.vniief.ru

(Поступило в Редакцию 8 июля 2002 г.)

Экспериментально исследован плазменный инжектор с импульсным газовым наполнением. Проведены интерферометрические измерения динамики формирования плазменного канала. При оптимальном режиме работы инжектор позволяет обеспечить плазменный канал диаметром 4 см с концентрацией электронов $\sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Исследовано влияние диаметра катода плазменного прерывателя тока на проводимость плазменного канала. Показано, что ток, пропускаемый через плазменный канал одиночного инжектора, достигает 400 кА.

Введение

Последнее десятилетие развития плазменных прерывателей тока (ППТ) характеризуется успешным освоением мегаамперной области токов при длительности фазы проводимости до $1 \mu\text{s}$ [1,2]. Продвижение в эту область сопровождалось увеличением плотности плазмы в ППТ с $10^{13} \dots 10^{14}$ до $6 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Необходимость увеличения плотности плазмы следует из масштабного соотношения, установленного в исследованиях на установках ACE и Decada [3,4],

$$IT/rl \sim \sqrt{n}, \quad (1)$$

где I — ток ППТ, достигаемый за время фазы проводимости плазменного канала длительностью T ; n , l — начальная плотность плазмы и аксиальная длина плазменного слоя; r — радиус катода ППТ.

Соотношение (1) определяет условие воспроизведения качества разрыва тока, характеризующее отношение длительностей фаз роста и резкого спада тока.

С 1999 г. в РФЯЦ-ВНИИЭФ начаты работы по созданию генераторов электромагнитных импульсов на основе индуктивных накопителей с ППТ при запитке от взрывомагнитных генераторов (ВМГ) [5].

Требуемое значение тока в нагрузке ВМГ (в данном случае ППТ) может быть получено только при весьма низких значениях ее импеданса: индуктивность и активное сопротивление нагрузки не должны превышать нескольких десятков наногенри и миллиом соответственно. Это ограничение нагрузочного узла ВМГ приводит к ограничению продольного размера ППТ и необходимости создания плазменного слоя с высокой плотностью.

В настоящее время наиболее часто используют плазменные инжекторы эрозионного типа, которые обеспечивают концентрацию плазмы в межэлектродном зазоре ППТ на уровне до $4 \dots 6 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ [6]. Интерес

к газоплазменным инжекторам связан с возможностью варьировать состав и плотность генерируемой плазмы, что в свою очередь позволяет улучшить параметры ППТ [7]. В [8] показано, что газоплазменный инжектор с обратным Z-пинчем позволяет создавать плазменные каналы различного состава с плотностью электронов от $6 \cdot 10^{15}$ до $2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$.

В данной работе приводятся результаты исследования коаксиального газоплазменного инжектора. Показано, что этот тип плазменного генератора позволяет получать плазменные струи с плотностью электронов вплоть до единиц на 10^{17} см^{-3} и увеличить ток через плазменный канал, создаваемый одним инжектором до 400 кА. Эксперименты выполнены на двух установках, одна из которых специализирована для исследования плазменного инжектора. На второй установке с данным плазменным инжектором исследовалась работа ППТ в режиме нарастания тока.

Возможность получения качественного разрыва тока при столь высокой плотности плазмы в настоящее время неочевидна. Конечный ответ может быть получен только экспериментально.

Экспериментальная установка и методика диагностики плазмы

Исследования плазменного инжектора [9] проводились в вакуумной камере, которая откачивалась до давления $5 \dots 8 \cdot 10^{-5} \text{ Торр}$. На одной из боковых стенок камеры устанавливался плазменный инжектор коаксиального типа с импульсным напуском газа. Напуск газа осуществлялся с помощью электромагнитного клапана в центральный электрод инжектора, который был заполнен в виде закрытой на конце трубки с внешним диаметром 2 см. Диаметр газового канала составлял 1.4 см. Через стакан с внутренним диаметром 4 см, который служил внешним электродом ПИ. Длина инжекторного узла составляла 21 см, расстояние между зоной

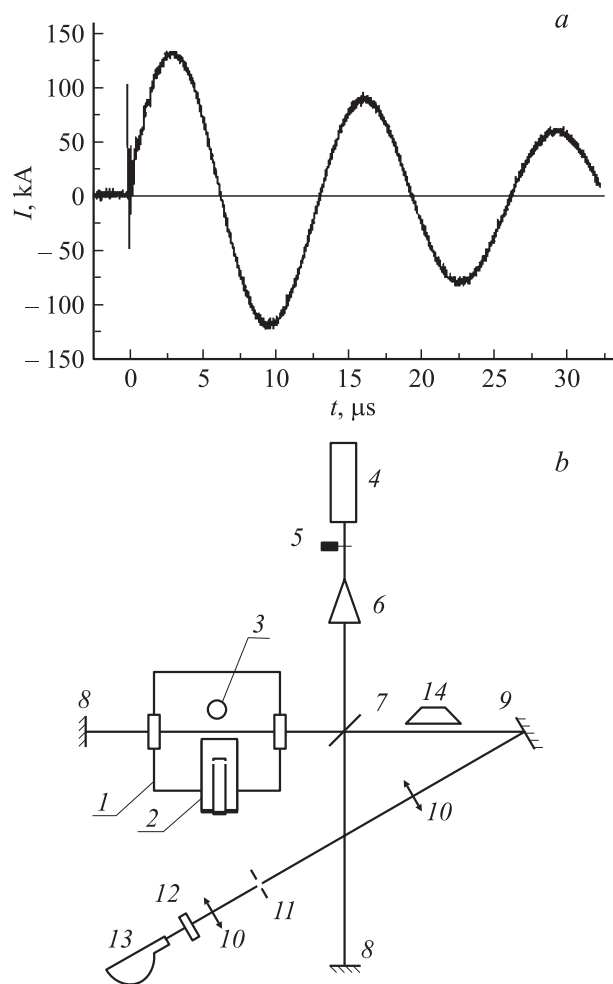


Рис. 1. Осциллограмма тока инжектора (а) и оптическая схема диагностики плазмы (б): 1 — вакуумная камера; 2 — инжектор; 3 — имитатор катода ППТ; 4 — зондирующий He-Ne лазер; 5 — электромагнитный затвор; 6 — расширяющий пучок телескоп; 7, 8 — зеркала интерферометра; 9 — поворотное зеркало; 10 — телескопическая система, строящая изображение инжектора на щели СФР; 11 — диафрагма; 12 — светофильтр КС-11; 13 — СФР; 14 — призма Дове.

напуска газа (конец центрального электрода) и выходом инжектора — 5 см. На внутренний электрод инжектора подавалось отрицательное напряжение 25 кВ от конденсатора емкостью 12 мкФ. Максимальная амплитуда тока составляла 125 кА, а полупериод — 6.5 мкс. В качестве имитатора катода ППТ использовался металлический стержень, который располагался на расстоянии 3 см от выхода инжектора.

На рис. 1 приведены осциллограмма тока плазменного инжектора (ПИ) и оптическая схема диагностики. Исследование плазмы, создаваемой плазменным инжектором, проводилось с помощью интерферометра Майкельсона, на длине волны He-Ne лазера $\lambda = 0.63 \mu\text{m}$. Регистрация интерференционной картины осуществлялась скоростным фоторезистором (СФР), работающим в режиме щелевой развертки с временным и простран-

ственным разрешениями 0.1 мкс и 0.3 мм соответственно. Для поворота изображения инжектора на щели СФР использовалась призма Дове. Точность определения сдвига интерференционной полосы составляла 1/20 от ее собственной ширины.

В процессе предварительных исследований обнаружено, что при открытии газового клапана и без включения разрядной батареи ПИ газ, вытекающий из инжектора в вакуумную камеру, не приводит к сдвигу интерференционных полос. В экспериментах с разрядом батареи ПИ зарегистрировано уменьшение показателя преломления в плазме, вытекающей из инжектора. Поэтому далее считалось, что основной вклад в изменение показателя преломления вносят свободные электроны плазмы.

Расчет интегральной по линии зондирования плотности электронов (далее — линейной плотности электронов) проводился по формуле

$$n_e l = -1.76 \cdot 10^{17} \Delta k \text{ (cm}^{-2}\text{)}, \quad (2)$$

где n_e — средняя по длине оптического пути концентрация электронов, l — геометрическая длина плазменного образования вдоль линии зондирования, Δk — сдвиг интерференционной полосы относительно ее собственной ширины.

Чувствительность методики по определению $n_e l$ составляла $9 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$. Численный коэффициент в (2) определяется с учетом двойного прохода зондирующего излучения через плазменный объект и поляризуемости электронов на длине волны зондирующего лазера.

Результаты оптической диагностики плазмы ПИ и их обсуждение

В экспериментах варьировалась задержка включения батареи ПИ (T_g) относительно момента включения батареи газового клапана, через который напускался атмосферный воздух. Предполагалось, что в зависимости от этой задержки в ПИ будет меняться концентрация газа, а следовательно, и плотность образующейся плазмы. Время между включением батареи газового клапана и началом поступления газа в разрядный промежуток составляло $\sim 350 \mu\text{s}$.

На рис. 2 представлены характерные интерферограммы динамики изменения распределения плотности электронов по длине плазменного канала для двух значений T_g . Щель СФР с помощью призмы Дове была ориентирована по оси ПИ и перпендикулярно плоскости выходного сопла ПИ, т.е. в направлении движения плазмы, вылетающей из инжектора. На рис. 3 приведены результаты обработки интерферограмм.

Отметим ряд особенностей формирования плазменного канала на выходе ПИ.

Максимальные значения скорости фронта первой плазменной волны ($\sim 3 \cdot 10^5 \text{ m/s}$) зарегистрировано для режима $T_g = 400 \mu\text{s}$. Практически отсутствовала задержка появления плазмы в межэлектродном промежутке

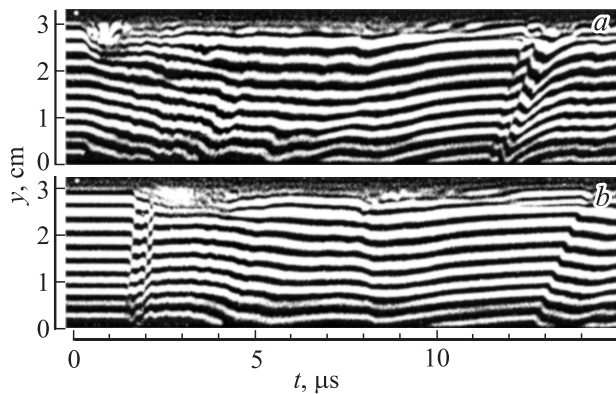


Рис. 2. Интерферограммы динамики изменения плотности электронов в направлении от инжектора к катоду. T_g , μs : a — 400, b — 500. $y = 0$ — срез выходного сопла инжектора, $t = 0$ — начало тока ПИ.

ППТ относительно срабатывания батареи ПИ. Динамика изменения плотности плазмы в зондируемой области имела две особенности: плавное увеличение концентрации электронов в плазменном канале до значения линейной плотности примерно $4 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ с характерным временем нарастания около $7 \mu\text{s}$ и дальнейшее уменьшение линейной плотности электронов до $1.5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2}$, а

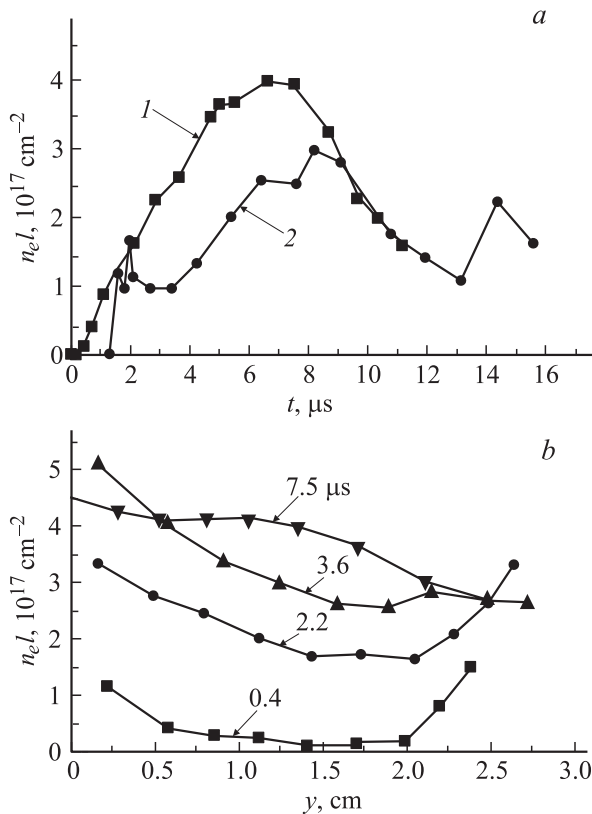


Рис. 3. Зависимость линейной плотности электронов от времени на расстоянии 1.5 см от инжектора (a) и распределение плотности электронов вдоль плазменного канала в различные моменты времени (b). T_g , μs : a — 400 (1), 500 (2), b — 400.

также мелкомасштабные флуктуации плотности плазмы, вылетающей из инжектора. Примерно на двенадцатой микросекунде зарегистрировано появление второй плазменной волны на выходе инжектора, которая связана с колебательным характером тока конденсаторной батареи инжектора. Данная волна имеет резкий скачок плотности плазмы на переднем фронте ($\sim 5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2}$), который распространяется со скоростью $3 \cdot 10^4 \text{ m/s}$.

Увеличение T_g до $500 \mu\text{s}$ привело к задержке появления плазмы на выходе инжектора, снижению скорости распространения переднего фронта плазменной волны до 10^5 m/s и появлению скачка плотности электронов на фронте первой волны.

Представленные результаты позволяют определить некоторые общие закономерности формирования плазменного канала на выходе ПИ.

Характер изменения плотности плазмы при $T_g = 500 \mu\text{s}$, а именно появление ударной волны на фронте вылетающей плазмы, указывает на то, что механизм формирования плазменного канала в этом режиме аналогичен тому, который реализуется в электромагнитных коаксиальных ударных трубках [10]. При больших T_g часть газа вытекает за пределы ПИ, т.е. в разрядный объем ППТ. Действительно, скорость стационарного истечения воздуха в вакуум $\sim 800 \text{ m/s}$. Поэтому за $\sim 100 \mu\text{s}$ (время между началом поступления газа в ПИ и включением разрядной батареи) размер области, занятой газовым облаком, может составлять $\sim 10 \text{ cm}$. Формирование плазменного слоя при пробое разрядного промежутка ПИ происходит вблизи конца трубки напуска газа, так как там реализуется наибольшая напряженность электрического поля. Под действием сил магнитного давления происходит ускорение плазменного слоя в направлении выхода инжектора и формирование ударной волны. Изначально ударная волна формируется и распространяется внутри ПИ (с этим связана задержка ее появления на выходе инжектора на $1.5 \mu\text{s}$), а затем по газовому облаку в межэлектродном промежутке ППТ. Из интерферометрических измерений следует, что концентрация воздуха на выходе ПИ не превышает $3.6 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ (чувствительность методики по нейтральному газу). Уменьшение плотности плазмы за ударной волной (рис. 3, a , кривая 2) характерно для ударных труб. А дальнейший плавный рост концентрации электронов, вероятно, связан с последующей ионизацией газа, находящего в буферной зоне ПИ.

В случае $T_g = 400 \mu\text{s}$ газ, вытекающий из отверстий центрального электрода до момента включения разрядной батареи, распространяется в направлении выхода ПИ и в буферную полость ПИ на $3 \dots 4 \text{ cm}$, т.е. газовое облако сосредоточено внутри ПИ. Полученные интерферограммы позволяют утверждать, что при иницировании разряда пробой происходит по внешней оболочке газового облака (со стороны выхода ПИ). На это указывает отсутствие ударной волны на переднем фронте плазменной струи, которую следовало ожидать при формировании токового слоя в другой области газового облака. Плавное во времени нарастание плотности

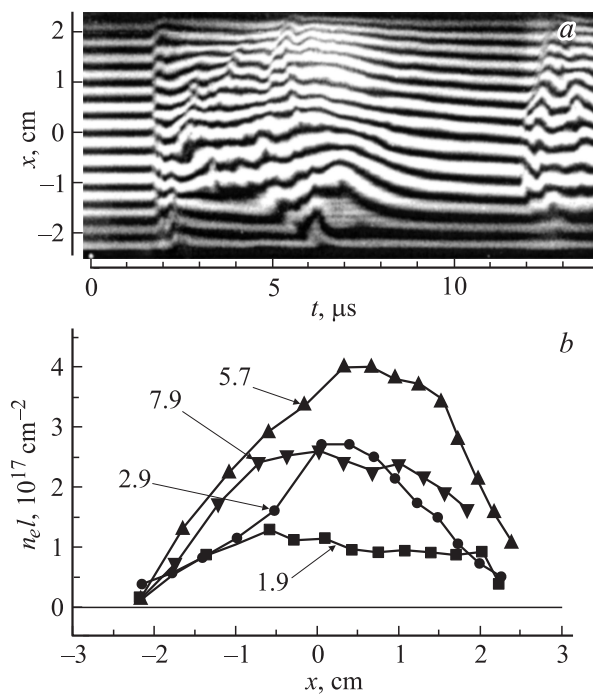


Рис. 4. Интерферограмма изменения плотности электронов плазмы поперек плазменного канала (*a*) и результаты ее обработки (*b*). $T_g = 500 \mu\text{s}$. Цифры у кривых — моменты времени в μs , для которых приведены распределения $n_e l$.

электронов обусловлено квазистационарным режимом истечения плазмы из ПИ. Можно предположить, что на этой стадии происходит смещение токопроводящего слоя внутрь инжектора. Мелкомасштабные флуктуации плотности электронов обусловлены выносом плазменных сгустков из ПИ потоком относительно однородной плазмы, что, вероятно, связано с развитием неустойчивостей в зоне горения разряда [11]. При этом из анализа интерферограмм следует, что скорость перемещения скачков плотности, а следовательно, и плазменной струи в целом постепенно снижается до 10^4 m/s . Снижение скорости плазменного потока за фронтом волны подтверждается и характером взаимодействия плазмы с катодом ППТ: чем меньше скорость плазменной струи, тем меньше отраженная от катода волна (рис. 2).

На рис. 4 представлены интерферограмма и результаты ее обработки, которые показывают характер изменения распределения плотности электронов по поперечному сечению плазменного канала на выходе инжектора. Из рис. 4 видно, что передний фронт плазменного пучка близок к плоскому, а его диаметр примерно равен диаметру выходного сопла инжектора. Распределение плотности плазмы по сечению пучка не обладает свойством осевой симметрии, что, вероятно, связано с недостаточной соосностью электродной системы ПИ.

Таким образом, проведенные исследования позволили выбрать оптимальные задержки по напуску газа ($T_g = 400 \mu\text{s}$) и включения разряда емкостного накопителя ППТ относительно срабатывания ПИ — $5 \dots 7 \mu\text{s}$ в экспериментах на установке ГИТаРа.

Исследования плазменного прерывателя тока на установке ГИТаРа-1

В состав установки ГИТаРа-1 входил емкостной накопитель (генератор импульсных токов ГИТ-100), который через проходной изолятор соединялся с плазменным прерывателем тока. Параметры ПИТ-100: емкость $8 \mu\text{F}$, собственная индуктивность $35 \dots 40 \text{ nH}$, зарядное напряжение $70 \dots 90 \text{ kV}$, активное сопротивление разрядников ГИТ $15 \dots 20 \text{ m}\Omega$. На внешнюю трубу вакуумной камеры (диаметр 48 cm), которая служила анодом ППТ,

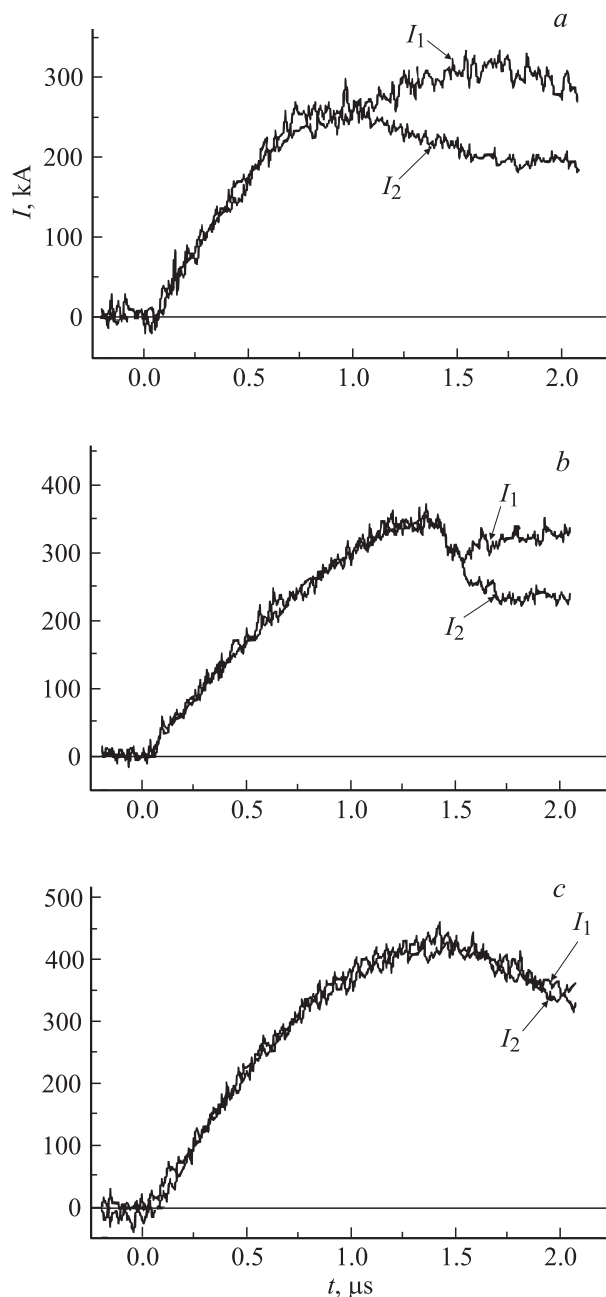


Рис. 5. Характерные импульсы токов ГИТ-ППТ при различных диаметрах катода, см: *a* — 2, *b* — 8.5, *c* — 25.

устанавливался плазменный инжектор. В экспериментах варьировалась конфигурация центрального электрода-катода. Катоды диаметром 2 см или 8.5 см располагались на расстоянии 3 см от выходного сопла инжектора, катод диаметром 25 см — по оси камеры. В этом случае расстояние от сопла плазменного инжектора до поверхности катода было 8 см. Полная индуктивность контура с катодом диаметром 2 см составляла 240 нН, в двух других вариантах — 160–180 нН. Регистрация тока производилась поясами Роговского, один из которых устанавливался в начале проходного изолятора и регистрировал полный ток (I_1). Для измерения тока через плазменный канал (I_2) применялся второй пояс, который размещался в вакуумной камере. Эксперименты проводились при оптимальных задержках по напуску газа и включению разряда основного емкостного накопителя, т. е. в режимах, когда концентрация электронов в плазменном канале ППТ достигала 10^{17} см^{-3} . Зависимости тока от времени для различных вариантов катода ППТ представлены на рис. 5.

Сопротивлением плазмы на стадии проводимости плазменного канала обычно пренебрегают. Проведенные эксперименты показывают, что сопротивление плазменного канала зависит от размера области перекрытия катода и может ограничивать уровень пропускаемого через канал тока. Кроме того, максимальный ток зависит от величины магнитного поля, которое в варианте азимутальной неоднородности определяется не только диаметром катода, но и размером плазменного катода. Действительно, из рис. 5 видно, что максимальное значение тока получено для катода диаметром 25 см и межэлектродного зазора 8 см. При этом область пересечения плазмы с поверхностью катода увеличивалась до ~ 6 см за счет расходимости плазменной струи. Совпадение зависимостей I_1 и I_2 от времени указывает на то, что весь ток протекал через плазменный канал. В случае, представленном на рис. 5, б, различие токов I_1 и I_2 вызвано увеличением сопротивления плазменного канала на стадии разрыва и последующим пробоем проходного изолятора камеры ППТ.

В таблице приведены значения максимального тока (I_m), прошедшего через плазменный канал на стадии проводимости, и сопротивления плазменного канала (R_{pl}) при различных диаметрах катода (d_k). Среднее за четверть периода колебания тока активное сопротивление контура (R) определялось подбором параметров функции, описывающей экспериментально измеренный ток в контуре $I(t) = (U_0/\rho) \exp(-R/2L) \sin(t/\sqrt{LC})$, где U_0 — зарядное напряжение; ρ , L — волновое сопротивление и индуктивность контура.

Характеристики ППТ при различных диаметрах катода

d_k , cm	I_m , kA	R_{pl} , mΩ
2	250	135
8.5	350	50
25	400	35

Таким образом, изменяя диаметры катода и расстояние до инжектора, можно оптимизировать сопротивление плазменного канала и максимальное значение пропускаемого тока. Следует ожидать, что в условиях азимутальной неоднородности плазменной переемычки с плотностью электронов $\sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$ возможности пропускания тока существенно увеличатся.

Заключение

Проведенные исследования показали, что в зависимости от задержки включения батареи ПИ реализуются два различных режима формирования плазменного канала. При малых T_g наблюдается квазистационарный режим истечения плазменной струи из ПИ при плавном нарастании концентрации электронов на выходе инжектора. При увеличении T_g на $100 \mu\text{s}$ формирование плазменного канала в межэлектродном промежутке ППТ происходит в режиме ударной волны. Наибольшее значение плотности электронов (10^{17} см^{-3}) в канале получено для первого режима. Показано, что сопротивление плазменного канала ППТ зависит от конфигурации катода, а ток, пропускаемый через канал, может достигать 400 кА.

В экспериментах ВМГ–ППТ, результаты которых будут изложены в следующей работе, использовалось шесть инжекторов, расположенных симметрично по азимуту внешней трубы ППТ. Это позволило пропустить через плазменные каналы ток величиной 2 МА.

Работа выполнена при поддержке Сандийскими национальными лабораториями (США), контракт № 17665.

Список литературы

- [1] Ware K.D., Filios P.G., Gullicckson R.L. et al. // IEEE Trans. Plasma Sci. 1997. Vol. 25. N 2. P. 160–168.
- [2] Бугаев С.П., Волков А.М., Кум А.А. и др. // Изв. вузов. Физика. 1997. № 12. С. 38–46.
- [3] Rix W., Coleman P., Thompson J.R. et al. // IEEE Trans. Plasma Sci. 1997. Vol. 25. N 2. P. 169–175.
- [4] Price D., Childers K., Kortbwi D., Sinserny P. // Proc. 12th IEEE Intern. Pulsed Power Conf. Monterey (California, USA), 1999. Vol. 2. P. 1095–1098.
- [5] Селемир В.Д., Демидов В.А., Ивановский А.В. и др. // Физика плазмы. 1999. Т. 25. № 12. С. 1–10.
- [6] Weber B.V., Hinshelwood D.D., Commisso R.J. // IEEE Trans. Plasma Sci. 1997. Vol. 25. N 2. P. 189–195.
- [7] Ананьин П.С., Карпов В.Б., Красик Я.Е. и др. // ЖТФ. 1991. Т. 61. Вып. 8. С. 84–90.
- [8] Moschella J.J., Hazelton R.C., Vidoli C. et al. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2000. Vol. 28. N 6. P. 2247–2255.
- [9] Kornilov S.Yu., Borovkov V.V., Chelpanov V.E. et al. // Proc. 1st Intern. Congress Radiation Physics and Modification Materials. Tomsk (Russia), 2000. Vol. 2. P. 332–334.
- [10] Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966. 686 с.
- [11] Baker R.L., Hwang D.Q., Evans R.W. et al. // Appl. Phys. Lett. 2001. Vol. 79. N 9. P. 1237–1239.