

03;04;12

## Создание газоразрядной плазмы воздуха в сверхзвуковом магнитогидродинамическом канале

© Р.В. Васильева, А.В. Ерофеев, Б.Г. Жуков, Т.А. Лапушкина, С.А. Поняев, С.В. Бобашев

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,  
194021 Санкт-Петербург, Россия  
e-mail: tanyusha@mail.ioffe.ru

(Поступило в Редакцию 3 сентября 2008 г.)

Разработан метод ионизации сверхзвукового потока воздуха с целью получения проводимости потока, достаточной для осуществления магнитогидродинамического (МГД) взаимодействия и генерации магнитоиндуцированного тока в сверхзвуковом сопле. Сравнивается эффективность нескольких способов организации газового разряда, используемого для ионизации воздуха: высокочастотного, многоимпульсного высоковольтного и комбинированного. Для ионизации сверхзвукового потока воздуха использован импульсно-периодический высоковольтный разряд, создающий воздушную плазму с проводимостью до 20 S/m. В эксперименте получен магнитоиндуцированный ток 0.1 А, что ниже расчетной величины вследствие наличия эффекта Холла и приэлектродного падения напряжения. Показана принципиальная возможность получения магнитоиндуцированного тока в воздушном сверхзвуковом потоке, что в дальнейшем можно использовать для решения проблемы управления течением в воздухозаборниках летательных аппаратов.

PACS: 47.85.L

### Введение

В предыдущих работах [1–4] исследование магнитогидродинамического (МГД) взаимодействия в МГД-канале, имеющем форму воздухозаборника летательного аппарата, проводилось при использовании в качестве рабочего вещества ионизированного ксенона. В результате был получен ряд новых и важных сведений. Необходимость такого моделирования течения в воздухозаборнике на инертном газе обуславливалась тем, что современными экспериментальными методами трудно создать воздушную плазму с требуемыми для МГД-экспериментов параметрами. В сравнительно большом объеме при средней плотности она должна быть достаточно однородной и иметь более высокую, чем в обычном газовом разряде, степень ионизации — порядка  $10^{-5} - 10^{-4}$ .

Цель данного этапа работы — с помощью последовательной серии импульсных высоковольтных разрядов, следующих через определенные интервалы времени, создать в сверхзвуковом потоке воздуха в МГД-канале диффузные слои с относительно высокой проводимостью и обеспечить протекание магнитоиндуцированного тока.

Основным препятствием для получения однородных плазменных объемов является развитие неустойчивостей, которые, в конечном итоге, приводят к переходу тлеющего разряда в дуговой. Были предложены различные методы подавления неустойчивостей, которые ведут к значительному увеличению времени существования однородного горения разряда. Для самостоятельных разрядов увеличение времени существования однородной фазы разряда связано с секционированием электродов и введением в каждую секцию отдельного балластного сопротивления или использованием плазменного катода,

создаваемого скользящим разрядом. Для несамостоятельных разрядов основным фактором, обеспечивающим однородное горение, является создание достаточно высокой концентрации электронов в межэлектродном промежутке от постороннего источника. В настоящей работе использованы оба варианта организации разряда в ионизаторе — самостоятельный и несамостоятельный разряды. Следует отметить, что требования, предъявляемые к степени однородности плазмы в исследованиях по плазменной аэродинамике, как правило, могут быть заметно ниже, чем в лазерной технике.

Работа состояла из двух этапов. На первом этапе исследования проводились в неподвижном газе в отсутствие магнитного поля. Здесь была разработана конструкция штыревых электродов, опробованы различные типы разрядов, найдены граничные значения давления и напряжения, при котором существует диффузный разряд, определены параметры газоразрядной плазмы и время ее распада. Второй этап работы заключался в импульсно-периодической ионизации воздуха в сверхзвуковом потоке, движущемся через поперечное магнитное поле, и съеме магнитоиндуцированного тока.

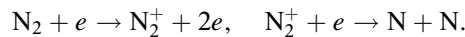
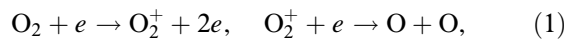
В эксперименте импульсно-периодический процесс имитируется последовательностью нескольких ионизирующих сигналов, подаваемых на три независимых ионизатора, отстоящих на некотором расстоянии друг от друга. При этом предполагается использовать то обстоятельство, что вследствие конечного времени рекомбинации время жизни ионизированного объема газа существенно больше, чем время газоразрядного импульса. При импульсно-периодическом протекании тока образуется слоистое течение с чередованием более и менее проводящих слоев, которое может использоваться в качестве рабочего тела для МГД-канала.

## 1. Разряд в неподвижном газе

### 1.1. Постановка задачи

Основной целью тестовых экспериментов было создание условий, при которых разряд в объеме между электродами достаточно однороден, определение концентрации электронов и проводимости плазмы и исследование скорости затухания ионизации после выключения ионизирующего напряжения с целью определения характерного времени  $\tau_d$ , в течение которого проводимость падает до величины, пригодной для проведения МГД-эксперимента.

Сравнительно надежно оценку параметров плазмы можно выполнить для идеальной ситуации однородного состояния плазмы в однородном электрическом поле при  $V < V_{br}$  (где  $V_{br}$  — напряжение пробоя), используя таунсендовскую схему расчета [5]. При этом предполагается, что ионизация происходит электронным ударом, а ионы рекомбинируют в результате диссоциативной рекомбинации



Так как скорости ионизации и рекомбинации для  $\text{O}_2$  и  $\text{N}_2$  мало отличаются друг от друга [5], то оценки производились для частиц воздуха. Уравнение кинетики имеет вид:

$$\frac{dN_e}{dt} = \nu_i N_e - \beta N_e^2, \quad (2)$$

где  $\nu_i$  — частота ионизации, которая определялась с помощью ионизационных коэффициентов Таунсенда [5]. Значения коэффициентов диссоциативной рекомбинации  $\beta$  брались из [6]:

$$\beta = 3 \cdot 10^{-3} T_e^{-3/2} \text{ cm}^3/\text{s}. \quad (3)$$

Прилипание электронов к молекулам  $\text{O}_2$  не учитывалось по причине малой скорости процесса, значения которой приведены в [6].

Например, для условий:  $E/p = 30 \text{ V}/(\text{cm} \cdot \text{Torr})$  и  $p = 10 \text{ Torr}$ , оценки показали следующее:  $T_e = 18\,000 \text{ K}$ ,  $\nu_i = 5 \cdot 10^4 \text{ s}^{-1}$ ,  $\beta = 1.25 \cdot 10^{-9} \text{ cm}^3/\text{s}$ ; стационарное значение концентрации электронов  $N_{est} = 4 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$  достигается за время порядка  $2 \cdot 10^{-5} \text{ s}$ . Характерное время рекомбинации  $t_r = 2 \cdot 10^{-5} \text{ s}$ ,  $\sigma = 25 \text{ S/m}$ , частота передачи импульса  $\nu_e = 3.9 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}$ .

В данной работе основные параметры плазмы определялись на основе экспериментальных данных.

### 1.2. Штыревые электроды и испытательная камера

Для создания диффузного разряда соответственно рекомендации [5] были использованы штыревые электроды. Штыревой электрод шириной  $0.5 \text{ mm}$  и длиной  $1.5 \text{ mm}$  выполнен из посеребренной латуни. Шесть электродов, вмонтированных в изоляционную пластину,

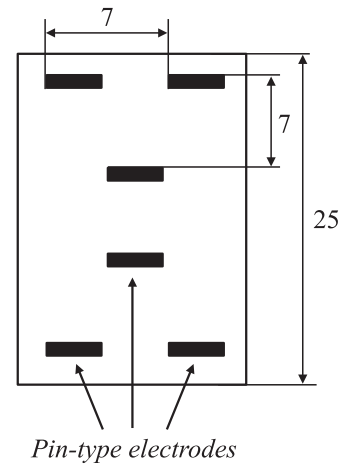


Рис. 1. Размещение штыревых электродов на электродном узле. Размеры указаны в миллиметрах.

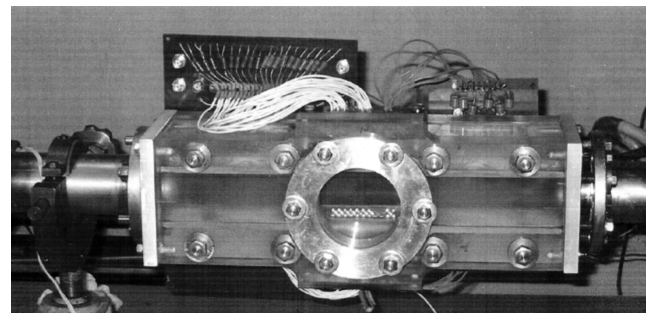


Рис. 2. Фотография испытательной секции.

представляют собой одну секцию. Размещение электродов в этой секции представлено на рис. 1.

Электродные вставки устанавливались в испытательную вакуумную камеру, которая представляет собой секцию ударной трубы, изготовленную из органического стекла, сечением  $50 \times 50 \text{ mm}$ . Электроды выступают над поверхностью вставки на  $2 \text{ mm}$ .

На рис. 2 приведена фотография испытательной секции с размещенными в ней электродами. Видно, что из штыревых электродов составлен как анод, так и катод. Конструкция камеры позволяет создавать различные значения давления рабочего газа.

### 1.3. Электрические схемы различных типов разрядов

Электрическая схема на основе тиратрона для организации высоковольтного газового разряда при ионизации воздушного потока представлена на рис. 3,а.

На рис. 3,б приведена схема организации высокочастотного разряда. Первичная обмотка трансформатора  $Tr_1$  включена в анодную цепь импульсного тиратрона аналогично рис. 3,а. После срабатывания тиратрона конденсатор  $C_3$ , замыкающий вторичную обмотку, заряжается до напряжения пробоя разрядника-обострителя  $P$ .

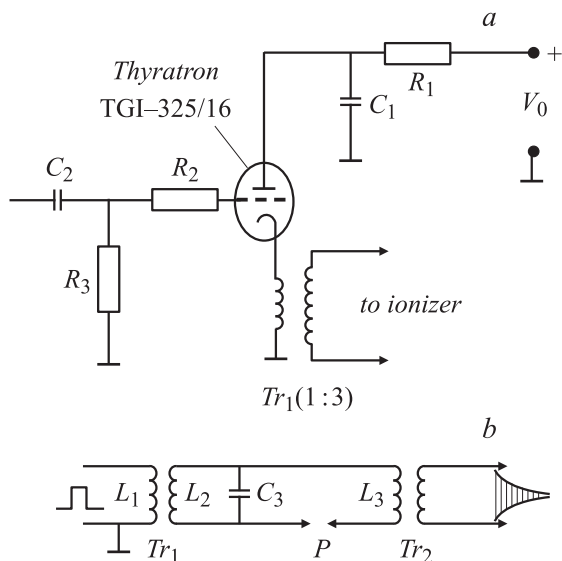


Рис. 3. *a* — тиратронная схема для ионизатора, *b* — схема организации высокочастотного импульса.

После пробоя этого разрядника в контуре  $C_3L_3$  возникают высокочастотные колебания, которые трансформатором  $Tr_2$  передаются на электроды ионизатора. Частота этих колебаний, без учета взаимной индуктивности обмоток, в первом приближении определяется параметрами емкости  $C_3$  и индуктивности  $L_3$ :  $\omega = (L_3C_3)^{-1/2}$ . При этом должно быть выполнено условие:  $L_3 \ll L_2$ .

Амплитуда высокочастотных колебаний в контуре зависит от:

- 1) напряжения высоковольтного импульса, поступающего на первичную обмотку  $Tr_1$  с тиратронной схемы;
- 2) регулировка напряжения срабатывания разрядника-обострителя  $P$ ;
- 3) параметров трансформатора  $Tr_2$ .

Эта амплитуда может изменяться в широких пределах в зависимости от условий эксперимента. Длительность цуга высоковольтных колебаний определяется как длительность импульса в первичной цепи  $Tr_1$ , так и добротностью контура  $C_3, L_3, P$ .

В качестве тиратрона был использован выпускаемый отечественной промышленностью импульсный водородный тиратрон марки ТГИ1-325/16, работающий при анодном напряжении до 16 kV. Задержка момента срабатывания тиратронов данного типа относительно момента прихода синхроимпульса не превышает  $0.5 \mu\text{s}$ . Величина амплитуды синхроимпульса около 100 V. Для подавления помех за счет наведенных токов в оболочках кабелей синхроимпульс подается на сетку тиратрона через разделительный трансформатор (1:2), намотанный на ферритовом кольце (первичная обмотка — 20 витков, вторичная — 40 витков).

На рис. 4, *a* приведена схема организации комбинированного разряда (последовательное включение высокочастотного и высоковольтного импульсного разряда). Схема организации высокочастотного разряда аналогична описанной выше (см. рис. 3).

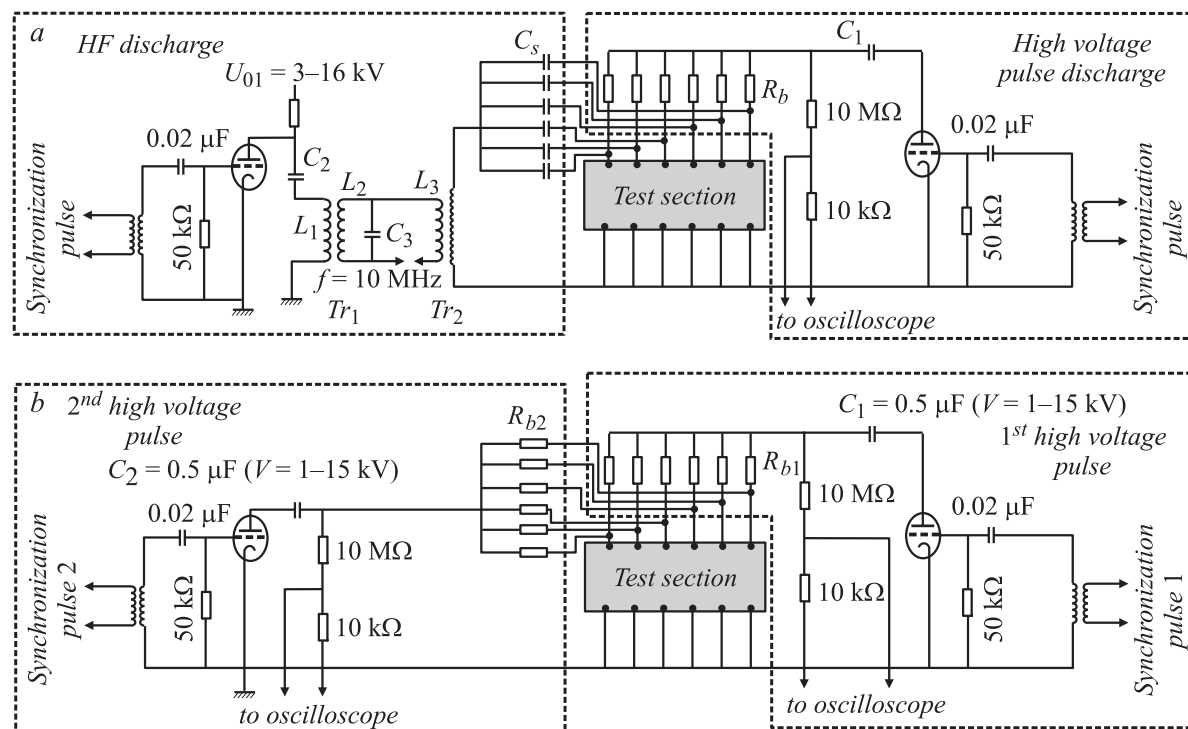


Рис. 4. *a* — схема организации комбинированного разряда, *b* — схема организации двухимпульсного высоковольтного разряда.

Основная энергия для ионизации газа в секции ионизатора поступает при импульсном разряде емкости  $C_1$  с регулируемой задержкой во времени относительно ВЧ-импульса. Емкость  $C_1$  подключается к штыревым электродам через балластные сопротивления  $R_b$ . ВЧ-импульс подается на те же электроды через разделительные емкости  $C_s$ , которые выполняют две функции. Во-первых, являются балластными импедансами для ВЧ-импульса и, во-вторых, отделяют вторичную обмотку  $Tr_2$  от высокого напряжения, до которого заряжена емкость  $C_1$ . Тиратронная схема для разряда  $C_1$  аналогична схеме, используемой для генерации ВЧ-импульса.

На рис. 4, *b* приведена схема организации двух импульсного высоковольтного разряда. Схема позволяет осуществлять подачу на штыревые электроды ионизаторов двух высоковольтных импульсов с регулируемым временным интервалом между ними, который задается блоком синхронизации. Для генерации обоих импульсов применялись идентичные тиратронные схемы, аналогичные описанным выше (см. рис. 3, *a*). Каждый импульс приходит на штыревые электроды через свою группу балластных сопротивлений. Аналогично реализуется подача трех последовательных высоковольтных импульсов.

#### 1.4. Основные результаты измерений

Диагностика разряда заключается в следующем. В эксперименте с помощью делителя измеряется падение напряжения  $V(t)$  на емкости  $C_1$ . Сила тока определяется путем дифференцирования этого сигнала

$$I = C_1 \frac{dV}{dt}. \quad (4)$$

Сопротивление цепи

$$R = \frac{V}{I}, \quad (5)$$

$$R = R_{\text{eff}} + R_b \quad (6)$$

где  $R_{\text{eff}}$  — эффективное сопротивление плазменного промежутка и  $R_b$  — балластное сопротивление, определено как эквивалентное сопротивление совокупности параллельно подключенных индивидуальных балластных сопротивлений. Напряжение на плазменном промежутке

$$V_p = V \frac{R_{\text{eff}}}{R}. \quad (7)$$

Средняя эффективная проводимость  $\langle \sigma_{\text{eff}} \rangle$  определяется как

$$\langle \sigma_{\text{eff}} \rangle = \frac{L}{R_{\text{eff}} S}, \quad (8)$$

где  $L = 5 \text{ cm}$  — расстояние между электродами,  $S = 2 \text{ cm}^2$  — поперечное сечение разряда. Средняя концентрация электронов определялась как

$$\langle N_e \rangle = \frac{\langle j \rangle}{e v_d}, \quad (9)$$

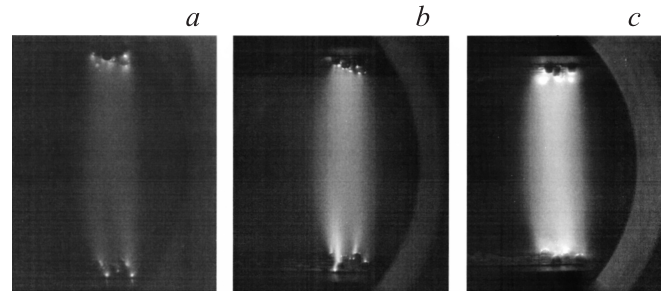


Рис. 5. Фотография *a* — ВЧ-разряда, *b* — комбинированного разряда, *c* — свечения в одиночном высоковольтном импульсном разряде.

где  $\langle j \rangle = \frac{I}{S}$  — средняя плотность тока,  $e$  — заряд электрона,  $v_d$  — подвижность электронов, определенная с помощью справочных данных [6] по значениям  $E/p$ , где напряженность электрического поля  $E = \frac{V_p}{L}$ .

Приводимые экспериментальные результаты относятся к давлению  $p = 15 \text{ Torr}$ . Предварительные исследования [7] показали, что при  $p \leq 15 \text{ Torr}$  в объеме газа наблюдается диффузный разряд. На рис. 5 приводятся фотографии свечения в межэлектродном промежутке при высокочастотном, комбинированном и высоковольтном импульсных разрядах соответственно. Видно, что в объеме газа свечение сравнительно однородно, в приэлектродных областях увеличивается интенсивность свечения. Балластные сопротивления включены в цепь анода, который находится наверху.

Для диагностики ВЧ-разряда на него накладывался сравнительно длинный разряд емкости  $C_1$  при сравнительно небольших напряжениях  $V \ll V_{\text{br}}$ . На рис. 6 показано изменение напряжения на емкости с течением времени (*a*) и изменение тока (*b*). На осциллограмме

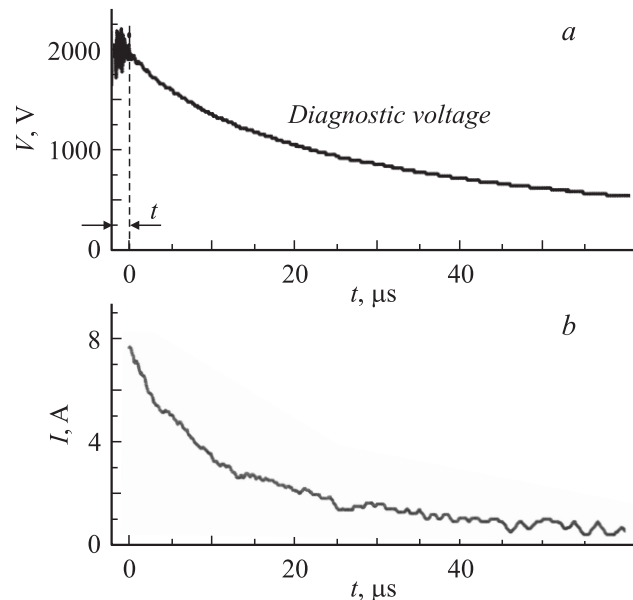
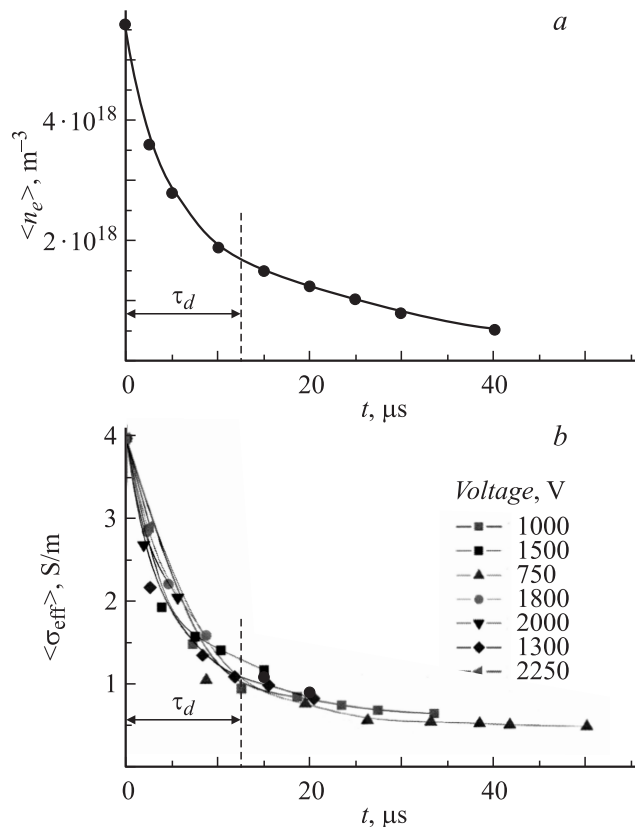


Рис. 6. ВЧ-разряд: *a* — изменение со временем диагностирующего напряжения, *b* — изменение тока.  $t$  — время разряда.

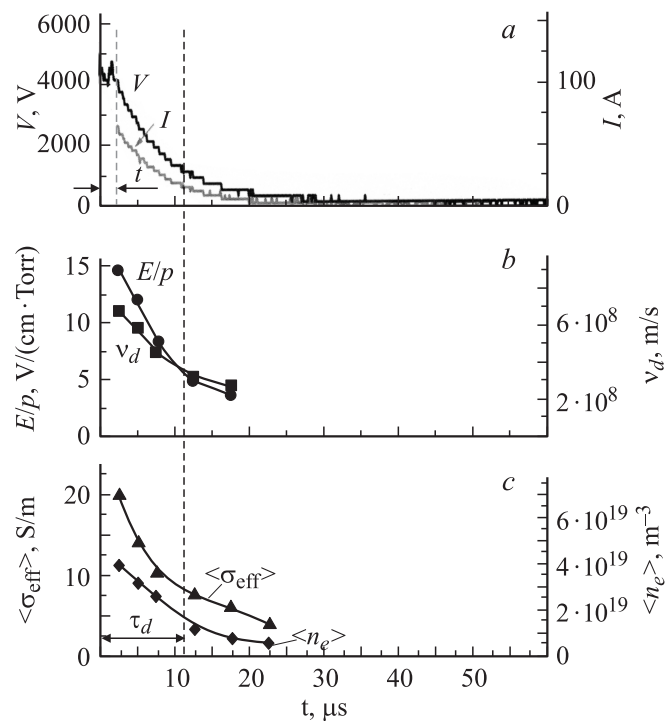


**Рис. 7.** Распад плазмы после диффузного ВЧ-разряда: *a* — концентрация электронов при  $V = 2000 \text{ V}$ ; *b* — проводимость при различных напряжениях на емкости  $C_1$  (значения напряжения указаны на рисунке).

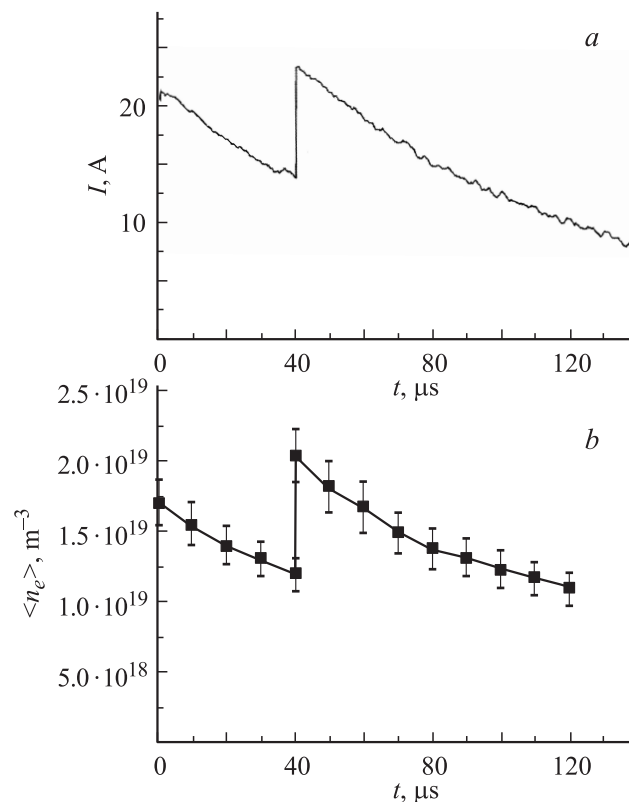
напряжения виден высокочастотный разряд с частотой порядка  $10 \text{ MHz}$  и продолжительностью около  $2 \mu\text{s}$ . Видно, как после его окончания следует падение диагностического напряжения.

На рис. 7, *a* показано уменьшение концентрации электронов со временем: при  $t = 0 \langle N_e \rangle = 5.6 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3}$ , при  $t = \tau_d \langle N_e \rangle = 1.5 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3}$ . На рис. 7, *b* представлено значение средней эффективной проводимости в зависимости от времени, полученное при различных значениях напряжения на емкости  $C_1$ . Тот факт, что все кривые  $\langle \sigma_{\text{eff}} \rangle(t)$  близки друг к другу, свидетельствует о том, что действительно разряд емкости  $C_1$  служит только для диагностики, и при  $V \leq 2500 \text{ V}$  не вносит добавочной ионизации в межэлектродный промежуток.

Комбинированный разряд получался наложением высоковольтного импульсного разряда емкости  $C_1$  с напряжением, близким к напряжению пробоя, на ВЧ-разряд. На рис. 8, *a* представлены изменения напряжения и тока со временем. В данном эксперименте время высоковольтного разряда  $12 \mu\text{s}$  было задано большим, чем длительность ВЧ-разряда ( $2 \mu\text{s}$ ). На рис. 8, *b* представлены значения  $E/p$  и скорости дрейфа  $v_d$ , необходимые для определения концентрации электронов по значению тока, для различных значений времени. На рис. 8, *c* показано изменение со времени концентрации электронов



**Рис. 8.** Комбинированный разряд: *a* — напряжение  $V$  и ток  $I$ ; *b* — отношение напряженности электрического поля к давлению ( $E/p$ ) и скорость дрейфа электронов  $v_d$ ; *c* — средняя эффективная проводимость  $\langle \sigma \rangle$  и концентрация электронов  $n_e$ .



**Рис. 9.** Двухимпульсный разряд. Изменение со временем: *a* — тока; *b* — концентрации электронов.

Тип разряда	$\langle j \rangle$ , A/m <sup>2</sup>	$\langle \sigma \rangle$ , S/m	$N_e$ , m <sup>-3</sup>	$t$ , $\mu$ s	$W = J^2 t / \sigma$ , J/m <sup>3</sup>
Высокочастотный	$1.0 \cdot 10^4$	2	$0.2 \cdot 10^{19}$	2	25
Комбинированный	$9 \cdot 10^4$	12	$3.5 \cdot 10^{19}$	2	$8.8 \cdot 10^2$
Высоковольтный	$2.5 \cdot 10^4$	4	$1.0 \cdot 10^{19}$	2	$3.1 \cdot 10^2$

и проводимости плазмы. В данном случае виден более затянутый спад начальной ионизации, что объясняется высоким значением напряжения на электродах, при котором наряду с процессом рекомбинации происходит заметная ионизация газа. Такое затягивание разряда выгодно тем, что за характерное время  $\tau_d$  проводимость изменяется менее резко, чем в случае чисто рекомбинационного процесса (см. рис. 7, б).

Возможность периодического создания ионизации была опробована при исследовании двухимпульсного высоковольтного разряда (см. рис. 4, б). На рис. 9 приведены формы токового сигнала и изменения концентрации электронов. Результаты работы показали, что использование такой схемы позволяет создавать многократные ионизирующие импульсы с задаваемыми интервалами между ними.

Обобщенные результаты экспериментов исследования разрядов разных типов сведены в таблицу (здесь  $t$  — время разряда,  $W$  — энергия, вложенная в разряд).

## 2. МГД-взаимодействие в потоке воздушной плазмы

### 2.1. Организация эксперимента

Схема установки показана на рис. 10. Сверхзвуковой поток воздуха создается в использованной ранее диафрагменной ударной трубе [8,9] с отражающим соплом. Газодинамический тракт состоит из ударной трубы и расширяющегося сопла, которое представляет собой

рабочую камеру. В торце ударной трубы расположена узкая щель, отделенная от сопла тонкой диафрагмой. При разрыве диафрагмы газ, нагретый за отраженной ударной волной, поступает в сопло и ускоряется в расширяющемся канале. Диаметр ударной трубы — 50 мм, длина камеры низкого давления — 450 см, длина камеры высокого давления — 100 см, расстояние между боковыми стенками линейно расширяющегося сопла — 36 мм, полуугол раствора сопла —  $11^\circ$ , высота сопла в критическом сечении — 5.5 мм.

Для создания объемной ионизации воздуха (азота) на вертикальных гранях рабочей камеры расположены три пары ионизирующих пин-электродов, показанные на рис. 10. На них с некоторым интервалом подаются сигналы со специально разработанной системы ионизирующих импульсов. Запуск системы синхронизован с протеканием газодинамических процессов с помощью пьезодатчика, расположенного в ударной трубе. Для замыкания магнитноиндуцированного тока на верхней и нижней стенках сопла расположены секционированные электроды. Электроды монтируются на специальных съемных вставках.

На рис. 10 также показаны направления основных векторов: скорости потока ( $u$ ), магнитной индукции ( $B$ ), магнитноиндуцированного ( $j_{ind}$ ) и разрядного ( $I_d$ ) токов. На разрезе по направлению А–А показана схема подключения пин-электродов через независимые балластные сопротивления  $R_b$  и направление замыкания магнитноиндуцированного тока через сопротивление нагрузки  $R_L$ .

Как видно из таблицы, наиболее высокая ионизация достигается в комбинированном разряде, однако это требует сравнительно высоких затрат энергии. Поэтому комбинированный разряд полезно использовать для первого импульса, так как предыдущие исследования [7] показали, что при этом создается однородная начальная ионизация. Последующие импульсы будут проходить в

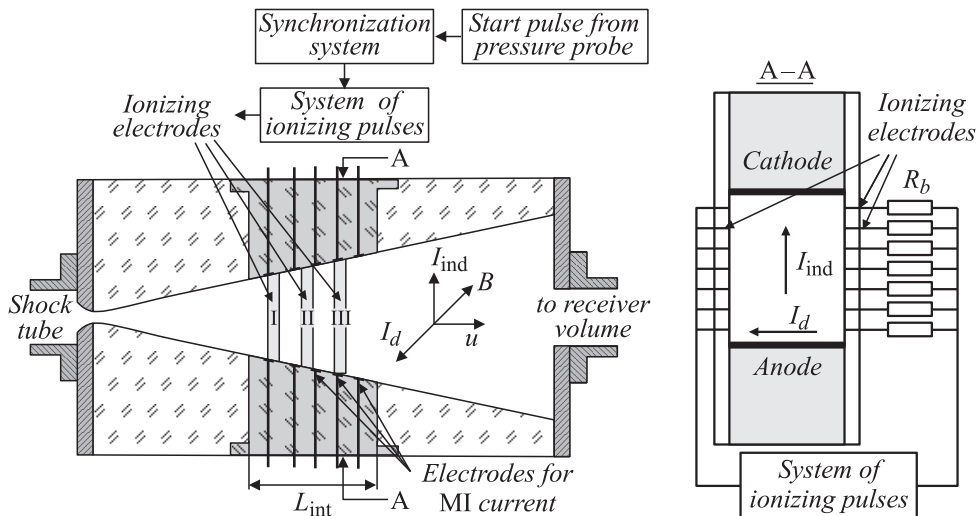


Рис. 10. Схема рабочей установки и направления основных векторов.

ионизованном газе. В последующих импульсах можно использовать только импульсный высоковольтный разряд, так как газ уже ионизован. В начальных экспериментах, результаты которых представлены в настоящей работе, при всех импульсах используются только высоковольтные разряды.

Скорость рекомбинации в неподвижном воздухе после окончания разряда была определена в [7]. Обобщенные данные по уменьшению со временем проводимости плазмы для двух значений начальной проводимости воздуха представлены на рис. 11. Следует отметить, что эти результаты получены при температуре электронов  $T_e = 15\,000$  и  $12\,000$  К, а диагностическое квазистационарное электрическое поле, приложенное в послесвечении, имело значение  $E/p = 10^{-5}$  В/(см · Торр).

Представим условное распределение значений проводимости вдоль по каналу, когда на все три ионизатора с некоторым интервалом подаются три коротких, длительностью около  $1\ \mu\text{s}$ , ионизирующих импульса. Они создают области однородной ионизации. Для простоты построения полагаем, что эти области имеют резкие границы, совпадающие с границами ионизаторов, и они с течением времени не размываются. Проводимость в этих областях, по мере их движения вдоль канала, вследствие рекомбинации (см. рис. 11) со временем уменьшается. Для условий, близких к эксперименту, на рис. 12 приведено изменение проводимости вдоль по каналу для различных моментов времени.

Из рисунка видно, что при таком подключении ионизаторов процесс установления квазистационарного, со слабо изменяющимися со временем значениями проводимости, течения заканчивается ко второму импульсу. Последующие импульсы поддерживают стационарную стадию ионизации. Эксперименты показали, что в данном случае значение средней проводимости приблизительно равно  $2\text{--}4$  S/m. При другом подключении ионизаторов возможно создание слоистых потоков.

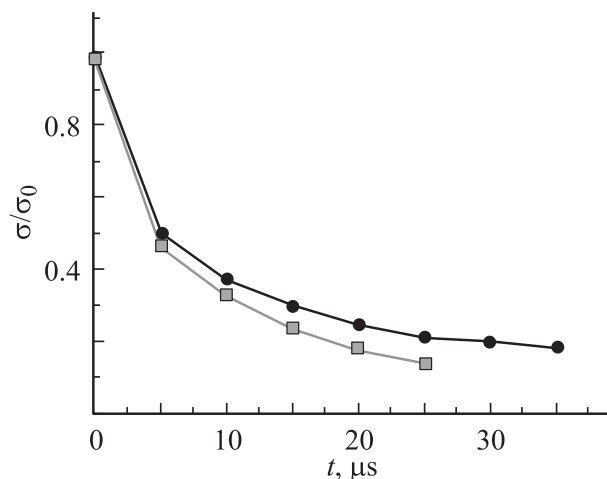


Рис. 11. Уменьшение проводимости со временем при распаде плазмы в неподвижном газе. Кружки —  $\sigma_0 = 4$ , квадраты —  $20$  S/m.

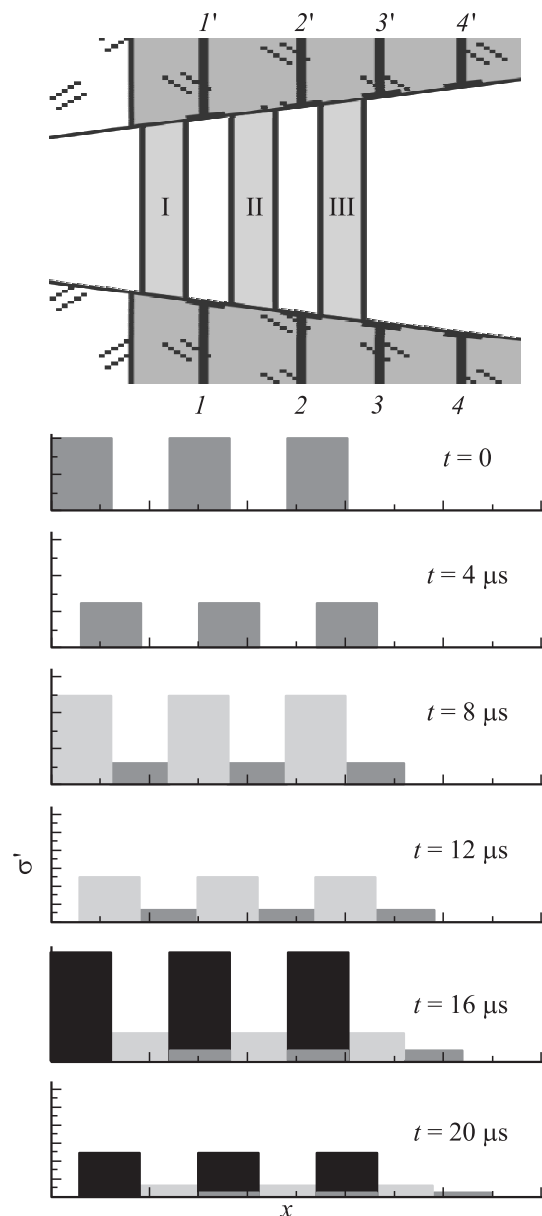
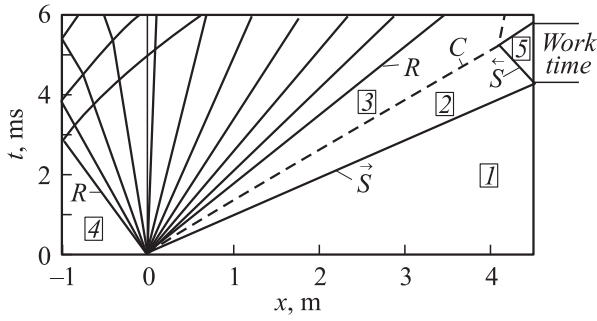


Рис. 12. Схема подачи ионизирующих импульсов.

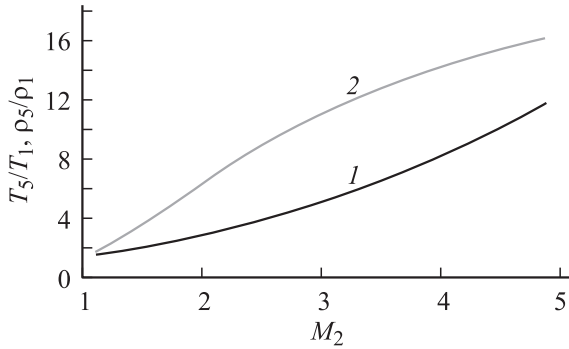
## 2.2. Параметры потока

Начальные параметры в камере низкого давления ударной трубы обозначаются индексом „1“, за фронтом падающей ударной волны — „2“, за отраженной ударной волной — „5“, параметры в камере высокого давления — индексом „4“.

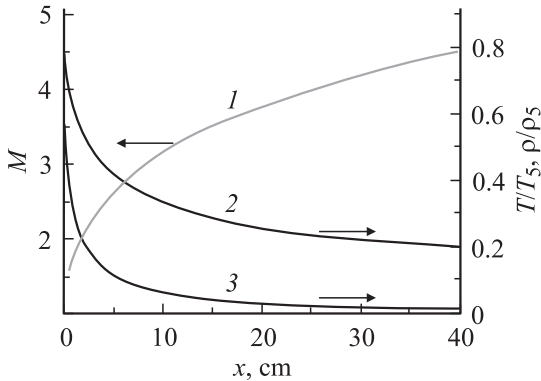
На рис. 13 приведена  $x-t$  диаграмма, позволяющая определить длительность пробки ударно-сжатого газа за отраженной ударной волной при  $M_2 = 3.001$ ,  $\frac{p_4}{p_1} = 650$ . В эксперименте, для того чтобы получить такое же значение числа Маха падающей ударной волны, необходимо увеличить значение  $\frac{p_4}{p_1}$  примерно в 1.5 раза. Экспериментальные значения рабочего времени оказываются примерно в 2 раза меньше расчетных [10]. Таким



**Рис. 13.**  $X-t$  диаграммы течения в ударной трубе. Воздух —  $p_4/p_1 = 650$ ,  $M = 3.001$ ,  $\vec{S}$  — падающая ударная волна,  $\vec{S}$  — отраженная ударная волна,  $C$  — контактная поверхность,  $R$  — веер волн разрежения.



**Рис. 14.** Относительные значения температуры торможения (1) и плотности (2) при различных значениях числа Маха падающей ударной волны  $M_2$ .



**Рис. 15.** Распределение числа Маха (1), относительно значений плотности (2) и температуры (3) вдоль оси сопла.

образом, реальное время истечения в нашей установке будет приблизительно  $750 \mu\text{s}$ .

На рис. 14 приведены рассчитанные по идеальной теории ударной трубы [11] относительные значения температур торможения и плотности за отраженной ударной волной при различных значениях числа Маха падающей ударной волны  $M_2$ .

На рис. 15 приведены относительные значения параметров потока в линейно расширяющемся канале, рассчитанные по изэнтропическим формулам [12].

Рабочий режим работы ударной трубы выбирается из следующих соображений: длина горячей пробки должна быть много больше длины зоны МГД-взаимодействия, концентрация частиц в рабочей части  $N = 10^{23} - 10^{24} \text{ m}^{-3}$ , при расширении в сопле температура газа  $T_c$  должна оставаться выше температуры конденсации компонентов воздуха и возможных молекулярных примесей, температура термически нагретого за отраженной ударной волной воздуха не должна превышать температуры, при которой происходит заметное изменение молекулярного состава воздуха. Эксперимент проводился при следующих условиях работы ударной трубы: число Маха воздуха в ударной трубе  $M_2 = 3$ ,  $p_1 = 34 \text{ Torr}$ ,  $T_1 = 300 \text{ K}$ .

При входе в зону взаимодействия  $X_0 = 16.5 \text{ cm}$ , число Маха потока  $M = 3.6$ ,  $T = 395 \text{ K}$ ,  $u = 1.41 \cdot 10^3 \text{ m/s}$ ,  $N = 5.34 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ . Давление, приведенное к условиям газового разряда  $p_{\text{dis}}$ , определяется как давление при той же концентрации частиц  $N$ , но при температуре  $300 \text{ K}$ . На входе в зону взаимодействия  $p_{\text{dis}} = 15 \text{ Torr}$ . Рабочее время для проведения эксперимента в зоне МГД-взаимодействия —  $500 \mu\text{s}$ , она ограничивается приходом отраженного от торца рабочей камеры потока в области взаимодействия. Кинетическая энергия потока на входе в зону взаимодействия  $\frac{\rho u^2}{2} = 2.47 \cdot 10^4 \text{ J/m}^3$ . Параметр МГД-взаимодействия

$$St = \frac{\sigma B^2 L}{\rho u}$$

при длине зоны взаимодействия  $L = 0.1 \text{ m}$ ,  $\sigma = 4 \text{ S/m}$ ,  $B = 1.5 \text{ T}$  и заданных газодинамических параметрах имеет значение  $St = 0.024$ . Согласно [12], при таком значении  $St$  магнитное поле может оказывать заметное влияние на параметры потока. Параметр Холла имеет следующее значение

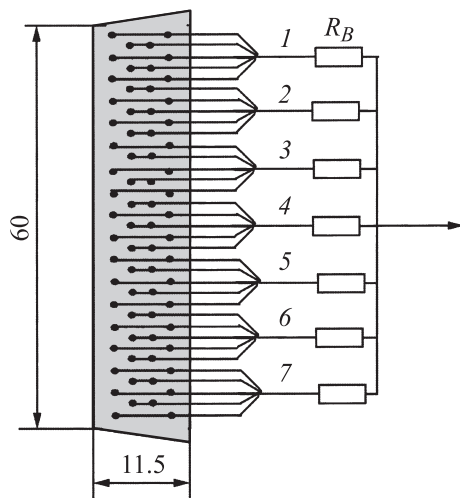
$$\beta_e = \frac{\omega_e}{\nu_e} = 4.5.$$

### 2.3. Электроды

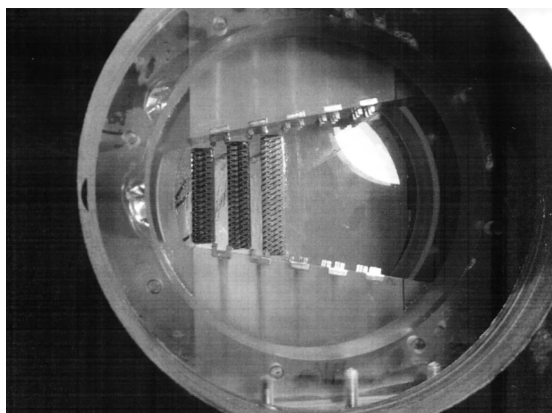
В данной части работы пин-электроды выполнены, как показано на рис. 16. Здесь показан электрод первого ионизатора. Он имеет 70 стержней, выступающих в поток на  $6 \text{ mm}$ , объединенных в секции по 10 штук. Сопротивление межэлектродного промежутка отдельной секции обозначим  $R_i$ , к каждой из этих секций подключено балластное сопротивление  $R_{bi}$ . Эти секции по существу представляют отдельные пины, а их совокупность — пин-электрод. Эквивалентное сопротивление, состоящее из 7 секций и 7 балластных сопротивлений, в предположении, что все значения  $R_i$  одинаковы, можно представить как

$$R_{\text{eq}} = \frac{R_i + R_{bi}}{7}.$$





**Рис. 16.** Схема формирования из отдельных стержней пин-электродов (цифры на рисунке — номера пинов) и подключения балластных сопротивлений.



**Рис. 17.** Фотография боковой стенки рабочей камеры с ионизирующими электродами и электродами МГД-канала.

По существу  $R_{eq}$  является условным параметром ионизатора.

Электроды для съема магнитоиндуцированного тока выполнены из сплошного бруска латуни с несколькими выступами высотой 4 мм. Это вызвано тем, что эксперименты в [1–4], выполненные с использованием гладких электродов, показали, что в силу различных приэлектродных и пристеночных эффектов приэлектродное падение потенциала достигает 60 В и сравнимо с магнитоиндуцированной ЭДС. Поэтому для замыкания тока требовалось добавлять внешнее электрическое поле. Поэтому было решено, что применение электродов, имеющих острые грани и выступающих из пограничного слоя, может снизить приэлектродное падение потенциала. Такие электроды использовались и в качестве катода, и в качестве анода.

Контрольные эксперименты были выполнены на Хе. Как известно [1–4], у термически ионизованного в ударной трубе Хе при расширении в сопле характерное

время рекомбинации на несколько порядков больше, чем в воздухе. Был выбран такой режим, чтобы по оценкам проводимость в рабочем сечении была порядка 10 S/m. Результаты эксперимента показали, что при значении внешнего напряжения 30 В величина тока через электроды оказалась порядка 1–2 А, что близко к ожидаемым результатам. Таким образом, использование таких электродов снизило приэлектродное падение по крайней мере в два раза и сделало возможной регистрацию магнитоиндуцированного тока.

Размещение электродов в МГД-канале показано на рис. 17. Фотография была сделана, когда передняя вставка с ионизирующими электродами-анодами была снята. На снимке видны расширяющийся канал, токосъемные электроды и ионизирующие электроды-катоды. Электрическое поле ионизирующих электродов направлено вдоль магнитных силовых линий, чтобы снизить влияние на разрядный ток магнитного поля. Токосъемные электроды размещены между ионизирующими электродами таким образом, чтобы газоразрядный ток и магнитоиндуцированный не замкнулись неконтролируемым способом.

## 2.4. Формирование ионизирующих импульсов

Для ионизации воздуха в сверхзвуковом потоке на ударной трубе использовались два способа: первый из них — комбинированный разряд — использовал преимущества высокочастотного (ВЧ) высоковольтного пробоя для предварительной ионизации газа в межэлектродном промежутке секции ионизатора (см. рис. 4, а). Основная энергия поступала в эту зону от разряда дополнительной емкости, который следовал с регулируемой временной задержкой за высокочастотным импульсом. Во втором способе — вариант импульсно-периодического разряда (см. рис. 4, б) — на систему электродов ионизатора прикладывались высоковольтные импульсы от нескольких независимых источников. Время между импульсами могло варьироваться в достаточно широких пределах.

В эксперименте в качестве пин-электрода с раздельными балластными сопротивлениями используется анод, хотя в [5] рекомендуется в этой роли использовать катод. Однако в нашем эксперименте при пин-катоде в некоторых запусках разряд неконтролируемым образом замыкался на землю.

На рис. 18 показана схема подключения ионизаторов к источникам напряжения. Все три ионизатора объединены в один блок. На него с помощью схемы формирования импульсов запуска подается напряжение от трех импульсных высоковольтных источников с регулируемыми интервалами времени. В эксперименте регистрировалось напряжение  $V$  на эквивалентном сопротивлении.

Структуру разряда при таком расположении ионизаторов зафиксировать весьма трудно. На рис. 19 показана фотография разряда в области III ионизатора, снятая несколько сбоку. На фотографии слева расположен катод, справа — анод. Видно, что свечение в объеме

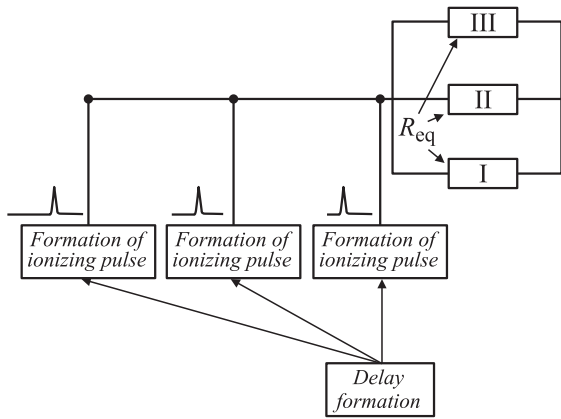


Рис. 18. Схема подключения ионизаторов.

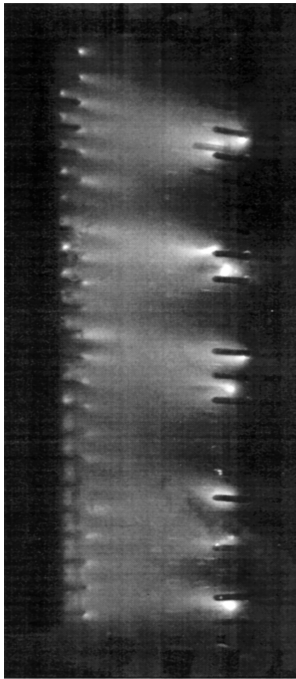


Рис. 19. Фотография разряда.

между электродами сравнительно однородно. Следует обратить внимание на яркое свечение в области 9 пинов анода. В отличие от тестового эксперимента (рис. 6, с) свечение в катодной области сравнительно однородно, что свидетельствует о лучшей организации электродов ионизаторов.

## 2.5. Эксперименты в МГД-канале

В эксперименте измерялись магнитоиндуцированная ЭДС и ток  $I$ , определялись напряжение на электродах  $V_{el}$ , сопротивление  $R_{el}$  и средняя проводимость межэлектродного промежутка  $\langle \sigma \rangle$ . Эквивалентная электрическая схема для каждой отдельной пары электродов показана на рис. 20: магнитоиндуцированная ЭДС  $\varepsilon$  „сидит“ на внутреннем сопротивлении межэлектродного

промежутка и на сопротивлении нагрузки  $R_L$ :

$$\left. \begin{aligned} \varepsilon &= IR_{el} + IR_L, \\ I &= \frac{V_L}{R_L}, \\ R_{el} &= \frac{\varepsilon - V_L}{I}, \\ \langle \sigma \rangle &= \frac{h}{R_{el}S}. \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

Эксперимент проводился при условии  $B = 1.3$  Т. Расчетные значения ЭДС на 1-й, 2-й и 3-й паре электродов соответственно равны: 120, 140, 180 В. Напряжение на ионизирующих электродах было 8 кВ на I ионизаторе, 7 кВ на II и III. Ионизирующие импульсы подаются с интервалом  $10 \mu s$ . Измерение ЭДС проводилось при условии  $R_L \gg R_{el}$ ,  $R_L = 1 \Omega$ . Измеренное значение напряжения на нагрузке от максимального (около 100 В) падает со временем до нуля и примерно в 1.5 раза меньше, чем расчетное ЭДС. Это, скорее всего, связано с тем, что, когда через межэлектродный промежуток протекает слабый ток, увеличивается роль токов утечек и возрастает внутреннее сопротивление из-за большого приэлектродного падения потенциала. В дальнейшем для оценки проводимости плазмы используются расчетные значения ЭДС, так как при больших значениях тока уменьшается роль факторов, приводящих к снижению ЭДС.

Наибольшее значение магнитоиндуцированного тока регистрировалось на первой паре электродов  $I = 0.1$  А. В соответствии с формулами (10)  $R_{ef} = 1.19 \Omega$ ,  $\langle \sigma \rangle = 0.07$  S/m. Полученное значение средней проводимости примерно в 50 раз меньше ожидаемого. В первую очередь, к падению проводимости приводит эффект Холла из-за неидеального секционирования электродов. При заданной геометрии электродной системы и заданной величине параметра Холла ( $\beta_e = 4.5$ ), согласно [13], значение средней проводимости должно упасть в 5 раз. К уменьшению средней проводимости также приводят краевые эффекты, которые в случае короткого канала, когда длина сопоставима с высотой, играют большую роль. Также большую роль играет существенное приэлектродное падение потенциала, что может уменьшить проводимость в несколько раз [13]. Таким образом,

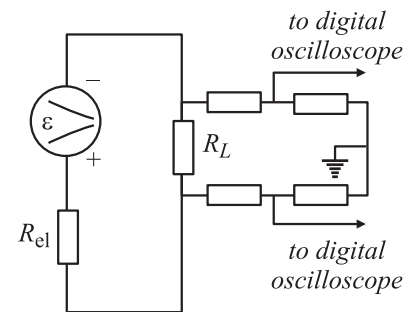


Рис. 20. Эквивалентная схема подключения.

полученное значение средней проводимости находится с разумных пределов, это связано с тем, что при конструировании канала не были выполнены все известные требования, предъявляемые к конструкции каналов, поскольку основной задачей было показать принципиальную возможность получения магнитоиндуцированного тока в воздушной (азотной) газоразрядной плазме, что и было сделано.

## Заключение

Создана установка, совмещающая МГД-системы с системой газоразрядных ионизаторов плазмы, работающих в импульсно-периодическом режиме.

Был достигнут такой режим работы газоразрядных ионизаторов, при котором длительность ионизирующего импульса на порядок меньше времени рекомбинации. При этом интервал между ионизирующими импульсами и время пролета воздушной плазмы между отдельными ионизаторами задавались сравнимыми со временем рекомбинации. Это позволило создать стационарную стадию течения ионизованного воздуха, с проводимостью, достаточной для МГД-взаимодействия.

Реализована генерация электрического тока при движении воздушной газоразрядной плазмы в поперечном магнитном поле.

Результаты работы позволяют утверждать, что возможно управление течением воздушного сверхзвукового потока при помощи МГД-метода. Для этого достаточно импульсно-периодической ионизации потока при помощи высоковольтного газового разряда. Это значительный задел в области изучения и разработки нового МГД-метода управления ударно-волновыми конфигурациями в воздухозаборниках летательных аппаратов.

Работа поддержана программой П-09 президиума РАН и грантом РФФИ № 08-01-00330-а.

## Список литературы

- [1] Bobashev S.V., Erofeev A.V., Lapushkina T.A. et al. // AIAA. 2002. P. 2002–5183.
- [2] Bobashev S.V., Erofeev A.V., Lapushkina T.A. et al. // AIAA. 2002. P. 2002–2164.
- [3] Лапушкина Т.А., Бобашев С.В., Васильева Р.В. и др. // ЖТФ. 2002. Т. 72. Вып. 4. С. 23–31.
- [4] Васильева Р.В., Ерофеев А.В., Лапушкина Т.А. и др. // ЖТФ. 2005. Т. 75. Вып. 9. С. 27–33.
- [5] Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1987. 592 с.
- [6] Митчнер М., Кругер Ч. Частично ионизованные газы. М.: Мир, 1976. 496 с.
- [7] Bobashev S.V., Vasil'eva R.V., Erofeev A.V. et al. // Proc. of 5<sup>th</sup> Int. Workshop on Magneto-Plasma-Aerodynamics for Aerospace Applications, 2003. P. 263–268.
- [8] Bobashev S.V., Erofeev A.V., Lapushkina T.A. et al. // AIAA. 2001. P. 2001–2878.
- [9] Lin Sh.-Ch., Teare J. // Phys. Fluids. 1963. Vol. 6. N 3. P. 355–375.

- [10] Александров Н.Л. и др. // Физика плазмы. 1991. Т. 17. № 12. С. 1446–1452.
- [11] Ударные трубы / Под ред. Х.А. Разматуллина и С.С. Семёнова. М.: ИЛ, 1962. 700 с.
- [12] Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа. М.: Наука, 1978. 736 с.
- [13] Вулис Л.А., Генкин А.Л., Фоменко В.А. Теория и расчет магнитогидродинамических течений в каналах. М.: Атомиздат, 1971. 384 с.