

## Модель дискового магнитогидродинамического канала с фарадеевской коммутацией тока при использовании чистых инертных газов

© Т.А. Лапушкина, Р.В. Васильева, А.В. Ерофеев, А.Д. Зуев

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,  
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Поступило в Редакцию 10 июня 1996 г.)

Эксперимент направлен на поиски путей повышения эффективной проводимости в неравновесных МГД каналах. В качестве рабочего вещества используется инертный газ без присадки щелочного металла. Эксперимент проводился в дисковом МГД канале с радиальным расширением газа и осевым магнитным полем, сопряженным с ударной трубой. В сектор дискового канала помещается вставка с электродами, к которым подключается нагрузка для снятия мощности во внешнюю цепь. В эксперименте снимались вольт-амперные характеристики и регистрировалась структура светящихся неоднородностей. Результаты эксперимента показали, что при развитии ионизационной неустойчивости эффективная проводимость плазмы увеличивается при увеличении магнитной индукции, снимаемая плотность мощности при полях больше критических оказалась примерно на 30% выше, чем рассчитанная в приближении постоянства проводимости.

Целью данной работы являются исследование перспективности создания дискового магнитогидродинамического (МГД) генератора на чистых инертных газах с фарадеевской коммутацией тока и изучение его характеристик. Как было показано в работах [1,2], в дисковом МГД канале в потоке инертного газа (ксенона) с неравновесной ионизацией вследствие развития ионизационной неустойчивости, несмотря на стратификацию потока, средняя азимутальная проводимость с ростом магнитного поля не падает, как это происходит в экспериментах с присадкой щелочного металла, а несколько возрастает. Поэтому ионизационно неустойчивая плазма чистых инертных газов может являться перспективным рабочим веществом для неравновесных МГД каналов, причем ориентация страт, т.е. областей с повышенной проводимостью, в потоке плазмы по отношению к азимутальному и радиальному токам дает возможность выбрать более выгодный способ коммутации тока (холловский или фарадеевский).

Эксперименты проводились в дисковом МГД канале, сопряженном с ударной трубой. Начальное давление в рабочей камере  $3.5 \cdot 10^3 \text{ N/m}^2$ , число Маха в цилиндрической трубе 6.9. Условия на входе в дисковый канал были следующие:  $r_0 = 0.02 \text{ m}$ ,  $T_{e0} = T_{s0} = 5900^\circ \text{K}$ ,  $u_0 = 0.96 \cdot 10^3 \text{ m/s}$ ,  $p_0 = 5 \cdot 10^5 \text{ N/m}^2$ ,  $\alpha_0 = 2.5 \cdot 10^{-4}$ . Магнитное поле, создаваемое в дисковом канале, варьировалось от 0.2 Т до 1.1 Т. Для фарадеевской коммутации тока в дисковый канал был помещен клин из изоляционного материала с попарно расположенными на нем электродами длиной 0.014 м и высотой, равной высоте дискового канала (0.01 м) (рис. 1). Для сравнительного измерения фарадеевского тока и внутреннего сопротивления плазмы использовались индукционные катушки, помещенные вблизи диска. При помощи скоростной фотокамеры снималось свечение плазмы в трех областях дискового канала. Изменение свечения во времени при

протекании плазмы по дисковому каналу фиксировалось фотоумножителями. Скорость потока определялась по скорости распространения неоднородностей.

Топология страт, возникающих при развитии ионизационной неустойчивости в ксеноне, показана на рис. 2. Здесь представлены фрагменты самосветящихся страт, наблюдаемых в короткозамкнутом МГД канале при помощи трех поворотных зеркал и скоростной фотокамеры, и схема расположения страт при  $B/B_{cr} = 2$  [2]. По сравнению с положением страт при критическом поле

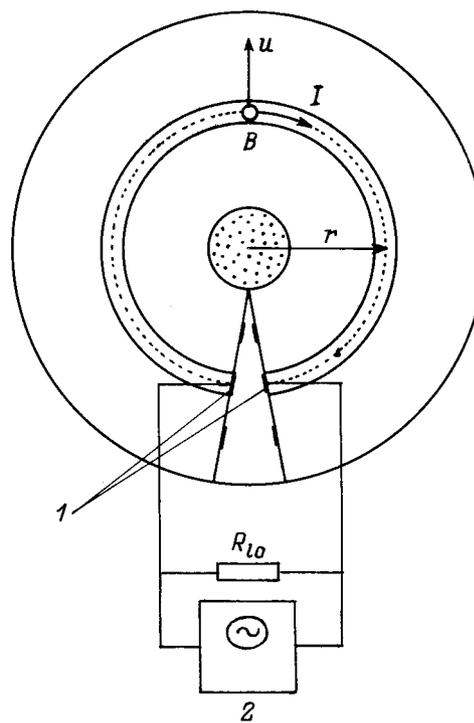


Рис. 1. Схема установки: 1 — электроды, 2 — осциллограф.



**Рис. 2.** Топология светящихся неоднородностей. В прямоугольниках — фотография страт через поворотные зеркала; вне прямоугольников — дорисованное изображение страт, восстановленное из анализа большого числа кадров.

при закритических полях страты оказываются переориентированы ближе к направлению азимутального тока, что повышает азимутальную проводимость плазмы и указывает на перспективность фарадеевского типа коммутации тока при создании дискового МГД генератора на чистых инертных газах с неравновесной ионизацией.

Недостатком используемой в данной работе схемы замыкания фарадеевского тока на нагрузку является влияние конечных эффектов на величину снимаемого напряжения, так как при движении потока по диску у носика клина повышается проводимость плазмы, что при больших сопротивлениях нагрузки может приводить к замыканию тока помимо нагрузки через плазму, а следовательно, и к уменьшению сопротивления утечки. Возникающая при движении плазмы в магнитном поле азимутальная электродвижущая сила  $\varepsilon_\varphi$ , равная  $uB(2\pi r - l)$  (здесь  $u$  — скорость потока;  $r$  — радиус окружности, где находят электроды;  $l$  — ширина клина на этом радиусе), определяет падение напряжения на нагрузке  $V_{l0}$  и падение напряжения на внутреннем сопротивлении плазмы  $R_{pl}$

$$\varepsilon_\varphi = V_{l0} + R_{pl}I.$$

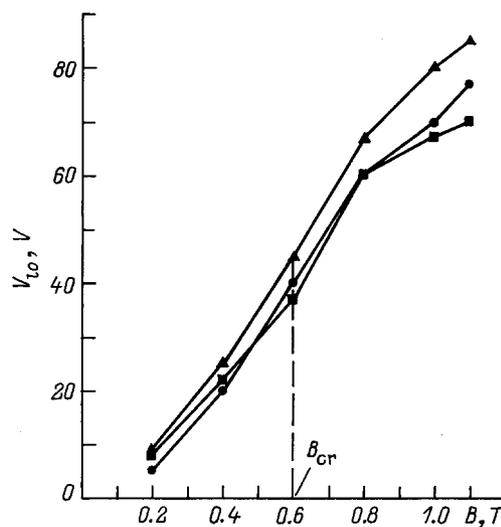
При условии отсутствия утечки тока после размыкания фарадеевского тока в плазме (сопротивление нагрузки порядка входного сопротивления осциллографа около  $0.5 \text{ М}\Omega$ ) величина снимаемого с электродов напряжения должна быть близка к значению электродвижущей силы  $\varepsilon_\varphi$ . Реально в эксперименте в случае ксеноновой плазмы это напряжение в 2 раза ниже расчетных значений электродвижущей силы. Следовательно, ток замыкается помимо нагрузки. Если определить это замыкание в цепи как сопротивление утечки  $R_{le}$ , подключенное параллельно сопротивлению нагрузки  $R_{l0}$ , то, используя вольт-амперные характеристики, можно оценить величину это-

го сопротивления как

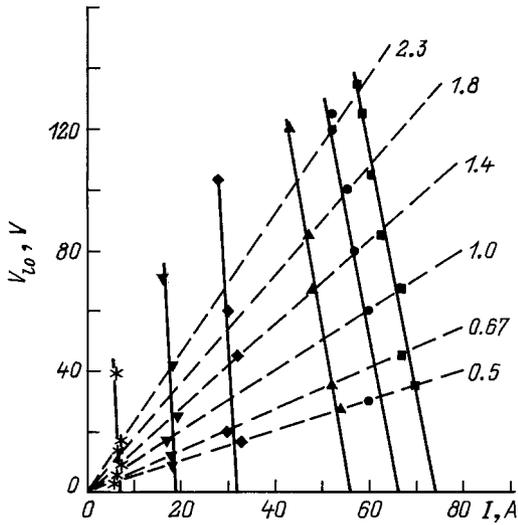
$$R_{le} = R_{pl} / \left( \frac{\varepsilon_\varphi}{V_{l0}} - 1 \right).$$

Оценки показали, что в данных условиях  $R_{le}$  порядка внутреннего сопротивления плазмы. Вследствие этого исследования проводились при сопротивлении нагрузки  $R_{l0} < R_{pl} \approx 10 \Omega$ , а следовательно, при малых значениях коэффициента нагрузки. Для сравнения были проделаны эксперименты на воздухе (число Маха в трубе 8, начальное давление рабочего газа  $3.5 \cdot 10^2 \text{ N/m}^2$ ). В этом случае степень ионизации плазмы на два порядка ниже, чем в ксеноне, где ионизация происходит за счет столкновений высокоэнергетичных электронов с атомами, тогда как в воздухе механизм термической ионизации иной. За ионизацию воздуха в основном ответствен процесс ассоциативной ионизации  $O + N \leftrightarrow NO^+ + e$ . При этом атомы O и N образуются вследствие диссоциации соответствующих молекул. Вероятно, такая разница в механизме ионизации привела к различным значениям сопротивления утечки по отношению к внутреннему сопротивлению плазмы, в результате чего при измерениях напряжения на электродах при большой нагрузке величина  $V_{R_{l0} \gg R_{pl}}$  в воздухе оказывается всего на 20% ниже величины  $\varepsilon_\varphi$ .

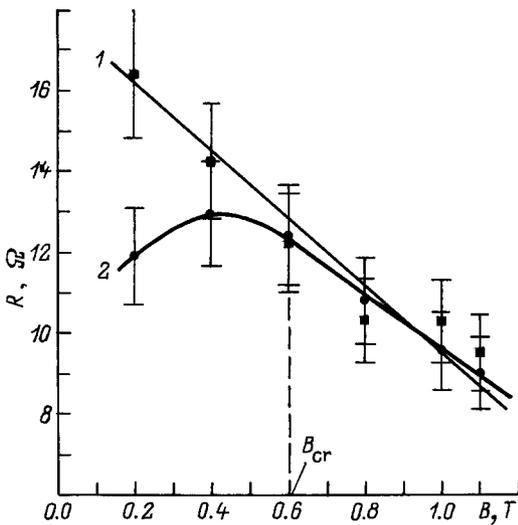
На рис. 3 приведены зависимости снимаемого при тчении ксеноновой плазмы с нагрузки  $1.4 \Omega$  напряжения от магнитного поля для трех пар электродов, находящихся на разных радиусах диска. Видно, что наибольшее напряжение, а следовательно, и ток снимались со средней пары электродов ( $r = 0.089 \text{ м}$ ). Крайние электроды играют роль как бы охранных колец, но собирают значительную долю тока. На графике указано критическое значение магнитной индукции в данных экспериментальных условиях  $B_{cr} = 0.6 \text{ Т}$ .



**Рис. 3.** Зависимость снимаемого с нагрузки  $R_{l0} = 1.4 \Omega$  напряжения от магнитной индукции.  $r, \text{ м}$ : ● — 0.068, ▲ — 0.098, ■ — 0.116.



**Рис. 4.** Вольт-амперные характеристики средней пары электродов.  $B, T$ :  $\star$  — 0.2,  $\blacktriangledown$  — 0.4,  $\blacklozenge$  — 0.6,  $\blacktriangle$  — 0.8,  $\bullet$  — 1.0,  $\blacksquare$  — 1.1. Сплошные линии — параметр  $B$ , штриховые — параметр  $Rl_0$ . Цифры на графике — значения сопротивления нагрузки в  $\Omega$ .



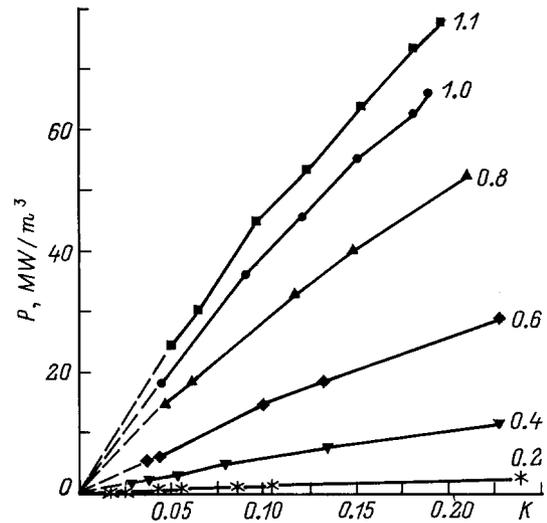
**Рис. 5.**

Снятые со средней пары электродов вольт-амперные характеристики для различных значений магнитного поля приведены на рис. 4. Видно, что форма вольт-амперных характеристик при докритических и закритических магнитных полях мало изменяется. Используя эти вольт-амперные характеристики, можно определить внутреннее сопротивление плазмы

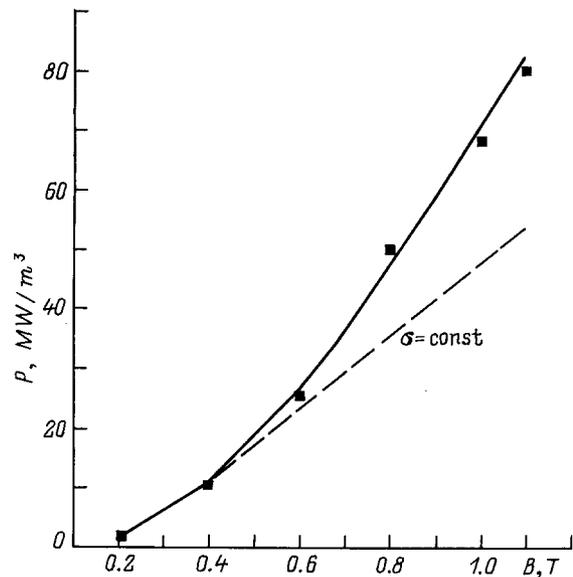
$$R_{pl} = \frac{uB(2\pi r - l) - V_{l0}}{I}.$$

Полученная таким образом зависимость внутреннего сопротивления плазмы от магнитного поля на расстоянии 0.089 м от начала течения представлена на рис. 5

(кривая 1). При обработке не учитывались приэлектродные падения потенциалов. Поэтому определенные таким образом сопротивления должны быть несколько больше, чем сопротивления в межэлектродном промежутке. Длина токового слоя в данном случае  $2\pi r - l \approx 0.53$  м, а площадь его поперечного сечения составляет  $1.4 \cdot 10^{-4}$  м<sup>2</sup>. Здесь же приведены значения внутреннего сопротивления плазмы в короткозамкнутом канале для этого же режима, измеренные при помощи индукционных катушек [2] (кривая 2). Видно хорошее соответствие представленных кривых при закритических значениях магнитного поля. Отличие при малых величинах  $B$  обусловлено, вероятно, тем, что при малых токах относительно велико приэлектродное падение по-



**Рис. 6.** Зависимость удельной мощности от коэффициента нагрузки.



**Рис. 7.** Зависимость удельной мощности от магнитной индукции при  $K = 0.2$ .

тенциала. С ростом магнитного поля оно уменьшается, так как достигается такое значение плотности тока ( $j > 10^5 \text{ A/m}^2$ ), при котором возможно образование микродуг [4]. На рисунке видно падение сопротивления плазмы с развитой ионизационной неустойчивостью в дисковом МГД канале при увеличении магнитного поля.

Используя полученные вольт-амперные характеристики, можно оценить удельную мощность нашего генератора, что и представлено на рис. 6. Здесь показана зависимость удельной мощности  $P$  от коэффициента нагрузки  $K = R_{l0}/R_{pl} = V_{l0}/\varepsilon_\varphi$  для различных значений  $B$  (в Т). Максимальная удельная мощность в нашем эксперименте не была достигнута, так как использовались малые сопротивления нагрузки.

На рис. 7 приведена зависимость полной удельной мощности от магнитного поля при коэффициенте нагрузки 0.2. Здесь же представлена полная мощность, рассчитанная при условии, если бы ионизационная неустойчивость в этом режиме не развилась, т.е. проводимость оставалась бы постоянной, а именно  $P = \sigma_0(u)^2 B^2 K(1 - K)$ . Значения скорости потока были взяты из расчета течения плазмы в дисковом МГД канале. Видно, что в ионизационно неустойчивой плазме плотность мощности растет сильнее, чем при условии  $\sigma = \text{const}$ .

Таким образом, вполне целесообразно использование чистых инертных газов с развитой ионизационной неустойчивостью в качестве рабочего тела в дисковых МГД генераторах. Причем, несмотря на конструктивную сложность, фарадеевская коммутация тока позволяет снимать значительную мощность при МГД преобразовании энергии в дисковом канале. Конструктивные же сложности состоят в том, чтобы избежать замыкание тока через плазму помимо нагрузки, уменьшив возмущение потока рабочего газа, вызываемого вставкой с электродами, что, по-нашему мнению, вполне возможно.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект № 96-02-16904а.

## Список литературы

- [1] Васильева Р.В., Ерофеев А.В., Мирианов Д.Н. и др. // ЖТФ. 1989. Т. 59. Вып. 7. С. 27–33.
- [2] Васильева Р.В., Генкин А.Л., Горячев В.Л. и др. Низкотемпературная плазма инертных газов с неравновесной ионизацией и МГД генераторы. С.-Пб.: ФТИ РАН, 1991. 206 с.
- [3] Васильева Р.В., Ерофеев А.В., Зувев А.Д. и др. // ЖТФ. 1994. Т. 64. Вып. 2. С. 49–63.
- [4] Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1987. 592 с.