

Math-Net.Ru

All Russian mathematical portal

V. B. Mintsev, V. E. Fortov, Оптимальные условия работы взрывных МГД-генераторов, *TVT*, 1982, Volume 20, Issue 3, 584–586

Use of the all-Russian mathematical portal Math-Net.Ru implies that you have read and agreed to these terms of use
<http://www.mathnet.ru/eng/agreement>

Download details:

IP: 18.97.9.169

February 6, 2025, 19:32:23



1. Дьячков Л. Г., Кобзев Г. А. Тормозное излучение вблизи порога образования уровня.— ТВТ, 1981, т. 19, № 4, с. 686.
2. Сибельман И. И. Введение в теорию атомных спектров. М.: Физматгиз, 1977, с. 238.
3. Фирсов О. Б., Чибисов М. И. Тормозное излучение медленных электронов на нейтральных атомах.— ЖЭТФ, 1960, т. 39, № 6, с. 1770.
4. Касьянов В. А., Старостин А. Н. Тормозное излучение при резонансном рассеянии в молекулярном газе.— Физика плазмы, 1978, т. 4, № 1, с. 120.
5. Виноградов Ан. В. Условия применимости низкочастотного приближения в задаче об одноквантовом тормозном излучении. М., ФИАН, препринт № 197, 1980.
6. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Квантовая механика. М.: Наука, 1974, с. 626, 633.

УДК 621.313.12:538.4

ОПТИМАЛЬНЫЕ УСЛОВИЯ РАБОТЫ ВЗРЫВНЫХ МГД-ГЕНЕРАТОРОВ

Милицев В. Б., Фортон В. Е.

Одними из наиболее перспективных компактных источников импульсной электроэнергии представляются взрывные МГД-генераторы [1–3], способные обеспечить в частотном режиме импульсы электроэнергии до 10 МДж за времена $10^{-6} - 10^{-3}$ с [2]. Рабочим телом в этих устройствах служит ударно сжатая плазма аргона, ксенона и воздуха, генерируемая за фронтом мощных ударных волн, которые образуются при детонации взрывчатых веществ. Основным элементом конструкции таких МГД-генераторов являются взрывные ударные трубы, способные реализовать широкий диапазон скоростей ударных волн $D \sim 5-100$ км/с [4] в газах с начальным давлением $p_0 = 10-10^6$ Па. Представляет интерес оценить возможные параметры такого рода взрывных МГД-генераторов в зависимости от параметров генерируемых взрывов ударных волн.

Анализ принципиальной электрической схемы МГД-генераторов показал наличие оптимальных условий выделения энергии на омической нагрузке ϵ_1 в зависимости от параметра $\gamma = L/(R_n + R_{\text{н}})$ [2, 5] (L – скорость изменения индуктивности; R_n и $R_{\text{н}}$ – сопротивления плазменного сгустка и внешней нагрузки). Уравнения электротехники допускают аналитическое решение для случая $D = \text{const}$, $L = \text{const}$, $R_n = \text{const}$, $R_{\text{н}} = \text{const}$ [2], использованием которого ограничимся в данной работе. Параметр γ связан с магнитным числом Рейнольдса потока $Re_m = \mu_0 \sigma U l$ (σ – электропроводность плазменного сгустка; U – массовая скорость движения потока; l – толщина проводящего поршня) соотношением [2]

$$\gamma = (1-k) Re_m \delta / l, \quad k = R_n / (R_n + R_{\text{н}}).$$

Здесь δ – эффективная глубина токового слоя в плазме, $\delta \ll l$. В данных расчетах считалось для определенности $k = 0,5$, что обеспечило максимальные значения ϵ_1 при $Re_m \ll 1$. При $Re_m \gg 1$ задача об оптимизации ϵ_1 по k требует отдельного рассмотрения. Таким образом, в сделанных предположениях задача о нахождении оптимальных скоростей ударных волн в рабочем газе при характерных величинах l для получения максимальных величин энергии, выделившейся в омической нагрузке, сводится к нахождению электропроводности и массовой скорости плазмы за фронтом ударного разрыва и последующему определению значений ϵ_1 / w_0 (w_0 – энергия начального магнитного поля) в соответствии с соотношениями, приведенными в [2].

Расчет параметров ударно сжатой плазмы аргона и ксенона производился путем совместного решения гидродинамических и термодинамических уравнений для одномерного и стационарного потока [6]. При распространении ударных волн в этих газах при $p_0 \geq 10^5$ Па с $D \geq 4$ км/с за фронтом ударного разрыва реализуется плазма с сильным кулоновским взаимодействием (параметр неидеальности $\Gamma = e^2 / k T r \geq 1$; r – радиус экранирования). В данных расчетах неидеальность заряженной компоненты учитывалась [7] в рамках дебаевского приближения в большом каноническом ансамбле, отталкивание тяжелых частиц на малых расстояниях воспроизводилось виртуальным разложением. Такая модель с приемлемой точностью описывает имеющиеся ударно-волновые данные по уравнению состояния неидеальной плазмы [7]. Электропроводность ксенона вычислялась [8] в приближении Фроста, а используемые при этом сечения рассеяния электронов на ионах рассчитывались с учетом конечных размеров ионов ксенона – эффекта, существенно влияющего на проводимость сильно разогретой неидеальной плазмы [8]. Методика такого расчета и сравнение его с экспериментальными данными подробно изложены в [8]. Значения электропроводности плазмы аргона взяты из [9, 10].

Для определения термодинамических параметров и состава ударно сжатого воздуха использовались таблицы [11]. Электропроводность рассчитывалась затем в адди-

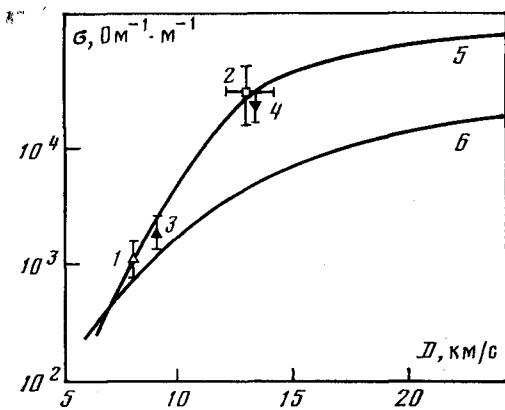


Рис. 1

Рис. 1. Электропроводность на ударных адиабатах воздуха: 5 - $p_0 = 10^5$ Па; 6 - $1,3 \cdot 10^2$

Рис. 2. Отношение энергии, выделяющейся на омической нагрузке, к энергии начального магнитного поля ($a - l = 1$ см, $b - 3$). Ксенон: 1 - $p_0 = 1,3 \cdot 10^2$ Па; 2 - 10^5 ; 3 - 10^6 . Аргон: 4 - $p_0 = 1,3 \cdot 10^2$ Па; 5 - 10^5 . Воздух: 6 - $p_0 = 1,3 \cdot 10^2$ Па; 7 - 10^5

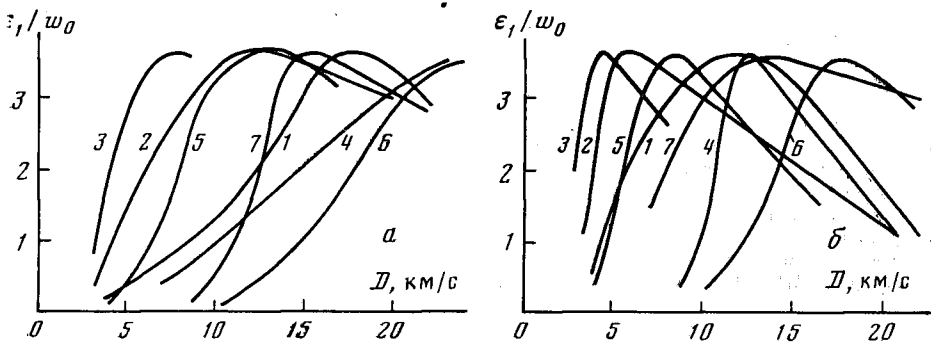


Рис. 2

тивном приближении [12] с использованием сечений рассеяния электронов на нейтральных атомах из [13]. Ввиду развитой неидеальности плазмы воздуха ($\Gamma \sim 1$ при $D \sim 15$ км/с) в расчетах электропроводности, обусловленной взаимодействием заряженных частиц, кулоновский логарифм брался в форме $\Lambda = \ln[1 + (3\sqrt{2}/\Gamma)^2] / 2$ (например, [14]), обеспечивающей сходимость выражений для электропроводности при $\Gamma \gg 1$. Результаты такого расчета приведены на рис. 1 (кривые 5, 6). Здесь же показаны экспериментальные данные, полученные для воздуха при $p_0 = 10^5$ Па. Точка 1 получена на линейной взрывной ударной трубе [10]. Точка 2 - электропроводность потока, генерируемого кумулятивным зарядом [2]. Точки 3, 4 получены соответственно на линейной взрывной ударной трубе в кумулятивном устройстве по методикам, описанным в [8, 10]. Видно, что такой расчет удовлетворительно описывает результаты экспериментов, а высокий уровень электропроводности в условиях [2] объясняется тем, что проводимость газокумулятивной струи, видимо, определяется существованием пробки ударно сжатой плазмы воздуха, а не продуктами детонации.

На рис. 2 приведены расчетные зависимости ϵ_1/w_0 (коэффициент изменения индуктивности цепи $N=50$) в зависимости от скорости ударных волн в аргоне, ксеноне и воздухе при различных начальных давлениях. При вычислениях полагалось $l=1$ и 3 см, что близко к условиям работы реальных МГД-генераторов [1-3]. Видно, что наиболее легко достигаются оптимальные условия в ксеноне при повышенном начальном давлении $p_0 \gg 10^5$ Па.

Отметим, что проведенные расчеты дают нижний предел скоростей D для получения максимальных значений ϵ_1/w_0 . В реальных экспериментах электросопротивление плазменного ступка будет несколько больше расчетного, так как на его величине сказывается приэлектродное падение напряжения. Кроме того, в линейных взрывных ударных трубах при низких начальных давлениях вследствие перемешивания плазмы и продуктов детонации на контактной поверхности из-за развития неустойчивости Рэлея - Тейлора проводимость рабочего тела падает [15]. Для этого случая необходимы отдельные расчеты, использующие опытные данные при конкретных экспериментальных условиях.

Авторы выражают благодарность Е. Ф. Лебедеву и В. Е. Осташеву за полезные обсуждения.

1. Кириллин В. А., Альтов В. А. и др. Взрывной магнитогидродинамический генератор со сверхпроводящей магнитной системой.— ДАН СССР, 1969, т. 185, с. 316.
2. Титов В. М., Швецов Г. А. Генерация электрических импульсов высокой мощности с помощью кумулятивного заряда.— ФГВ, 1980, т. 16, с. 47.
3. Джокс М., Мак-Киннон Ч., Блэкмен В. Генерация кратковременных импульсов в линейных МГД-генераторах.— В кн.: Прикладная магнитная гидродинамика. М.: Мир, 1968.
4. Сейфуллин М. А., Попов Е. П. Излучательные свойства ударных волн в газах. М.: Наука, 1977.
5. Асиновский Э. И., Осташев В. Е. Предельные возможности импульсного МГД-преобразователя по генерации электрической энергии на омическую нагрузку.— ТВТ, 1976, т. 14, № 5, с. 1079.
6. Грязнов В. К., Иосилевский И. Л., Фортгов В. Е. Расчет ударных адиабат аргона и ксенона.— ПМТФ, 1973, т. 13, № 3, с. 70.
7. Грязнов В. К., Жерноkletов М. В., Зубарев В. Н. и др. Термодинамические свойства неидеальной плазмы аргона и ксенона.— ЖЭТФ, 1980, т. 78, № 2, с. 573.
8. Минцев В. Б., Фортгов В. К., Грязнов В. К. Электропроводность высокотемпературной неидеальной плазмы.— ЖЭТФ, 1980, т. 79, № 1, с. 116.
9. Грязнов В. К., Иванов Ю. В., Старостин А. Н., Фортгов В. Е. Теплофизические свойства ударно-сжатого аргона и ксенона.— ТВТ, 1976, т. 14, № 3, с. 643.
10. Иванов Ю. В., Минцев В. Б., Фортгов В. Е., Дремин А. Н. Электропроводность неидеальной плазмы.— ЖЭТФ, 1976, т. 74, № 1, с. 216.
11. Кузнецов Н. М. Термодинамические функции и ударные адиабаты воздуха при больших температурах. М.: Машиностроение, 1965.
12. Лин Е., Реслер Е., Кантровиц А. Электропроводность высокоионизованного аргона в ударной волне.— Вопросы ракетной техники, 1956, т. 1 (31), с. 13.
13. Yos I. M. Technical memorandum rad TM-63-7. Wright Patterson air force base, Ohio, 22 march, 1963.
14. Павлов Г. А., Кучеренко В. И. О влиянии возбужденных атомов на проводимость плотной плазмы паров щелочных металлов.— ТВТ, 1977, т. 15, № 2, с. 409.
15. Давыдов А. Н., Попель О. С. Взрывные ударные трубы как инструмент для плазмофизических исследований.— В кн.: Динамика сплошной среды. Вып. 29. Новосибирск: ИГ СО АН СССР, 1977, с. 27.

УДК 537.523

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПРОФИЛЕЙ
ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ И ТЕМПЕРАТУРЫ В ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ
МГД-ГЕНЕРАТОРА**

Молотков В. И., Шефедов А. П.

При исследовании течений плазмы в МГД-генераторе важной задачей является получение данных о параметрах пограничного слоя. Сведения о толщине пограничного слоя и распределении параметров в нем возможно получить по измерениям локальной электропроводности плазмы, которые проводятся на Установке У-25 [1] с помощью метода добротности контура [2-4].

В данном сообщении демонстрируется применение метода добротности к исследованию пограничного слоя МГД-генератора.

При проведении исследований датчиком электропроводности служила цилиндрическая катушка, состоявшая из 17 витков провода диаметром 0,2 мм, намотанного на ферритовый сердечник диаметром 2,6 и длиной 9 мм. Фторопластовый корпус датчи-

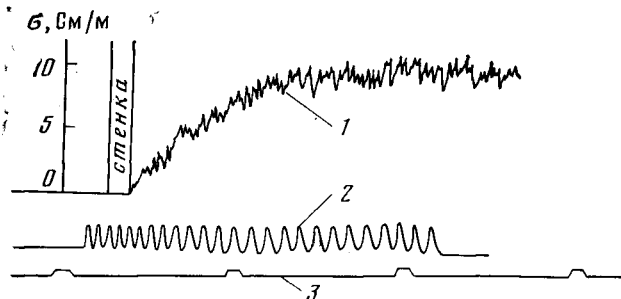


Рис. 1. Осциллограмма сигнала датчика электропроводности, полученная на Установке У-25: 1 — сигнал датчика электропроводности; 2 — метки положения; 3 — метки времени