

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЫСОКОСКОРОСТНЫХ ПОТОКОВ ГАЗА
ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫМ МЕТОДОМ

Г. В. Пряхин, В. М. Титов, Г. А. Швецов

(Новосибирск)

Излагаются некоторые результаты измерений электромагнитным методом скоростных характеристик потоков газа, движущихся в канале со скоростями единицы-десятки км/сек. Исследовались потоки, плотность газа в которых превышает плотность воздуха при нормальных условиях в 10—50 раз.

1. Известны несколько способов получения высокоскоростных потоков плотного газа. Укажем два из них: истечение газовой кумулятивной струи при взрыве полого цилиндрического заряда ВВ [1]; получение газовой струи при сжатии газа в условиях остроугольной геометрии [2]. В первом способе скорость ударной волны в канале заряда перед струей продуктов детонации $D \approx 12-15$ км/сек (при вакуумировании до 1—2 мм рт. ст. $D \approx 18-20$ км/сек). В устройстве, описанном в [2], $D \approx 20-30$ км/сек. Скорость фронта измеряется обычно фоторегистацией процесса в режиме развертки [2-4]. Этот метод не дает информации о значениях скорости потока за фронтом. Измерение массовой скорости в потоке и явилось целью экспериментов, описанных ниже.

Скорость потока определялась по э.д.с., наводимой при движении ионизованного газа в поперечном магнитном поле. Для электродов, перпендикулярных направлению поля и скорости потока, при разомкнутой внешней цепи

$$E = uB d \cdot 10^{-8} \quad (1.1)$$

где E — э.д.с. (в), u — скорость (км/сек), B — индукция поля (гс), d — расстояние между электродами (см).

Напряжение на цепи, замкнутой на нагрузку R

$$V = ER / (R_p + R) \quad (1.2)$$

Здесь R_p — сопротивление плазмы. При $R \gg R_p$ из (1.2) имеем $V \approx E$ и, следовательно, из (1.1) по величине E определяется скорость потока.

2. Измеренная в [5] величина сопротивления промежутка между электродами по длине кумулятивной струи в зарядах ВВ с диаметрами канала $d_1 = 10, 20$ мм лежит в пределах $1.5 \div 3$ ом, слабо изменяясь во время измерения. При расположении электродов под углами $\alpha_0 = 45, 90, 135^\circ$ величина R_p меняется не более чем на $\pm 10\%$ по сравнению с $\alpha_0 = 180^\circ$. Это можно объяснить уменьшением проводимости к внешнему слою. Вопрос о радиальном распределении электропроводности газовой кумулятивной струи далеко не прост и требует дальнейшего изучения.

Электропроводность потока устройства [2] экспериментально не исследовалась, а оценивалась по данным [6]. Использовалось приближение

$$\frac{1}{\sigma} = \frac{1}{\sigma_0} + \frac{1}{\sigma_d} \quad (2.1)$$

$$\left(\sigma_0 = \frac{0.532\alpha e^2}{(m_e kT)^{1/2}} \frac{1}{Q}, \sigma_d = \frac{0.591 (kT)^{3/2}}{m_e^{1/2} e^2 \ln(h/b_0)}, h^2 = \frac{kT}{8\pi n_e e^2}, b_0 = \frac{e^2}{3kT} \right)$$

Здесь $1/\sigma_0$ — удельное сопротивление для слабо ионизованного газа; $1/\sigma_d$ — то же [6] для полностью ионизованного газа; α — степень ионизации; m_e, e — масса и заряд электрона; k — постоянная Больцмана; T — абсолютная температура; Q — сечение столкновения электронов с атомами газа; h — дебаевский радиус экранирования; n_e — электронная концентрация.

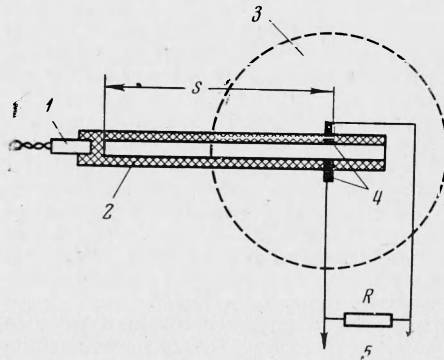
Эффективное сечение столкновения Q определялось из [6], температура за фронтом волны и степень ионизации оценивались по [7], исходя из известной скорости фронта ($D \approx 18$ км/сек). Соответствующая этим значениям проводимость $\sigma \approx 10^3$ мо/м. Сопротивление плазмы между электродами и в этом случае — единицы ом.

3. Магнитное поле создавалось постоянным магнитом с индукцией $5 \cdot 10^3$ гс. Диаметр полюсов 250 мм, зазор 30 мм. В опытах проводился контроль распределения поля и абсолютная калибровка (ИМИ-3).

Схема измерения э.д.с. в опытах с кумулятивными зарядами дана на фиг. 1, на которой 1 — капсуль, 2 — кумулятивный заряд ВВ, 3 — полюса магнита, 4 — электроды, 5 — подводка к осциллографу. Медные электроды ($\varnothing 2.5$ мм) крепились заподлицо с внутренней поверхностью канала либо в заряде, либо в трубе из изолятора, продающей канал. Струи создавались грубчатыми зарядами из ВВ ТГ 50/50 (фиг. 1) с наружными диаметрами $d_2 = 12, 24, 36$ мм и соответственно диаметрами канала $d_1 = 5, 10, 15$ мм. Отношение длины канала к его диаметру везде равно 25. Индуцирован-

ная э.д.с. определялась по падению напряжения на нагрузке $R = 100 \text{ ом}$. В любом сечении потока $R \gg R_p$. Сигнал подавался на пластины осциллографа. Время установления поляризованного электрического поля в условиях опыта не превышает 0.25 мксек .

Электроды располагались в центре полюсов магнита на расстоянии $s = 17 \div 60 d_1$ (фиг. 1). При $s > 25 d_1$ (и всегда при $d_2 = 36 \text{ мм}$) электроды крепились к трубе, продолжающей канал. Эксперименты ставились в воздухе при нормальных условиях и давлении в $1-2 \text{ мм рт. ст.}$



Фиг. 1

сжимаемый газ (воздух), 6 — выходная трубка, 7 — электроды. При взрыве металлическая пластина движется к вершине полусферической камеры. Сжимаемый газ (воздух) выталкивается в трубку в виде высокоскоростной струи. Схема измерения аналогична фиг. 1, измерения выполнены при $s = 14 d_1$ (в опытах $d_1 = 5 \text{ мм}$, $d_0 = 40 \text{ мм}$). При указанных размерах $D = 18 \text{ км/сек}$, характер изменения скорости за фронтом виден из осциллограммы (фиг. 4). Длительность сигнала $t \approx 8 \text{ мксек}$; спустя 3 мксек от начала сигнала $u \approx 10 \text{ км/сек}$. Измеренные значения скорости фронта согласуются с данными фоторегистрации; при дальнейшем росте s величина D резко падает.

4. По наведенной э.д.с. можно определить действительную скорость потока при близости его к одномерному, что предполагает и слабое влияние пограничного слоя у стенки. В противном случае наличие неоднородности скорости по сечению приводит к падению э.д.с. и занижению получаемых значений относительно ядра потока. Торможение потока на стенках должно вызывать повышение температуры внешних слоев и увеличение их электропроводности. Наличие скин-эффекта может при этом не дать возможности магнитному полю в потоке установиться до равновесного значения, что также может привести к занижению измеряемых величин. В случае постоянства скорости потока по сечению и наличия падения электропроводности к внешнему слою для получения истинных значений скорости достаточно, чтобы магнитное поле успело установиться во внешнем слое. При этом предполагается, что приращение магнитного поля за счет вытеснения части его центральной зоной мало и сопротивление нагрузки много больше сопротивления внешних слоев.

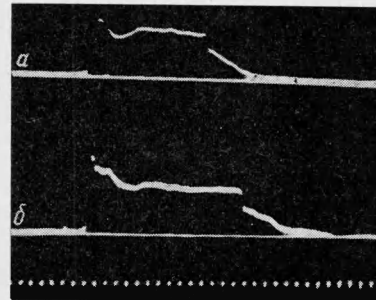
Измерение сопротивления кумулятивной струи при расположении электродов под углом в сечении потока позволяет предположить, что для кумулятивной струи характерно наличие ядра потока с повышенной проводимостью. Аналогичный вывод получен в [8], где показано, что струя плазмы от зарядов ВВ с полостью обладает неоднородностью электропроводности по сечению, но фронт ее есть плоская волна.

В условиях поставленных экспериментов время движения плазмы в магнитном поле намного превышало время проникновения поля в поток. Измерения проводились в центре полюсов магнита (фиг. 1), поэтому при подходе к электродам поток уже поляризован. Наличие градиента скорости по длине струи должно приводить к перераспределению потенциала. Анализ эквивалентной электрической схемы показывает, что с точностью $2-5\%$ величина сигнала на нагрузке равна э.д.с.; с такой же точностью измерены значения скорости потока.

Приведенные выше соображения позволяют считать, что массовая скорость исследуемых потоков может с приемлемой точностью определяться по наведенной э.д.с.

На фиг. 2 приведены данные двух опытов (a — нормальное давление, b — давление $1-2 \text{ мм рт. ст.}$). Здесь $s = 22.5 d_1$, $d_1 = 5 \text{ мм}$, $d_2 = 12 \text{ мм}$. Внизу — масштаб времени: частота меток 2.5 Мгц . При $d_1 = 10, 15 \text{ мм}$ амплитуда и длительность сигналов подобно растут. На фиг. 2, $a D = 13.1 \text{ км/сек}$, на фиг. 2, $b D = 16.5 \text{ км/сек}$. Соответственно, плато за фронтом на осциллограммах 10 и 10.9 км/сек . Скорость фронта в обоих случаях согласуется с данными фоторегистра. При увеличении расстояния до $s = 60 d_1$ значения скоростей на фронте и в потоке падают на $1.5-2 \text{ км/сек}$.

Схема устройства, описанного в работе [2], приведена на фиг. 3, на которой 1 — генератор плоской волны, 2 — заряд ВВ, 3 — медная пластина, 4 — стенка камеры, 5 —



Фиг. 2

5. Газовые струи со скоростями в десятки км/сек могут быть использованы в качестве рабочего тела для разгона твердых частиц до метеоритных скоростей (поток продуктов детонации, плазма в разрядном устройстве, газ в ударной трубе и т.д.). Поток обтекает частицу и ускоряет ее. Скорость потока u , наряду с плотностью, является определяющей для оценки возможностей ускорения. Чтобы скорость частиц была сопоставима со скоростью потока, необходимо [1]

$$4\rho / \delta\rho_1 \geq 1 \quad (5.1)$$

где l — длина потока, ρ — его плотность, δ — размер тела, ρ_1 — плотность материала тела. Для метания тела размером в единицы мм требуются значительные массы газа. Нагрузки в процессе разгона не должны превышать критических разрушающих напряжений для материала. Расчет показывает, что для тела сферической формы [9]

$$\rho u^2 \leq a\tau \quad (5.2)$$

где $a \approx 3.5$, τ — величина предела прочности материала тела.

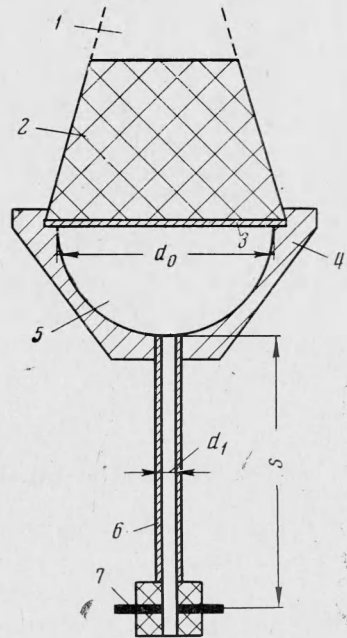
Осциллограммы (фиг. 2) показывают, что длительность участка струи при $u > 10-11$ км/сек невелика относительно общей длины струи. Это объясняет тот факт, что при реальных размерах лабораторных установок кумулятивные заряды в виде трубки из ВВ могут осуществлять разгон частиц лишь до 8—9 км/сек [1], так как для разгона является существенной, согласно (5.1), длина потока l . (Плотность струи, согласно оценкам $\rho \approx 0.025 - 0.06$ г/см³ [3]). Для ускорения в интервале 9—12 км/сек необходимы заряды более сложной геометрии [1], где участки струи с повышенной скоростью создаются неоднократно. Также можно предположить (фиг. 2), что при метании достаточно крупных частиц в воздухе и в вакууме скорость частиц заметно не изменится, так как амплитуды сигналов на фиг. 2, а, б в области «плато» близки. (Эксперимент дает рост скорости в вакууме $\sim 10\%$).

Из (5.2) следует, что при неизменном материале тела с ростом скорости потока необходимо $\rho \sim 1/u^2$. Из факта сохранения тел при метании кумулятивным взрывом (шары из стали, стекла) при $u \approx 25$ км/сек должно быть $\rho \approx 0.005 - 0.01$ г/см³. Длина потока должна возрасти: согласно (5.1), $l \sim u^2$. Следовательно, для метания твердых тел в этом диапазоне скоростей необходимо совместить условия относительно малой плотности и значительного по длительности потока. Задача получения потоков с такими параметрами весьма сложна.

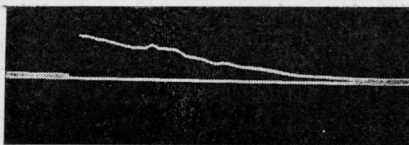
В частности, эксперименты по ускорению стальных шаров системой фиг. 3 показали, что здесь уже при $D = 18$ км/сек условие (5.2) не выполняется — происходит разрушение тел.

Из осциллограммы (фиг. 3) видно также, что при лабораторных размерах длительность потока при $u > 10$ км/сек относительно мала. Некоторое улучшение параметров потока (в смысле длительности) наблюдается при вводе дополнительной порции газа в камеру перед сжатием (струя продуктов детонации). Но уровень скоростей при этом снижается ($D = 14-15$ км/сек) и становится сопоставимым с параметрами потока в кумулятивном заряде ВВ.

Авторы признательны М. Е. Топчиану, А. Е. Войтенко за полезные обсуждения.



Фиг. 3



Фиг. 4

Поступила 19 XI 1970

ЛИТЕРАТУРА

1. Титов В. М., Фадеев Ю. И., Титова Н. С. Разгон твердых частиц кумулятивным взрывом. Докл. АН СССР, 1968, т. 180, № 5, стр. 1051.
2. Войтенко А. Е. Получение газовых струй большой скорости. Докл. АН СССР, 1964, т. 158, № 6, стр. 1278.

3. Загуменнов А. С., Титова Н. С., Фадеев Ю. И., Чистяков В. П. Детонация удлинённых зарядов с полостями. ПМТФ, 1969, № 2, стр. 79.
4. Войтенко А. Е. Сильные ударные волны в воздухе. Ж. техн. физ., 1966, т. 36, вып. 1, стр. 178.
5. Пряхин Г. В., Титов В. М., Швецов Г. А. Использование кумулятивных зарядов ВВ в импульсных МГД-генераторах. Динамика сплошной среды. Новосибирск, Ин-т гидродинамики СО АН СССР, 1969, вып. 3.
6. Lin S. C., Resler E. L., Kantrowitz A. Electrical conductivity of highly ionised argon produced by shock waves. J. Appl. Phys., 1955, vol. 26, No. 1, p. 95. (Рус. перев.: Плазма в магнитном поле и прямое преобразование тепловой энергии в электрическую. М., Атомиздат, 1962, стр. 387.)
7. Кузнецов Н. М. Термодинамические функции и ударные адиабаты воздуха при высоких температурах. М., «Машиностроение», 1965.
8. Burnham M. W., Marshall S. J. Some experiments related to explosive driven MHD — converters. Proc. Conf. on Megagauss Field Generation, Frascati, 1965, pp. 367—386.
9. Фадеев Ю. И. Разрушение метеорных тел в атмосфере. Физика горения и взрыва, 1967, т. 3, № 2, стр. 276.

ПРИЭЛЕКТРОДНЫЕ ЯВЛЕНИЯ И УСКОРЕНИЕ ПЛАЗМЫ

А. Н. Бабенко, Э. П. Кругляков, В. М. Федоров

(Новосибирск)

В описываемых экспериментах получен организованный процесс ускорения ограниченного плазменного сгустка до больших скоростей ($0,5 \div 2 \cdot 10^8$ см/сек) за счет применения в ускорителе электродов со специальной ребристой структурой поверхностей. Работа является продолжением цикла работ [1-3] по изучению влияния приэлектродных процессов на ускорение плазмы в электродных ускорителях.

Ускорение плазмы изучалось в рельсотроне с поперечным магнитным полем H_z в условиях, близких к конфигурации плоского слоя. Электроны в сгустке замagnetнены

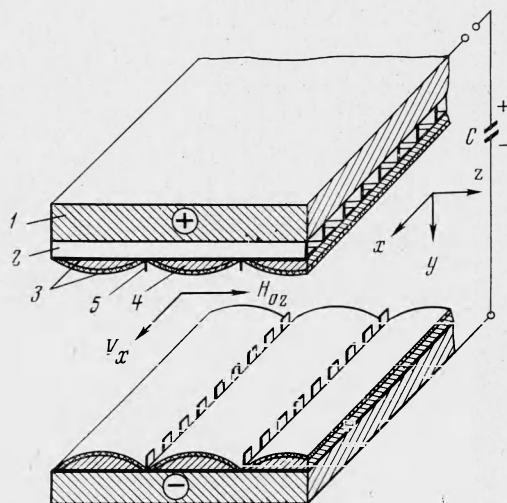
($\omega_H \tau_{ei} \gg 10$). Геометрия ускорителя представлена на фиг. 1, на которой 1 — kern электрода (нержавеющая сталь), 2 — поперечные ребра (тантал), 3 — изоляторы (сланца, керамика), 4 — проводящие цилиндрические сегменты (медь), 5 — контактные лепестки (тантал).

Основные данные о процессах в плазме были получены бесконтактными методами:

1) регистрация свечения плазменного сгустка осуществлялась электронно-оптическими преобразователями;

2) при помощи оптического интерферометра Майкельсона с полем интерференции 140 мкм осуществлялся контроль напуска водорода, степени ионизации предварительной плазмы и ее начальной геометрии [2, 3].

Этот же интерферометр в сочетании с рубиновыми и неодимовыми ОКГ в импульсном и квазипрерывном режимах (источники света) и электронно-оптическими преобразователями (система регистрации) обеспечил изучение динамики процесса ускорения плазмы с высоким временным (лучше 10^{-8} сек) и пространственным (≤ 1 мм) разрешением. Метод оптической интерферометрии позволял при указанном временном и пространственном разрешении проводить наблюдения плотности электронов в плазме



Фиг. 1

вателями (система регистрации) обеспечил изучение динамики процесса ускорения плазмы с высоким временным (лучше 10^{-8} сек) и пространственным (≤ 1 мм) разрешением. Метод оптической интерферометрии позволял при указанном временном и пространственном разрешении проводить наблюдения плотности электронов в плазме