

ТЕХНИЧЕСКИЕ НАУКИ

УДК 531.55.016

П. П. ХРАМЦОВ, академик О. Г. ПЕНЯЗЬКОВ, В. А. ВАСЕЦКИЙ,
В. М. ГРИЩЕНКО, А. И. МАХНАЧ, И. А. ШИХ

ДВУХСТУПЕНЧАТАЯ ЛЕГКОГАЗОВАЯ МАГНИТОПЛАЗМЕННАЯ
МЕТАТЕЛЬНАЯ УСТАНОВКА ДЛЯ БАЛЛИСТИЧЕСКИХ ИСПЫТАНИЙ
В УСЛОВИЯХ ГЛУБОКОГО ВАКУУМА

Институт тепло- и массообмена им. А. В. Лыкова НАН Беларуси, Минск

Поступило 04.03.2015

Введение. Для исследования высокоскоростного воздействия небольших частиц (~мм) на материалы и оборудование космических аппаратов в лабораторных условиях используются метательные системы различных типов, позволяющие разгонять тела до 10–12 км/с [1–3]. В настоящее время в качестве метательных устройств чаще всего применяются легкогазовые пушки, которые относятся к классу хорошо разработанных баллистических систем. Такие системы обеспечивают повторяемость, стабильность результатов экспериментов, легко оснащаются стационарными измерительными комплексами, дают возможность ускорения тел заданной формы и сравнительно большого веса до достаточно высоких скоростей.

Так как возможности традиционных средств разгона тел приближаются к пределам, основным направлением дальнейших исследований по существенному улучшению характеристик легкогазовых метательных установок является использование комбинированных схем, сочетающих принципы действия традиционных легкогазовых метательных установок и установок других типов, обеспечивающих дополнительное ускорение метаемого тела [4; 5]. С целью повышения массы и скорости метаемого тела все чаще используются комбинированные системы, состоящие из легкогазовой пушки и плазменного ускорителя [6; 7].

В настоящий момент актуальной задачей является разработка новых комбинированных метательных установок, позволяющих повысить скорость метания и массу ударника, эффективность преобразования энергии, а также эксплуатационный ресурс метательных установок.

Математическая модель двухступенчатой легкогазовой пушки в приближении постоянства ускоряющего давления за ударником. Общая схема для построения математической модели двухступенчатой легкогазовой пушки показана на рис. 1.

Рассмотрим систему уравнений для нестационарного течения в канале постоянного сечения [8]

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + u \frac{\partial \rho}{\partial x} + \rho \frac{\partial u}{\partial x} = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x}, \quad (2)$$

$$\frac{p}{\rho^\gamma} = \text{const}, \quad (3)$$

где ρ – плотность, г/см³; u – скорость, км/с; p – давление, Па; γ – показатель адиабаты для идеального газа.

Эту систему можно выразить в виде характеристического уравнения

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[\frac{2a}{\gamma-1} \pm u \right] + (u \pm a) \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{2a}{\gamma-1} \pm u \right] = 0, \quad (4)$$

где $a = \left(\frac{\gamma p}{\rho} \right)^{\frac{1}{2}}$ – скорость звука.

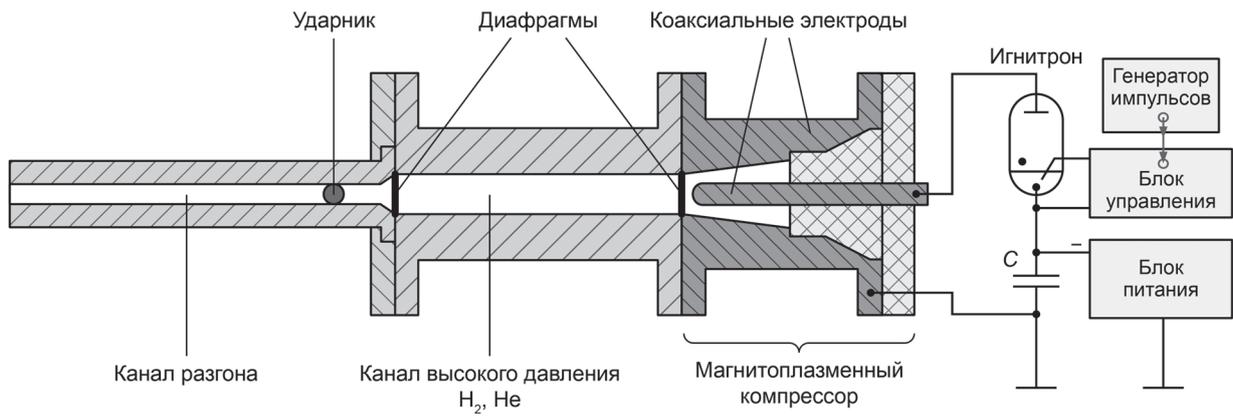


Рис. 1. Схема двухступенчатой легкогазовой пушки

Ищем автомодельное решение в виде зависимости

$$u = F(t). \quad (4)$$

Предполагая, что все частицы газа в данный момент времени имеют ту же скорость, что и ударник, и подставляя (4) в (1) и (2), получим автомодельное решение

$$u = \alpha t.$$

Далее, используя уравнение (3), запишем

$$a^2 = \frac{1}{2}(\gamma - 1)\alpha^2 t^2 - (\gamma - 1)\alpha x + \text{const.}$$

Для случая $p_0 = \text{const}$

$$x = \frac{1}{2} \frac{p_0 A_0}{m_0} t^2,$$

где A – площадь поперечного сечения, мм^2 ; m – масса, г; 0 – ударник.

Полагая $\alpha = \frac{p_0 A_0}{m_0}$, получим следующее выражение для ударника:

$$a_0^2 = \text{const.}$$

Таким образом, автомодельное решение вида

$$u = \frac{p_0 A_0}{m_0} t$$

соответствует постоянному давлению на ударнике.

Масса газа в канале разгона дается выражением [13]

$$\frac{m_i}{m_0} = \left[1 + \frac{1}{2}(\gamma - 1) \frac{p_0^2 A_0^2}{a_0^2 m_0^2} t^2 \right]^{\gamma/(\gamma-1)} - 1,$$

где i – канал разгона.

В двухступенчатой легкогазовой пушке подача газа в канал разгона в подходящей пропорции, т. е. при подходящем массовом расходе и давлении обеспечивает через контактную поверхность необходимое сжатие ускоряющего газа (рис. 1). Предположим, что течение в секции высокого давления является одномерным и стационарным без потерь на аэродинамическое трение. Запишем уравнение сохранения энергии для стационарного дозвукового течения на входе в канал разгона

$$\frac{2}{\gamma - 1} a_i^2 + u_i^2 = \frac{2}{\gamma - 1} a_s^2 + u_s^2, \quad (5)$$

где s – канал высокого давления.

При достаточно большом значении отношения площадей поперечного сечения канала высокого давления и канала разгона A_s / A_0 величиной u_s можно пренебречь. Тогда уравнение (5) преобразуется к виду

$$\frac{a_s^2}{a_0^2} = 1 + (\gamma - 1) \frac{p_0^2 A_0^2}{a_0^2 m_0^2} t^2 = \left(\frac{p_s}{p_0} \right)^{(\gamma-1)/\gamma} = \left(\frac{\rho_s}{\rho_0} \right)^{(\gamma-1)}. \quad (6)$$

Для области перехода течения в сверхзвуковой режим из уравнения (6) получим

$$a_s^2 = \frac{1}{2}(\gamma + 1)a_i^2.$$

Уравнение неразрывности для секции высокого давления имеет вид

$$\rho_s v_s = m_s - m_i,$$

где v – объем, см^3 . Далее, с учетом (6), получим следующее уравнение:

$$\gamma \frac{v_s p_0 a_s^{2/(\gamma-1)}}{a_0^{2\gamma/(\gamma-1)}} = m_s - m_i,$$

которое выражает согласованные условия для течения в канале разгона.

Ввиду высоких значений давления и температуры в канале разгона и секции высокого давления необходимо учитывать отклонения от законов для идеального газа, представленных выше. Эффекты диссоциации и ионизации для водорода в условиях, практически достижимых в легкогазовой пушке, пренебрежимо малы, и мы исключаем их из рассмотрения. Важными для данных условий отклонениями от законов для идеального газа являются эффекты, обусловленные молекулярным объемом, а также силами межмолекулярного взаимодействия и возбуждением колебательных степеней свободы. Легко показать, что силы межмолекулярного взаимодействия не оказывают существенного влияния в случае, когда величина давления значительно превышает критическое значение. Учет влияния возбуждения колебательных степеней свободы приводит к очень сложным уравнениям, которые лучше всего решать методом итераций. Расчеты показывают, что для $T_{\max} < 4000$ К возбуждение колебательных степеней свободы незначительно влияет на движение ударника и контактной поверхности секции высокого давления, хотя при возбуждении ударной волны в канале высокого давления эрозионным плазменным ускорителем это влияние может оказаться более существенным.

Результаты расчета показывают существенное увеличение скорости и снижение пика давления вследствие влияния молекулярного объема. Физически это происходит вследствие того, что затруднительно сжать газ до предельно минимального объема в канале разгона, и в результате давление в области сужения канала существенно снижается. Это отчасти компенсируется увеличением скорости звука, которое уменьшает время, необходимое для передачи изменения давления от области сужения канала к ударнику. Следовательно, движение в области сужения канала должно поддерживаться достаточно долго, до тех пор, пока ударник не покинет канал разгона.

Принципы работы и конструкция двухступенчатой легкогазовой магнитоплазменной метательной установки. Баллистическая установка состоит из метательного устройства (рис. 2), вакуумной камеры с окнами, вакуумного насоса, конденсаторной батареи, высоковольтного блока питания, генератора импульсов, блока запуска и оптического измерителя скорости метаемой частицы. Метательное устройство помещается в вакуумную камеру. На пути прохождения метаемого тела на некотором расстоянии от ствола располагается исследуемая мишень. Необходимая электрическая энергия предварительно накапливается в конденсаторной батарее.

Метательное устройство представляет собой двухступенчатую конструкцию, состоящую из эрозионного магнитоплазменного компрессора [9–12] и канала высокого давления, заполненного легким газом.

Магнитоплазменный компрессор состоит из двух коаксиальных электродов, между которыми помещается рабочее вещество ($\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}$). При разряде конденсаторной батареи в результате электрического пробоя межэлектродного пространства происходит формирование и ускорение плазмы, сопровождающееся ее сжатием за счет взаимодействия продольной составляющей тока

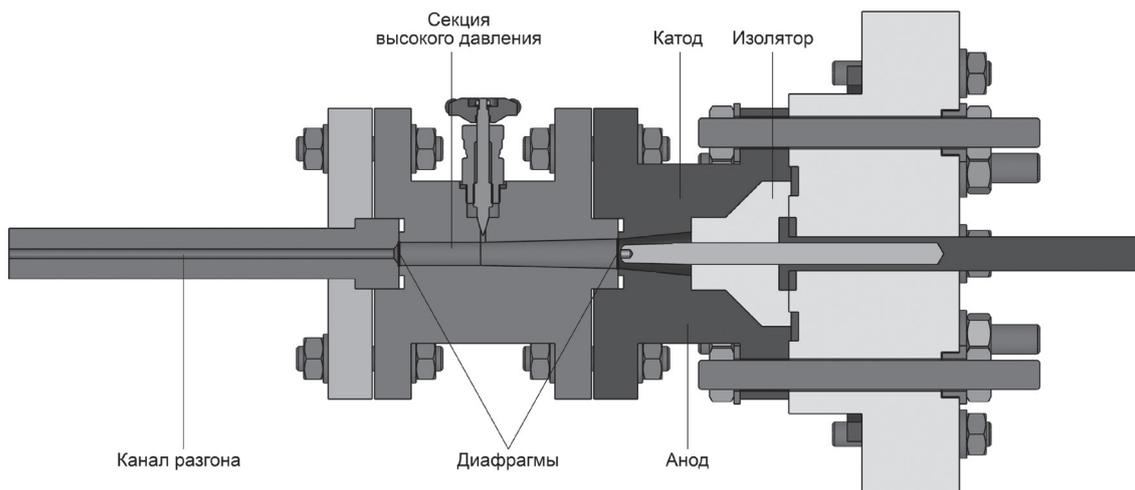


Рис. 2. Конструкция магнитоплазменного метательного устройства

с собственным азимутальным магнитным полем. В результате за срезом внутреннего электрода формируется компрессионный поток с высокой плотностью и температурой, который разрывает диафрагму и формирует ударную волну в канале высокого давления, заполненного легким газом. За счет энергии сжатого и нагретого под действием ударной волны легкого газа в канале разгона ускорится метаемое тело.

Оптический метод измерения скорости метаемого тела. Разработанный оптический метод измерения скорости небольших тел (2–10 мм) использовался при испытании комбинированной газоразрядной установки. Метание частиц происходило в вакууме. Оптическая схема датчика скорости метаемых частиц представлена на рис. 3.

Траекторию движения метаемого тела на некотором известном расстоянии друг от друга перпендикулярно пересекали лазерные лучи, которые на выходе из вакуумной камеры направлялись с помощью оптического волокна на фотодатчики. Для формирования двух лучей использовалось излучение полупроводникового лазера, которое после прохождения через светоделительную пластину направлялось на линзы, помещенные перед торцами оптического во-

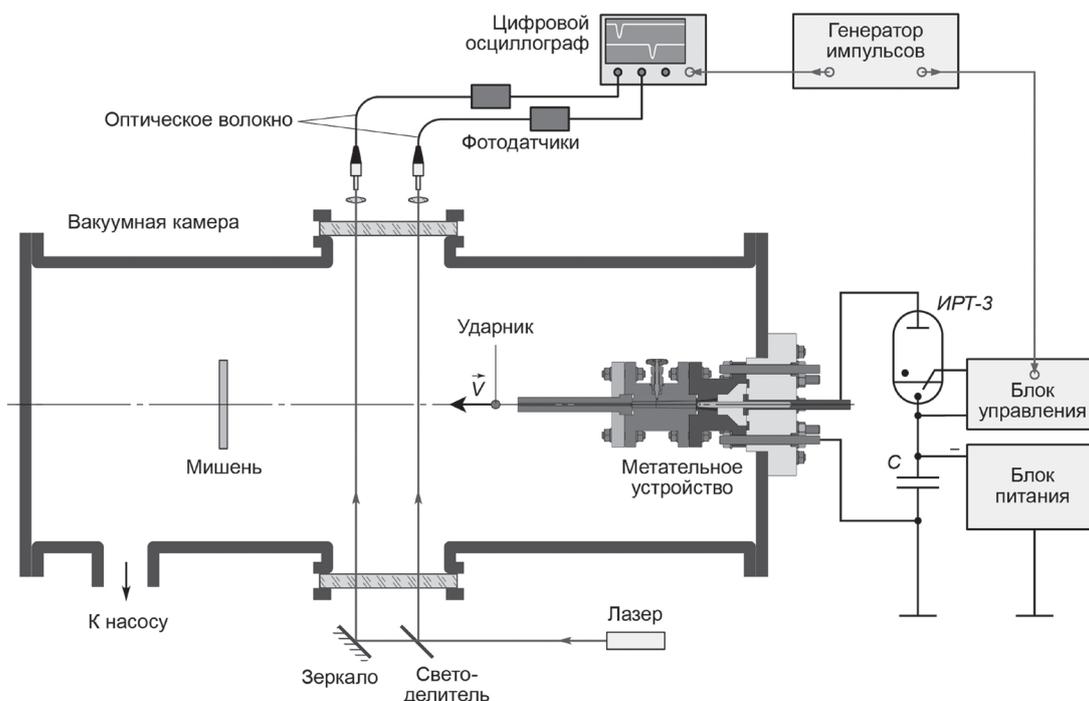


Рис. 3. Схема измерения скорости метаемых частиц в вакуумной камере

локна для фокусировки излучения на поверхность фотоприемника. Фактически предлагаемая схема измерения скорости представляет собой лазерный баллистический хронометр.

При выстреле метаемое тело пересекает области хода лучей. При этом сигналы на оптических датчиках последовательно прерываются. По временному интервалу между моментами прерывания сигналов и известному расстоянию между лучами может быть определена скорость метаемых частиц.

Характерные осциллограммы сигналов с фотоприемников представлены на рис. 4.

С помощью разработанного датчика произведены измерения скорости метаемого тела в диапазоне 0,8–4,25 км/с.

Результаты баллистических испытаний. При проведении экспериментов использовались дюралюминиевые мишени толщиной 2–8 мм, которые располагались на пути прохождения метаемой частицы за датчиком скорости.

Режимные параметры установки, которые использовались при проведении баллистических испытаний, приведены в таблице.

Режимные параметры установки

Емкость конденсаторной батареи	1200 мкФ
Начальное напряжение	4 кВ
Максимальное значение разрядного тока	280 кА
Объем рабочей камеры эрозионного плазменного ускорителя	3,9 см ³
Объем рабочего вещества(C ₂ H ₅ OH)	0,4–1,5 мл
Характерное время нарастания разрядного тока до максимального значения	24 мкс
Длина канала разгона	140 мм
Давление гелия в канале высокого давления	15 МПа

Метаемая частица диаметром 4 мм из подшипниковой стали разгонялась до скорости 4,25 км/с. Фотографии кратера, образовавшегося на поверхности мишени из дюралюминиевой пластины толщиной 8 мм, представлены на рис. 5.

Скорости метаемых частиц оценивались с помощью уравнения баллистического предела, полученного в [13], которое представляет собой зависимость глубины кратера мишени, образующегося при взаимодействии с высокоскоростной частицей, от скорости частицы и других параметров частицы и мишени

$$\Delta h = 5,24d^{19/18}(HB)^{-1/4}(\rho_0 / \rho_t)^{1/2}(u / C)^{2/3}, \quad (7)$$

где Δh – глубина кратера, мм; d – диаметр метаемой частицы, мм; HB – твердость по Бринеллю, Па; C – скорость звука для материала мишени, км/с; t – мишень.

Уравнение (7) представляет собой полуэмпирическую зависимость, полученную при анализе большого числа экспериментальных данных. Значения скоростей, измеренные датчиком и оцененные с помощью формулы (7), отличаются не более чем на 20 %.

Вслед за метаемым телом из канала разгона начинается истечение в вакуум рабочего газа, который частично перекрывает лучи лазерного баллистического хронометра. На осциллограммах (рис. 4) наблюдаются характерные участки сигналов, соответствующие процессу истечения

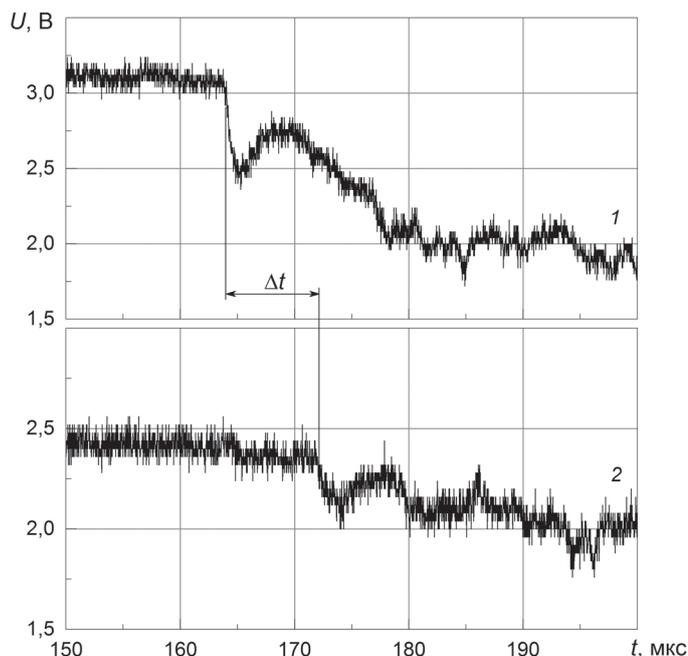


Рис. 4. Типичные осциллограммы сигналов с фотоприемников

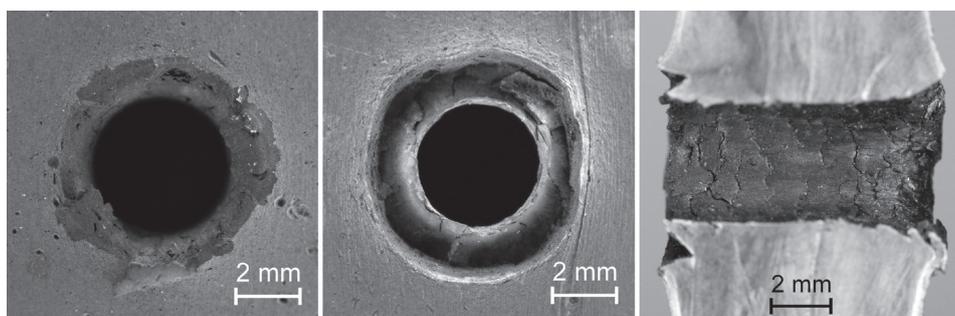


Рис. 5. Фотографии кратера на поверхности дюралюминиевой пластины толщиной 8 мм

в вакуум рабочего газа и выхода ударной волны. Помимо этого, обратная ударная волна, которая сформировалась в материале ударника при столкновении с мишенью, вызвала разрушение ударника из высокопрочной подшипниковой стали.

Заключение. Проведенные экспериментальные исследования показали хорошее согласие математической модели двухступенчатой легкогазовой пушки в приближении постоянства ускоряющего давления за ударником с наблюдаемыми данными. Как видно на рис. 5, ударник диаметром 4 мм из подшипниковой стали пробил дюралюминиевую пластину толщиной 8 мм и сформировал ударную волну, которая при отражении от свободной поверхности мишени вызвала разрушение дюралюминия с образованием центрально симметричной кольцевой воронки диаметром, вдвое превышающим диаметр ударника. Для получения максимального КПД канал высокого давления следует наполнять водородом, хотя по соображениям безопасности в описанных экспериментах использовался гелий. Поэтому можно ожидать, что диапазон масс и скоростей ускоряемых частиц удастся расширить, используя в качестве разгоняющего газа водород.

Литература

1. Мерзиевский Л. А., Титов В. М., Фадеенко Ю. И., Швецов Г. А. // Физика горения и взрыва. 1987. Т. 23, № 5. С. 77–91.
2. Теоретические и экспериментальные исследования высокоскоростного взаимодействия твердых тел / под ред. А. В. Герасимова. Томск, 2007.
3. Голубятников А. Н., Плюгин Н. Н., Леонтьев Н. Е. // Успехи механики. 2003. Т. 2, № 2. С. 97–124.
4. Kottenstette J. P., Howell W. C. // Proc. 7th Hypervelocity Impact Symp. Tampa, Florida, November 1964, Vol. 1. Florida, Martin Co. 1965. P. 45–60.
5. Балеевский А. Г., Киселев Ю. Г., Могилев В. А. и др. // Докл. научн. конф. Волжского регионального центра РАН «Современные методы проектирования и отработки ракетно-артиллерийского вооружения». Саров, 2000. С. 244–248.
6. Igenbergs E., Shriver E. // J. Appl. Phys. 1973. Vol. 44. P. 2177.
7. Игенбергс Е. Б., Джекс Д. В., Шрайвер Е. Л. // Ракетная техника и космонавтика. 1975. Т. 13, № 8. С. 73–81.
8. Солоухин Р. И., Буриштейн А. И. Физика молекулярных и сплошных сред. Новосибирск, 1972. С. 551–556.
9. Асташинский В. М., Маньковский А. А., Минько Л. Я., Морозов А. И. // Физика плазмы. 1992. Т. 18, № 1. С. 90–98.
10. Ананин С. И., Асташинский В. М., Костюкевич Е. А. и др. // Физика плазмы. 1998. Т. 24, № 11. С. 1003–1009.
11. Асташинский В. М., Баканович Г. И., Кузьмицкий А. М., Минько Л. Я. // ИФЖ. 1992. Т. 62, № 3. С. 386–390.
12. Astashynski V. M., Min'ko L. Ya. // The Physics of Ionized Gases / ed. by N. Konjevic, M. Cuk and S. Djurovic. Belgrade, 1999. P. 285–303.
13. Christiansen E. L. Meteoroid / Debris Shielding. Report TP-2003-210788. NASA, Johnson Space Center, Houston, Texas, 2003.

P. P. KHRAMTSOV, O. G. PENYAZKOV, V. A. VASETSKY, V. M. GRISHCHENKO, A. I. MAHNACH, I. A. SHIKH

iceret@list.ru

TWO-STAGE LIGHT-GAS MAGNETIC PLASMA LAUNCHER FOR BALLISTIC TESTS UNDER HIGH VACUUM CONDITIONS

Summary

The results of experimental and analytical study of a two-stage light-gas magnetic plasma launcher are presented. An optical method for measuring the speed of small bodies (2–10 mm) was developed and was used to test the magnetic plasma launcher to accelerate particulates. The experimental data are in good agreement with the mathematical model of a two-stage light-gas gun in the approximation of constant acceleration pressure for a projectile.