

УДК 621.372.812

Б. П. Лавров, Ю. М. Шарай,  
А. В. Сергеев, И. В. Гавриленко

## **ОПРЕДЕЛЕНИЕ СКОРОСТИ ГОРЕНИЯ ТВЕРДОГО ТОПЛИВА С ПРИМЕНЕНИЕМ ИЗМЕРИТЕЛЯ ПОЛНЫХ СОПРОТИВЛЕНИЙ СВЧ-ДИАПАЗОНА**

*Разработан метод определения скорости горения твердого топлива, реализуемый с помощью сверхвысокочастотного измерителя S-параметров. Рассмотрен ряд проблем, возникающих при рассогласовании фидерного тракта при измерениях, и способы их преодоления при помощи комплекса программных и аппаратных средств.*

Исследование процессов нестационарного горения твердого топлива (ТТ) имеет большое значение при создании многорежимных энергетических установок с автоматическим регулированием давления или расхода топлива. В связи с отсутствием универсальных математических моделей, которые позволили бы с достаточной точностью описывать процессы горения ТТ при различных условиях, весьма актуальным является получение экспериментальной информации о таких процессах. Такая информация, позволяет существенно сократить время на обработку изделий и снизить материальные расходы на проведение натурных испытаний.

Из всего многообразия методов исследования процессов горения ТТ наиболее перспективными являются микроволновые, поскольку они бесконтактны, не оказывают ощутимого влияния на исследуемый процесс и в то же время позволяют определять параметры с достаточно высокими разрешающей способностью и точностью. В основе таких методов лежит регистрация электродинамических параметров нагрузки. В данном случае в качестве нагрузки выступает образец ТТ цилиндрической формы, размещенный в полом металлическом волноводе. Для обеспечения торцевого плоскопараллельного горения образца на цилиндрическую поверхность и на один (холодный) торец наносится бронирующий состав, препятствующий горению этих поверхностей. Энергия подводится преимущественно с холодного торца, потому что диэлектрические характеристики ТТ практически постоянны в отличие от параметров продуктов сгорания (ПС). Кроме того, при этом упрощается конструкция затворного узла, так как он выведен из зоны воздействия факела ПС. Выбором диаметра металлического волновода обеспечивается одномодовый режим распространения волн

в образце ТТ, что упрощает обработку экспериментальных данных. За поверхностью горения, являющейся границей раздела фаз ТТ–ПС, волновод, заполненный ПС, должен быть запредельным, так как это позволяет получить более высокий коэффициент отражения от поверхности горения. В микроволновых методах приняты следующие допущения.

1. Образец ТТ горит плоскопараллельными слоями вдоль оси волновода; падающая электромагнитная волна отражается от среднеинтегральной поверхности горения. Ввиду существенного различия диэлектрических характеристик ТТ и ПС можно допустить, что на длине волны, значительно превышающей величину микронеровностей, отражение происходит от плоскости, в среднем соответствующей поверхности горения.

2. Диэлектрические свойства ТТ и ПС принимаются постоянными в пространстве и не зависящими от времени и давления.

Разработанный новый универсальный микроволновый метод измерения, реализованный с использованием измерителя полных сопротивлений (ИПС) [1], позволяет определять скорость горения ТТ при нестационарных режимах горения в зависимости от времени. Схема, поясняющая метод измерения, приведена на рис. 1.

Суть метода состоит в определении зависимости от времени комплексного коэффициента отражения  $\Gamma_2(z)$  в плоскости холодного торца образца, характеризующего процесс отражения электромагнитной волны от границы раздела фаз ТТ–ПС:

$$\Gamma_2(z) = \Gamma_\Phi e^{j2\gamma_\tau z}, \quad (1)$$

где  $\Gamma_\Phi = \frac{b_\Phi}{a_\Phi}$  — коэффициент отражения от границы раздела фаз ТТ–ПС; учитывая указанные допущения, можно считать, что  $\Gamma_\Phi$  является постоянной величиной и не изменяется во времени ни по амплитуде, ни по фазе;  $z$  — координата этой границы;  $\gamma_\tau = \frac{2\pi}{\lambda}$  — постоянная распространения электромагнитной волны в топливе. В случае горения образца  $z = l(t)$ . В начальный момент времени, т.е. при  $t = 0$  и  $z = L$ ,  $l(0) = L$ .

**Схема разработанной экспериментальной установки** для определения скорости горения ТТ показана на рис. 2. Установка состоит из ИПС 1, фидера 2, исследуемого объекта 3 и персонального компьютера (ПК) 4. Фидер 2 включает в себя переход с прямоугольного сечения на круглое и затворный узел, предназначенный для установки измеряемого объекта. Измеряемый объект 3 является нагрузкой с исследуемым ТТ, частично заполняющим металлический волновод круглого сечения (см. рис. 1).

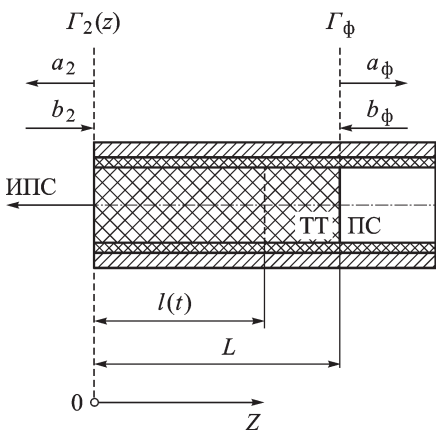


Рис. 1. Схема образца ТТ, помещенного в волновод

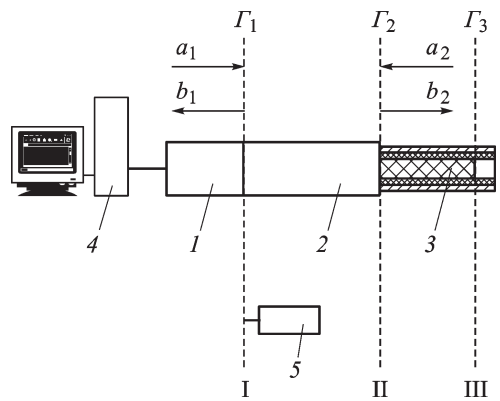


Рис. 2. Схема экспериментальной установки:

1 – ИПС; 2 – фидер станда; 3 – измеряемый объект; 4 – ПК; 5 – НКП-7

Используемый измеритель  $S$ -параметров позволяет определять фазу коэффициента отражения в пределах фазового угла  $-\pi \dots +\pi$ . Для обеспечения непрерывности измерения фазы необходимо ввести в численный алгоритм обработки экспериментальных данных корректирующую функцию

$$\Delta\varphi_{1i} = \begin{cases} \Delta\varphi_{1i-1} + 2\pi, & \varphi_{1i-1}^0 - \varphi_{1i}^0 \geq \pi; \\ \Delta\varphi_{1i-1} - 2\pi, & \varphi_{1i-1}^0 - \varphi_{1i}^0 < -\pi, \end{cases} \quad (2)$$

где  $i$  – порядковый номер отсчета параметров измерения ( $N$  – общее число отсчетов);  $\varphi_{1i}^0$  – исходное значение некорректированной фазы;  $\varphi_{1i}$  – скорректированное значение фазы коэффициента отражения:

$$\varphi_{1i} = \varphi_{1i}^0 + \Delta\varphi_{1j}. \quad (3)$$

Скорость перемещения границы раздела фаз ТТ–ПС (скорость горения образца, м/с) определяется по формуле

$$u_2(t) = \frac{\lambda_r}{4\pi} \frac{d\varphi_2(t)}{dt}, \quad (4)$$

где  $\lambda_r$  – длина электромагнитной волны в исследуемом образце, помещенном в волновод. На практике удобно использовать коэффициент фазы

$$K_\varphi = \frac{L_r}{L_s} = \frac{\lambda_r}{4\pi}, \quad (5)$$

где  $L_r$  и  $L_s$  – геометрическая, м, и электрическая (фазовая), рад, длина исследуемого образца топлива. В таком случае выражение (4) приобретает следующий вид:

$$u_2(t) = K_\varphi \frac{d\varphi_2(t)}{dt}. \quad (6)$$

Одним из преимуществ разработанного метода по сравнению с предыдущими методами [2] является отсутствие необходимости дополнительного измерения диэлектрических характеристик исследуемых ТТ. Для получения итоговых результатов достаточно предварительно определить геометрическую длину образца, а непосредственно в результате эксперимента — его электрическую фазовую длину  $L_3 = \varphi_{1к} - \varphi_{1н}$ , где  $\varphi_{1н}$  и  $\varphi_{1к}$  — значения фазы коэффициента отражения в начале и конце горения. В итоге по формулам (5) и (6) можно найти коэффициент фазы и скорость горения.

**Обоснование необходимости виртуального согласования измерительного тракта.** Согласно основным положениям теории матриц рассеяния [2] в четырехполюснике элементы матрицы  $S$  связаны следующими соотношениями:

$$\begin{aligned} b_1 &= s_{11}a_1 + s_{12}a_2; \\ b_2 &= s_{21}a_1 + s_{22}a_2, \end{aligned} \quad (7)$$

где  $a_1, a_2, b_1, b_2$  — нормированные падающие и отраженные волны в соответствующих плоскостях отсчета (см. рис. 2), пропорциональные комплексной амплитуде поперечной составляющей электрического поля соответствующей волны. Поскольку рассматриваемый участок волноводного тракта, ограниченный плоскостью отсчета ИПС (сечение I) и поверхностью холодного торца (сечение II), не содержит анизотропных элементов, справедливо равенство  $s_{12} = s_{21}$ . Путем несложных преобразований с учетом того, что  $\Gamma_1(t) = b_1/a_1$ ,  $\Gamma_2(t) = a_2/b_2$ , из соотношений (7) получаем рабочее выражение для расчета коэффициента отражения  $\Gamma_2(t)$  от холодного торца ТТ (сечение II) по значению  $\Gamma_1(t)$ , определяемому в плоскости измерения ИПС (сечение I):

$$\Gamma_2(t) = \frac{\Gamma_1(t) - s_{11}}{s_{12}^2 - s_{11}s_{22} + s_{22}\Gamma_1(t)}. \quad (8)$$

Ввиду конструктивных особенностей разработанной экспериментальной установки наибольшее рассогласование происходит в волноводном тракте между сечениями I и II. На практике рассогласование выражается в смещении годографа комплексного коэффициента отражения  $\Gamma_1(t)$  относительно начала отсчета системы координат (рис. 3). Смещение к тому же зависит от конкретного образца ТТ, и в общем случае может изменяться от эксперимента к эксперименту, что усложняет использование конструктивных СВЧ-элементов для его согласования. Исходя из основных соотношений для элементов матрицы рассеяния [2] и в первом приближении не учитывая потери в рассматриваемом четырехполюснике, т.е. полагая  $|s_{22}| = |s_{11}|$ , получаем

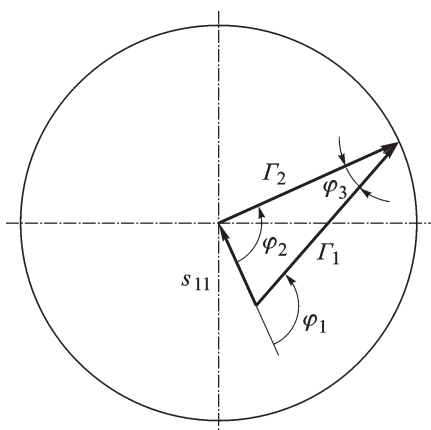


Рис. 3. Взаимосвязь векторов в измерительной схеме

$|s_{12}| = \sqrt{1 - |s_{11}|^2}$ . С учетом реальных значений  $|s_{11}| = 0,1 \dots 0,3$  и  $|s_{12}| = 0,95 \dots 0,99$  знаменатель выражения (8) близок к единице. Таким образом, в силу принятых допущений уравнение (8) принимает следующий вид:

$$\Gamma_2(t) \approx \Gamma_1(t) - s_{11}. \quad (9)$$

Графически это выражение представлено на рис. 3. Исходя из геометрических соотношений, можно записать зависимость фазы  $\varphi_1(t)$  коэффициента отражения  $\Gamma_1(t)$  от фазы  $\varphi_2(t)$  коэффициента отражения  $\Gamma_2(t)$ :

$$\varphi_1(t) = \varphi_2(t) + \varphi_3(t), \quad (10)$$

где  $\varphi_3(t)$  — угол между  $\Gamma_1(t)$  и  $\Gamma_2(t)$ .

Угол  $\varphi_3(t)$  можно представить выражением

$$\varphi_3(t) = \arcsin \left( \frac{|s_{11}|}{|\Gamma_1|} \sin \varphi_2(t) \right). \quad (11)$$

Таким образом, выражение (10) можно записать так:

$$\varphi_1(t) = \varphi_2(t) + \arcsin \left( \frac{|s_{11}|}{|\Gamma_1|} \sin \varphi_2(t) \right). \quad (12)$$

Значение  $\left( \frac{|s_{11}|}{|\Gamma_1|} \sin \varphi_2(t) \right)$  близко к нулю, следовательно, выражение (12) можно упростить до вида

$$\varphi_1(t) = \varphi_2(t) + \frac{|s_{11}|}{|\Gamma_1|} \sin \varphi_2(t). \quad (13)$$

Дифференцируя (13) по времени и упрощая, получаем

$$u_1(t) = u_2(t) + u_2(t) \frac{|s_{11}|}{|\Gamma_1|} \cos \varphi_2(t), \quad (14)$$

где  $u_1(t)$  — измеренная скорость горения образца, м/с;  $u_2(t)$  — фактическая скорость горения образца, м/с.

Для частного случая стационарного горения ( $u_2(t) = \text{const} = u_2$ ) выражение для определения относительной погрешности измерения скорости горения принимает следующий вид:

$$\Delta u(t) = \frac{u_1(t) - u_2}{u_2} = \frac{|s_{11}|}{|\Gamma_1|} \cos \left( \frac{u_2}{K_\varphi} t \right). \quad (15)$$

Полученная зависимость (15) фактически является модифицированной функцией Вайсфлоха ( $S$ -кривой) [2] применительно к решаемой задаче о точности определения скорости горения (рис. 4). Реальное достижимое согласование фидера  $|s_{11}| \geq 0,1$ , а измеренный коэффициент отражения от поверхности горения  $\Gamma_1(t) \leq 0,5$ . Поэтому погрешность измерения скорости может достигать  $\pm 20\%$  и более, что неприемлемо для практического применения. Поэтому рассогласование является основным методическим фактором, влияющим на снижение точности измерения скорости горения рассматриваемым методом. Поскольку устранить отражения в измерительном тракте до приемлемых значений конструктивными методами не представляется возможным, далее рассматривается методика виртуального согласования фидера.

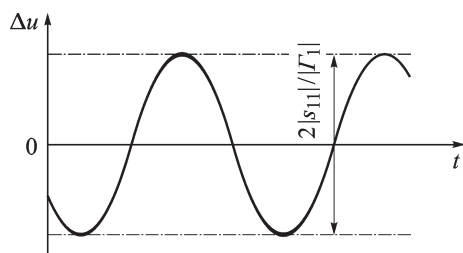


Рис. 4. Относительное отклонение измеренного положения поверхности отражения от эталонного положения

**Оценка точности применяемого ИПС.** Очевидно, что относительная погрешность измерения скорости горения пропорциональна погрешности измерения фазы коэффициента отражения используемого ИПС. В этом можно убедиться, проводя несложные аналитические преобразования, аналогичные проведенным ранее при выводе соотношений (13) и (14). Прежде, чем приводить результаты виртуального согласования и судить о его эффективности, необходимо рассмотреть точность используемого ИПС.

В процессе поверки ИПС измеряли фазу коэффициента отражения от короткозамкнутой подвижной нагрузки НКП-7 (см. рис. 2), которая использовалась в качестве эталонной. Эту нагрузку присоединяли вместо измеряемого объекта и фидера, непосредственно к фланцу датчика ИПС. Фазу коэффициента отражения  $\varphi_1(z)$  определяли во всем диапазоне перемещения поршня нагрузки с линейным шагом  $z = 1$  мм (что соответствовало при выбранных частоте и размере волновода шагу по фазе коэффициента отражения  $\pi/24$  рад). В каждой дискретной точке определяли относительное отклонение  $\Delta\varphi$  измеренного положения отражающей поверхности от положения отражающего поршня. Максимальная погрешность измерения  $\Delta\varphi$ , не превышала 0,06 рад, что соответствует максимальной относительной погрешности в измерении скорости  $\Delta u_1(t) = \pm 6\%$ .

**Алгоритм виртуального согласования.** Пример исходного годографа коэффициента отражения, полученного в результате одного из типичных экспериментальных исследований, в полярных координатах

представлен на диаграмме Вольперта–Смита (рис. 5, *a*). Вращение вектора  $\Gamma_1(t)$  происходит по ходу часовой стрелки с постепенным ростом его модуля вследствие уменьшения потерь в своде горящего образца ТТ. Хотя внешне положение спирали относительно начала координат выглядит приемлемым, при вычислении скорости горения образца по таким данным наблюдаются существенные гармонические пульсации  $u_1(t)$ , что не характерно для процесса горения и вызвано рассогласованием волноводного тракта в промежутке между сечениями I и II (см. рис. 2) в строгом соответствии с приведенной ранее теоретической зависимостью (см. рис. 4).

Для компенсации данного рассогласования разработан алгоритм виртуального согласования, основанный на идентификации и компенсации не измеряемых в явном виде  $S$ -параметров, в частности элемента  $s_{11}$ , в соответствии с уравнением (9). Определяют эти скрытые  $S$ -параметры в результате поиска минимального значения взаимной корреляционной функции (ВКФ)

$$B = \int_0^T \Gamma_1(s_{11}, t) u_1(s_{11}, t) dt, \quad (16)$$

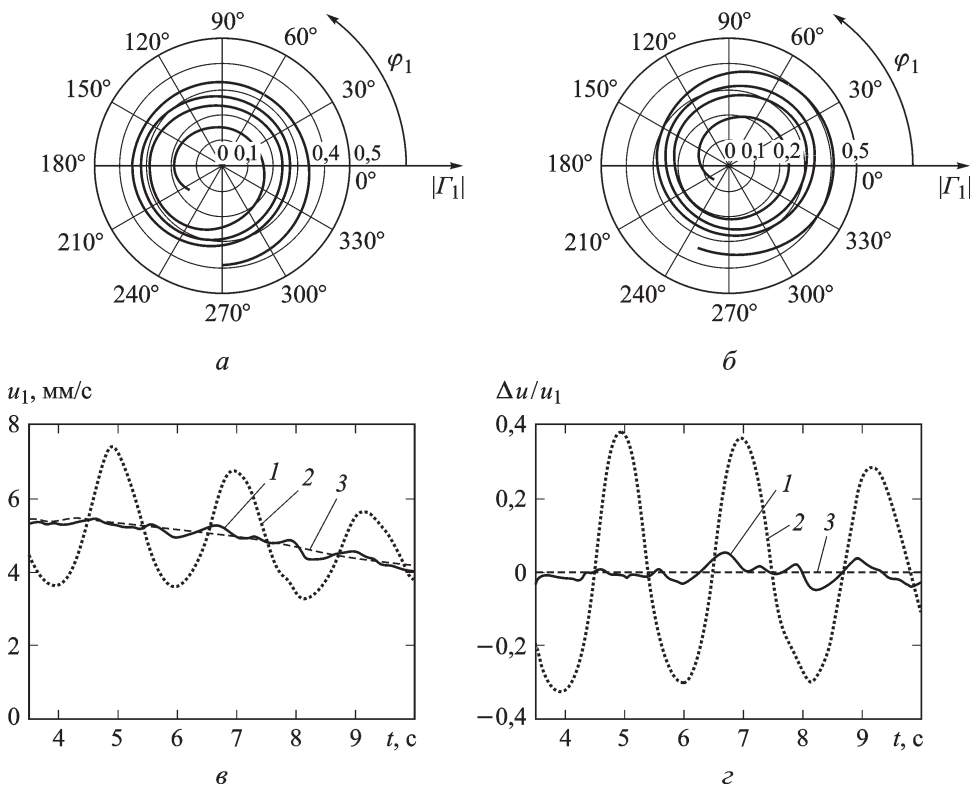
где  $\Gamma_1(s_{11}, t)$  — скорректированный вектор коэффициента отражения;  $s_{11}$  — смещение годографа коэффициента отражения  $\Gamma_1(t)$  на комплексной плоскости. Интегрирование проводится по времени от начала горения  $t = 0$  до окончания горения  $t = T$ . Искомые значения компонент вектора  $s_{11}$ , определяемые из массива возможных, соответствуют минимальному значению ВКФ.

В результате такого подхода удается определить  $s_{11}$  и скомпенсировать его влияние, что позволяет привести годограф  $\Gamma_1(t)$  в максимальное соответствие годографу  $\Gamma_2(t)$  (рис. 5, *б*). При этом существенно повышается точность определения скорости горения топлива (кривая 1, см. рис. 5, *в*) по сравнению со случаем несогласованного тракта (кривая 2); скорость горения, рассчитанная с использованием данных, указанных в паспорте ТТ, показана кривой 3 (см. рис. 5, *в*).

Анализируя зависимость 2 (рис. 5, *з*), выявили, что относительная ошибка измерения скорости горения без использования виртуального согласования соответствует выражению (15) и может достигать значений порядка  $\pm 40\%$ . Однако при использовании виртуального согласования относительная ошибка измерения снижается до  $\pm 5\%$  (кривая 1, см. рис. 5, *з*). Из рис. 5, *з* видно, что относительная ошибка измерения скорости горения соответствует относительной ошибке ИПС.

**Выводы.** Проведен анализ влияния рассогласования фидерного тракта измерительной установки на точность измерения скорости го-





**Рис. 5.** Голограф измеренного коэффициента отражения (*а* – без согласования; *б* – с виртуальным согласованием), скорость ТТ (*в*), относительная ошибка определения скорости горения (*з*)

рения ТТ. Для упрощенной модели получены количественные соотношения влияния рассогласования на точность измерения.

Показано, что реально достижимо аппаратными методами согласование фидера при типичных коэффициентах отражения от поверхности горения не позволяет получить приемлемую для практических целей точность.

Предложен метод виртуального согласования, позволяющий повысить точность измерения скорости горения до уровня, которым обладает измеритель полных сопротивлений.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. А л ь т м а н Дж. Л. Устройства сверхвысоких частот. – М.: Мир, 1968. – 488 с.
2. Л а в р о в Б. П., Ш а р а й Ю. М., С е р г е е в А. В. Применение метода измерения  $S$ -параметров для исследования процесса горения твердых ракетных топлив // Электромагнитные волны и электронные системы. – 2007. – Т. 12, № 3. – С. 46–51.

Статья поступила в редакцию 31.01.2008



Борис Павлович Лавров родился в 1941 г., окончил в 1963 г. МВТУ им. Н.Э. Баумана. Научный сотрудник кафедры “Ракетные двигатели” МГТУ им. Н.Э. Баумана. Автор более 20 научных работ в области радиотехники и СВЧ-энергетики.

B.P. Lavrov (b. 1941) graduated from the Bauman Moscow Higher Technical School in 1963. Researcher of “Rocket Engines” department of the Bauman Moscow State Technical University. Author of more than 20 publications in the field of radio engineering and microwave power engineering.

Юрий Михайлович Шарай родился в 1980 г., окончил в 2004 г. МГТУ им. Н.Э. Баумана. Канд. техн. наук, ст. науч. сотрудник кафедры “Ракетные двигатели” МГТУ им. Н.Э. Баумана. Специализируется в области твердых ракетных топлив и СВЧ-измерений. Автор более 10 научных работ.

Yu.M. Sharay (b. 1980) graduated from the Bauman Moscow State Technical University in 2004. Ph. D. (Eng.) of “Rocket Engines” department of the Bauman Moscow State Technical University. Specializes in the field of solid rocket fuel and microwave measurements. Author of more than 10 publications.

Алексей Викторович Сергеев родился в 1982 г., окончил в 2005 г. МГТУ им. Н.Э. Баумана. Аспирант, научный сотрудник кафедры “Ракетные двигатели” МГТУ им. Н.Э. Баумана. Специализируется в области твердых ракетных топлив и СВЧ-измерений. Автор 7 научных работ.

A.V. Sergeev (b. 1982) graduated from the Bauman Moscow State Technical University in 2005. Post-graduate, researcher of “Rocket Engines” department of the Bauman Moscow State Technical University. Specializes in the field of solid rocket fuel and microwave measurement. Author of 7 publications.

Иван Викторович Гавриленко родился в 1982 г., окончил в 2006 г. МГТУ им. Н.Э. Баумана. Аспирант кафедры “Ракетные двигатели” МГТУ им. Н.Э. Баумана. Специализируется в области твердых ракетных топлив и СВЧ-измерений. Автор двух научных работ.

I.V. Gavrilenko (b. 1982) graduated from the Bauman Moscow State Technical University in 2006. Post-graduate of “Rocket Engines” department of the Bauman Moscow State Technical University. Specializes in the field of solid rocket fuel and microwave measurement. Author of 2 publications.