

УДК 533.9.15

## ПОЛУЧЕНИЕ НАЧАЛЬНОЙ СВЕРХЗВУКОВОЙ СКОРОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПЛАМЕНИ ПРИ ПОМОЩИ ПЛАЗМЕННО-ВОЛНОВОЙ СИСТЕМЫ

**К.В. Корытченко**

Научно-исследовательский комплекс «Ускоритель» Национального научного центра «ХФТИ»  
ул. Академическая, 1, г. Харьков, Украина, 61108  
entropia@rambler.ru

Поступила в редакцию 9 марта 2005 г.

Сделано теоретическое обоснование требований к длине разрядного промежутка и «средней» напряженности электрического поля в импульсной дуге, реализуемой в плазменно-волновой системе, обеспечивающих эффективное и быстрое преобразования энергии разряда в тепловую энергию газа. Приведены результаты экспериментального исследования скорости распространения переднего фронта плазменной струи, ее расширение и скорость радиального горения в ацетилено-воздушной среде.

**КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА:** разрядный промежуток, импульсная дуга, энерговклад, инициация горения, плазменная струя

В случае применения электрического разряда для инициации сверхзвукового горения в источнике детонации, работающего с частотой порядка сотен герц, возникают требования к разряду, связанные с необходимостью воспламенения в короткий промежуток времени горючей смеси в объеме, значительно превосходящем объем токоразрядного канала, и при незначительных затратах электрической энергии относительно выделяемой химической энергии. Как правило, ускорение процесса горения обеспечивается конструктивными особенностями устройств [1, 2]. Скорость горения стехиометрических газовых смесей при атмосферных условиях составляет порядка 100 см/с, а начальная скорость распространения пламени не превосходит 1 м/с [3]. Низкая начальная скорость распространения пламени обуславливает длительную задержку в нарастании скорости в детонационной трубе. Известно, что струйное воспламенение позволяет более чем в 1,5 раза сократить время инициации детонации [4, 5]. В то же время, существуют проблемы в эффективном получении высокотемпературной струи за короткий промежуток времени.

### УСЛОВИЯ ЭФФЕКТИВНОГО ИМПУЛЬСНОГО ТОКОВОГО РАЗОГРЕВА ГАЗА

Основной промежуток времени в течение развития импульсной дуги, где происходит интенсивный разогрев газа, соответствует сильно ионизированному состоянию плазмы в разрядном канале. Так как при  $n_e/N > 10^{-2}$ , где  $n_e$  - плотность электронов,  $N$  - число молекул в единице объема, столкновения электронов с ионами значительно превышают столкновения с нейтральными частицами, то выделение джоулева тепла тока определяется процессом обмена энергией между электронами и ионами. Скорость этого обмена определяется по формуле:

$$dT_e/dt = -(T_e - T_+)/\tau_{обм}, \quad (1)$$

где  $T_e$  и  $T_+$  - средние температуры электронов и положительных ионов, соответственно,  $\tau_{обм}$  - характерное время релаксации [6 с.59]:

$$\tau_{обм} = \frac{250A(T_e[K])^{3/2}}{n_+ \ln \Lambda} = \frac{3,15 \cdot 10^8 A(T_e[\text{эВ}])^{3/2}}{n_+ \ln \Lambda}, \quad (2)$$

где  $A$  - атомная масса иона,  $\ln \Lambda$  - кулоновский логарифм,  $n_+$  - плотность ионов. Например, при  $A = 28$  (молекула азота),  $T_e = 10^4$  К,  $n_+ = 10^{16}$  см<sup>-3</sup> имеем время  $\tau_{обм} \approx 3 \cdot 10^{-7}$  с. Передача энергии от электронов ионам будет эффективно проходить на разрядном промежутке длиной  $l$ , если  $l \gg v_d \tau_{обм}$  (3), где  $v_d$  - скорость дрейфа электронов. Скорость дрейфа электронов для сильно ионизированной плазмы определяется из выражения:

$$v_d = \frac{\sigma \cdot E}{e \cdot n_e}, \quad (4)$$

где  $\sigma$  - проводимость плазмы,  $E$  - напряженность поля,  $e$  - заряд электрона.

Подставляя в выражения (3) и (4) проводимость сильно ионизированной плазмы с однозарядными ионами:

$$\sigma = 1,9 \cdot 10^2 \frac{T^{3/2}[\text{эВ}]}{\ln \Lambda} \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-1}, \quad (5)$$

получим выражение для длины разрядного промежутка, при которой обеспечивается эффективный разогрев газовой среды:

$$l \gg \frac{3,74 \cdot 10^{29} \cdot A \cdot E \cdot T^3[\text{эВ}]}{n_e \cdot n_+ \ln^2 \Lambda} \quad (6)$$

Чтобы определить длину разрядного промежутка по выражению (6), необходимо установить зависимость, которая имеется между напряженностью поля и «средней» энергией электронов. Это можно сделать на основании уравнения баланса энергии электронов:

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = (\Delta\varepsilon_E - \Delta\delta\varepsilon)v_m = \left(\frac{e^2 \cdot E^2}{m \cdot v_m} - \Delta\delta\varepsilon\right)v_m, \quad (7)$$

где  $\Delta\varepsilon_E$  – приобретение энергии от поля между столкновениями,  $\delta\varepsilon$  – потеря энергии электрона в одном эффективном столкновении,  $v_m$  – частота упругих столкновений.

Очевидно, что температура электронов  $T_e$  при начальных условиях значительно больше температуры ионов  $T_i$  ( $T_e \gg T_i$ ) и потеря энергии электронами определяется упругими столкновениями электронов и ионов. Энергия поля будет эффективно преобразовываться в кинетическую энергию ионов только при наличии баланса между приобретением и потерей энергии электроном, т.е. в случае, если  $d\varepsilon/dt=0$ .

Раскрывая выражение для частоты упругих столкновений:

$$v_m = n_e \cdot \bar{U} \cdot \sigma_{кул} = n_e \cdot \bar{U} \cdot \left(\frac{2,87 \cdot 10^{-14} \ln \Lambda}{(T_e [\text{эВ}])^2}\right) = n_e \cdot 6,71 \cdot 10^7 \cdot \sqrt{T_e [\text{эВ}]} \cdot \left(\frac{2,87 \cdot 10^{-14} \ln \Lambda}{(T_e [\text{эВ}])^2}\right), \quad (8)$$

где  $\sigma_{кул}$  – транспортное сечение столкновений электрона и иона,  $\bar{U}_e$  – средняя тепловая скорость электрона, и, подставляя в уравнение баланса энергии электронов, получим:

$$E = v_m \cdot \sqrt{\frac{\delta \cdot T_e [\text{эВ}] \cdot m}{e^2}} = \frac{1,79 \cdot 10^{-15} \cdot n_e \cdot \ln \Lambda}{T_e [\text{эВ}]} \cdot \sqrt{\frac{1}{A}}. \quad (9)$$

Оценка зависимости «средней» энергии электронов от напряженности электрического поля по выражению (9) для разряда в воздухе приведена в таблице.

Таблица. Расчет зависимости «средней» энергии электронов от напряженности электрического поля

Напряженность электрического поля, В/см	Плотность электронов $n_e$ , см <sup>-3</sup>	«Средняя» энергия электронов, эВ	Транспортное сечение столкновений электрона и иона $\sigma_{кул}$ , см <sup>2</sup>
475	10 <sup>17</sup>	0,3	1,4·10 <sup>-12</sup>
306		0,5	5,3·10 <sup>-13</sup>
168		1	1,45·10 <sup>-13</sup>
92		2	3,96·10 <sup>-14</sup>

Анализ баланса энергии электронов для термически неравновесной плазмы показывает, что в относительно сильных полях энергия электронов, получаемая от поля, не компенсируется упругими потерями в результате электронно-ионных столкновений. Например, для рассчитанного случая при напряженности 475 В/см только низкоэнергетичный хвост функции распределения электронов (с энергией до 0,3 эВ) обеспечивает сохранение баланса. Поэтому, в относительно сильных полях в термически неравновесной плазме приобретение энергии от поля электронами компенсируется потерей энергии на ионизацию (увеличение  $n_e$ ) и возрастанием доли неупругих потерь. Таким образом, для эффективного импульсного токового разогрева газа необходимо обеспечить после пробы промежутка степень ионизации, когда плазма становится сильноионизированной, и развить разряд в условиях соблюдения баланса по выражению (9). Следует отметить, что изменяя начальное давление в разрядном канале через параметр  $N$  возможно изменять  $n_e$ . При этом необходимо учитывать изменение требований к оптимальной напряженности электрического поля.

### ОЦЕНКА ТРЕБОВАНИЙ К ПЛАЗМЕННО-ВОЛНОВОЙ СИСТЕМЕ

Плазменно-волновая система (далее ПВС) разработана для формирования ударных волн или высокоскоростных импульсных плазменных струй [7]. Формирование импульсной плазменной струи по этому методу происходит за счет реализации импульсной дуги в потоке предварительно сжатого газа в полости ПВС и направленного газодинамического ускорения газоразрядной плазмы через выходной канал.

Необходимая температура нагрева газа  $T_n$  в полости ПВС определяется из условия равенства требуемой скорости истечения плазменной струи  $D$  и критической скорости звука  $C_{*2}$ :

$$T_n = \frac{C_{*2}^2 \cdot M \cdot (\gamma + 1)}{2\gamma \cdot R} = \frac{D^2 \cdot M \cdot (\gamma + 1)}{2\gamma \cdot R}, \quad (10)$$

где  $M$  – молярная масса газа, кг/моль;  $R$  – универсальная газовая постоянная,  $\gamma$  – показатель адиабаты. Таким образом, использование газа с низкой молярной массой позволяет снизить требования к температуре нагрева газа при одинаковой скорости истечения плазменной струи.

Длительность разряда определяется из времени формирования ударной волны  $t$ :

$$t = \frac{2 \cdot l_1}{C_{01} + C_{02}}, \quad (11)$$

где  $l_1$  – длина выходного канала;  $C_{01}$ ,  $C_{02}$  – скорости звука заторможенного потока соответственно при начальных условиях и в разогретом газе. Например, для разряда в воздухе при  $l_1 = 0,02$  м и  $C_{02} = 1000$  м/с имеем  $t \approx 30$  мкс.

Такая длительность разряда позволяет при использовании метода ускорения колебательной релаксации получить дополнительное увеличение кинетической температуры газа.

### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Для проведения исследований ПВС была собрана установка, схема которой представлена на рис. 1. Объем полости ПВС составил  $3 \cdot 10^{-7} \text{ м}^3$ . Давление подачи сжатого газа регулировалось в диапазоне  $1 \div 2,5 \text{ МПа}$ . За счет регулятора давления 3 производилось изменение начального давления газа в полости ПВС. Величина этого давления регистрировалась манометром 2 и была в диапазоне  $0,1 \div 0,3 \text{ МПа}$ . Расход газа через ПВС был не более  $7 \text{ м}^3/\text{ч}$ . Создание плазмы обеспечивал импульсный электрический разряд. Воздушная плазма формировалась при непрерывном протоке воздуха. Водородная плазма создавалась в период импульсной генерации водорода.

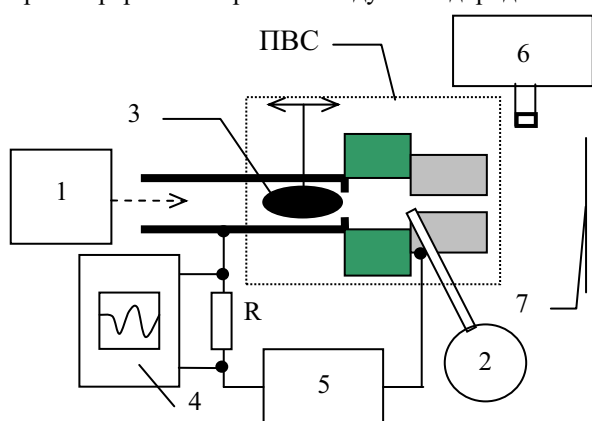


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1- воздушный компрессор, 2 – манометр, 3 – регулятор давления, 4 – осциллограф, 5 – схема импульсно-дугового разряда, 6 – скоростной фоторегистратор, 7 – препятствие.

При исследовании скорости воспламенения с открытой стороны выходного канала ПВС предварительно подавалась порция ацетилена. Экспериментальное исследование параметров ПВС в настоящее время было проведено в одиночном режиме.

Применялся емкостной разряд и разряд по схемам импульсной дуги. На приведенных вольтамперных характеристиках видно значительное отличие в развитии емкостного разряда (рис. 2) и разряда по разработанной схеме (рис. 3). После пробоя напряжение на воздушном разрядном промежутке (давление -  $0,2 \text{ МПа}$ ) во втором случае падает без значительных амплитудных колебаний. При этом ток имеет практически один полупериод разряда с длительностью, в 2,5 раза превосходящей эту величину в емкостном разряде. Следует отметить, что энергия, вкладываемая в разряд, на приведенных вольтамперных характеристиках в обоих случаях одинакова.

В экспериментальной установке использовался способ ускорения колебательной релаксации. Энергия, вкладываемая в разряд, оценивалась по полной энергии, вкладываемой в накопители. Вольтамперная характеристика измерялась на разрядном промежутке. Выброс плазменной струи происходил в окружающую воздушную атмосферу.

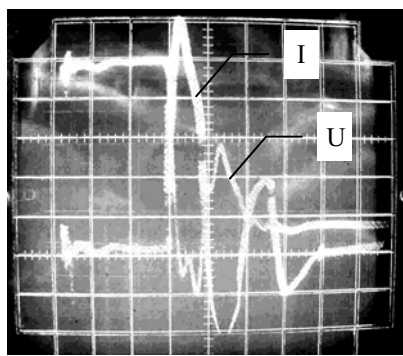


Рис. 2. Вольтамперная характеристика разряда емкости: развертка по времени  $10 \text{ мкс}/\text{дел.}$ , масштаб по току  $5000 \text{ А}/\text{дел.}$ , масштаб по напряжению  $500 \text{ В}/\text{дел.}$

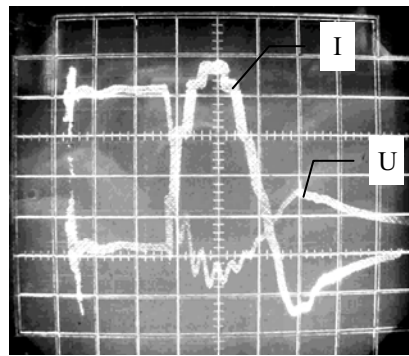


Рис. 3. Вольтамперная характеристика разряда по схеме импульсной дуги: развертка по времени  $10 \text{ мкс}/\text{дел.}$ , масштаб по току  $5000 \text{ А}/\text{дел.}$ , по напряжению –  $500 \text{ В}/\text{дел.}$

### МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ СКОРОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПЕРЕДНЕГО ФРОНТА ПЛАЗМЕННОЙ СТРУИ

Для измерения скорости развития импульсной плазменной струи был выбран метод по кадровой фотографической съёмки. В качестве фоторегистратора был использован СФР. Обработка результатов фотографирования была основана на оценке изменения оптически видимого размера струи во времени. Для определения размера струи предварительно была сделана фотография линейки в месте выхода струи. Изображение линейки на фотопленке было обращено в цифровое изображение с разрешением 1600 пикселей на сантиметр при помощи фотосканера «EPSON PERFECTION™ 1660 PHOTO». В последующем, кадры развития плазменной струи были получены фотографированием с неизменяемым положением фотоприемника. Расчет размеров струи производился по оценке разности пиксельных координат видимой области и их преобразованием в реальный размер на основании масштаба, полученного из фотографии линейки. Время выдержки одного кадра составляло 4 мкс. Абсолютная погрешность измерения скорости на временном расчетном шаге 4 мкс составила  $76 \text{ м/с}$ . Несмотря на столь большую величину погрешности, с возрастаям расчетного шага данная погрешность уменьшалась в кратное число раз, например, для  $8 \text{ мкс}$  –  $38 \text{ м/с}$ , для  $16 \text{ мкс}$  –  $19 \text{ м/с}$ . Таким образом, удержание «средней» ско-

рости распространения переднего фронта в течение более десятка микросекунд увеличивало достоверность получаемых оценок скорости.

### РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

При распространении импульсного потока длина светящейся области достигала более 100 мм от среза сопла. На скорость распространения струи плазмы значительное влияние оказывает начальное давление в полости ПВС и скорость объёмного энерговыделения. Это вызвано влиянием этих параметров на изменение давления в полости ПВС. Динамика изменения скорости распространения переднего фронта воздушной плазменной струи при начальном давлении в полости ПВС 3 и 1 атм приведены (рис. 4). В начальный момент более быстрое нарастание давления в полости с большим начальным давлением предопределяет более высокую начальную скорость выхода плазмы, но меньшая температура разогрева в этом случае приводит к более быстрому падению скорости в этот период до квазистационарного уровня. Так как в этом случае высокое давление удерживается более продолжительное время, то падение скорости плазменной струи в дальнейшем замедляется. Сокращение времени колебательной релаксации в воздушной плазме позволяет получить более высокую скорость истечения плазмы в начальный период времени (рис. 5). Средняя напряженность электрического поля предопределяет процесс формирования плазменной струи. В относительно сильных полях (более 1 кВ/см) область свечения не имеет определённой формы (рис. 6). Полагается, что эта область возникает в результате бомбардировки потоком электронов воздушной среды с последующим её хаотическим свечением и самопроизвольной релаксацией неравновесно возбужденной газовой среды после её выноса газовым потоком. В слабых полях формируется чёткая граница между плазмой и окружающей средой (рис. 7). Полагается, что в этом случае истечение струи предопределяется термодинамическими процессами.

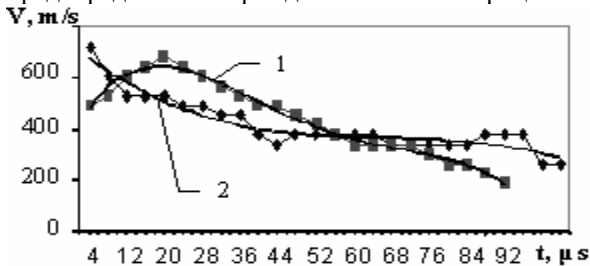


Рис. 4. Скорость переднего фронта воздушной плазменной струи, получаемой при разных начальных давлениях в полости ПВС: 1 – при давлении, равном 1 атм, 2 – при давлении, равном 3 атм. (Средняя напряженность  $U_{cp}$ , прикладываемая к разрядному промежутку – 200 В)

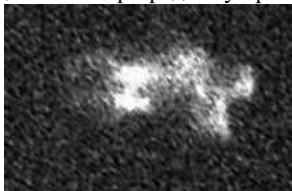


Рис. 6. Форма светящейся области, получаемой при относительно высокой напряженности поля электрического разряда.

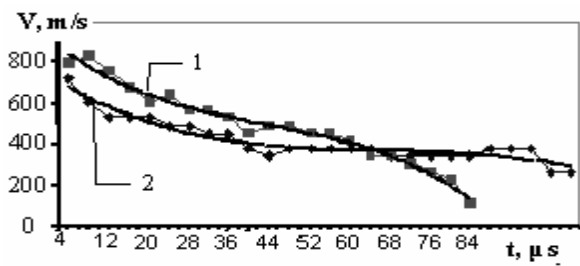


Рис. 5. Скорость переднего фронта воздушной плазменной струи, получаемая при использовании метода ускорения колебательной релаксации (кривая 1) и без его применения (кривая 2) при  $U_{cp}=800$  В.



Рис. 7. Форма светящейся области, получаемой при низкой напряженности поля электрического разряда.

Использование импульсного генератора водорода позволило получить удержание высокой скорости истечения плазменной струи при снижении энерговыклада со 100 до 30 Дж. На основе воздушной плазмы падение скорости струи происходит более стремительно с уменьшением энерговыклада (рис. 8). При развитии воздушной плазменной струи в ацетилено-воздушной среде наблюдалась поперечная скорость расширения более 450 м/с (рис. 9). Повышение давления в полости ПВС при использовании генератора водорода позволяет получить струю с диаметром около 35 мм (рис. 10).

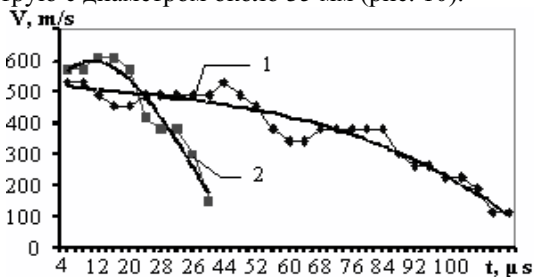


Рис. 8. Скорость развития воздушной (кривая 1) и водородо-обогащенной (кривая 2) плазменных струй при энерговыкладе до 40 Дж и  $U_{cp}=150$  В.

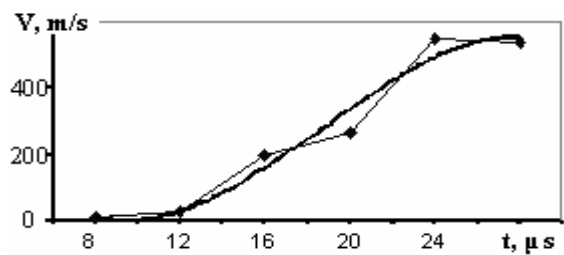


Рис. 9. Скорость расширения светящейся области в поперечном направлении к направлению выхода струи.

Полагается, что изменяя среднюю напряженность поля в импульсном разряде наблюдались разные механизмы воспламенения топливовоздушной смеси. Объемное воспламенение осуществлялось при выходе неравновесно возбужденной газовой среды, что приводит к сокращению периода задержки воспламенения и дальнейшему взрывному горению смеси (рис. 11). Ударное воспламенение осуществлялось при быстром нарастании скорости истечения потока плазмы с образованием интенсивной ударной волны (рис.12). Было установлено, что указанные способы инициации горения зависят от динамики выделения электрической энергии.

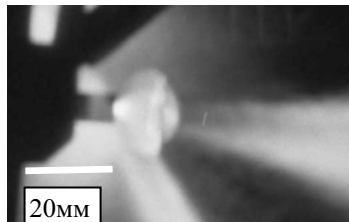


Рис. 10. Вид водородобогащенной плазменной струи через 28 и 112 мкс, соответственно.



Рис. 12. Ударное воспламенение.



Рис. 11. Объемное воспламенение.

### ВЫВОДЫ

Результаты экспериментального исследования подтверждают правильность теоретических подходов к установлению длины разрядного промежутка и понижению напряженности поля в импульсной дуге с целью достижения эффективного и быстрого преобразования энергии разряда в тепловую энергию газа. Для получения импульсных плазменных струй со средней скоростью распространения переднего фронта более 350 м/с в течение 100 мкс при затратах электрической энергии до 40 Дж необходимо применять импульсный генератор водорода. Полученные скорости распространения импульсных плазменных струй с длительным временем их удержания позволяют рассматривать ПВС в качестве системы импульсной инициации высокоскоростного горения. Применение ПВС позволит сократить время перехода горения в детонацию и значительно уменьшить длину переходного участка детонационной трубы.

Выражаю огромную признательность д. ф.-м. н. Довбне А.Н. за поддержку в осуществлении данных исследований.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Vasil'ev A.A. Optimization of DDT accelerators //International Colloquium on Advances in Confined Detonations: Proceeding - Moscow, Russia. – 2002. - P. 31-35.
2. Kuznetsov M., Alekseev V., Matsukov I. Deflagration-to-detonation in H<sub>2</sub>-O<sub>2</sub>-N<sub>2</sub> mixtures in channels with obstructions //International Colloquium on Advances in Confined Detonations: Proceeding - Moscow, Russia.- Moscow, Russia. – 2002. - P. 26-30
3. Kerampran S., Desbordes D., Veyssiere B. Influence of pressure waves generated at the initial stage of flame propagation on the DDT process in smooth tubes //International Colloquium on Advances in Confined Detonations: Proceeding - Moscow, Russia. - Moscow, Russia. – 2002. - P. 16-21.
4. Mayinger F., Jordan M., Eder A., Zaslanko I.S. Flame-Jet Ignition of Fuel-Air Mixtures. Experimental Findings and Modeling // XVII International Colloquium on the Dynamics of Explosions and Reactive Systems. – 1999. - rep.№224
5. Thomas G., Jones A. Some observations of the jet initiation of detonation //Combustion and Flame. – 2000. – V.120. – P. 392-398.
6. Райзер Ю.П. Физика газового разряда, 2-е изд. – М.: Наука, 1992. – 592с.
7. Кoryтченко К.В., Волколупов Ю.Я., Красноголовец М.А. и др. Метод получения ударных волн большой интенсивности //Журнал технической физики. – 2002. – Т. 72. – № 4. – С. 124, 125.

### OBTAINING OF INITIAL SUPERSONIC SPEED OF FLAME PROPAGATION BY PLASMA-WAVE SYSTEM

**K.V. Korytchenko**

*Science research complex "Accelerator" National science center "KPTI"  
str. Academicheskaya, 1, Kharkov, Ukraine, 61108*

A theoretical proof of requirements to a discharge's gap long and a "medium" tension of an electric field into an impulse arc using at a plasma-wave system has been made to provide an effective and quick transition of a discharge energy into a gas heat. Experimental results of a speed of a forward plasma front propagation, a plasma expansion and a speed of radial combustion into a mixture of an acetylene and an air have been shown.

**KEY WORDS:** discharge's gap, impulse arc, energy input, combustion initiation, plasma stream.