

4. А. А. Бузуков. ФГВ, 1976, 12, 4.
5. В. М. Корнев, В. В. Адищев, А. Н. Митрофанов и др. ФГВ, 1979, 15, 6.
6. В. А. Адищев, В. М. Корнев. ФГВ, 1979, 15, 6.
7. А. А. Бузуков. ФГВ, 1980, 16, 5.
8. С. А. Ждан. ФГВ, 1981, 17, 2.
9. С. В. Базилевский, В. И. Малый. Изв. АН Арм.ССР. Механика, 1980, 5.

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ МАССОВОЙ СКОРОСТИ ЗА ФРОНТОМ ДЕТОНАЦИИ В ГАЗАХ

А. В. Пинаев, А. И. Сычев
(Новосибирск)

Электромагнитные измерения массовой скорости представляют интерес в связи с проблемой измерения расхода при течении жидкостей и газов [1, 2], а также в случаях, когда затруднено применение других методов регистрации скорости (например, оптических) или сомнительна их интерпретация. В ряде работ электромагнитными методами измерены массовые скорости в экспериментах с ударными трубами [3—8] и в высокоскоростных потоках газа [9]. Обсуждение результатов измерений, проведенных в [7], содержится в [10]. Показано [11], что магнитогидродинамические измерения массовой скорости должны проводиться при условии $a \ll l \ll \Delta$ (где a — диаметр электродов; l — ширина канала; Δ — характерный размер изменения скорости) и оценена ошибка таких измерений. Принципиальная возможность контактных электромагнитных измерений, когда мало влияние неоднородности (вдоль потока) массовой скорости и электропроводности на точность их определения, описана в [12].

Цель настоящей работы — экспериментально показать возможность измерения профилей массовой скорости в детонационных волнах с применением описанной в [12] геометрии электродов и конфигурации электрического (радиальной) и магнитного (вихревой) полей. В работе обсуждаются необходимые условия для одновременного измерения массовой скорости v и электропроводности σ , измерены v и проведено сравнение рассчитанных и измеренных по электромагнитной методике и методу треков самосвечения профилей v .

В дополнение к [12] заметим, что для прямоугольных импульсов временной интервал, когда $\frac{dU}{dt} = 0$, существенно более широкий, чем для синусоидального напряжения U на центральном электроде. Поэтому при одновременных измерениях v и σ целесообразней применять генератор прямоугольных сигналов. Можно показать, что полный ток i , протекающий по соединению δ между частями трубы 7 и 10 (рис. 1), имеет вид

$$i = \int_S \sigma E_R dS + \int_S \sigma v B \frac{R_{cp}^2}{(R_{н} + R_{cp})^2} dS,$$

где $S = 2\pi R D t$ — внутренняя поверхность трубы радиуса R ; D — скорость детонационной волны; t — время, в течение которого волна движется в трубе 10 от изолирующей прокладки 3 ; E_R и B_R — напряженность электрического и индукция магнитного полей у внутренней поверхности трубы; $R_{н}$ и R_{cp} — сопротивления источника напряжения 11 и проводящей среды $R_{cp} = \frac{2\pi}{\ln R/r_3} \left(\int_0^{Dt} \sigma d\xi \right)^{-1}$ (здесь ξ — расстояние до фронта волны); r_3 — радиус центрального электрода 4 .

Видно, что выражение для i приобретает достаточно простой вид (как в [12]) и существует возможность определения из него v и σ ,

если $R_n \ll R_{cp}$. Реально при измерениях шунтирующее действие тока I оказывает проводящая среда, поскольку проводник 4 обладает сопротивлением r' . В результате по соединению 8 протекает дополнительный ток $i' = Ir'R_{cp}$ и отношение $\frac{di'/dt}{di_B/dt} \approx \frac{2\pi r'}{\mu_0 v \ln R/r_0} \sim$

$\sim 2 \cdot 10^3 r' \text{ Ом}^{-1}$, где $\frac{di_R}{dt}$ — производная тока, создаваемого в движущейся среде магнитным полем; $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Г/м}$. Поэтому для проверки следует провести измерения для нескольких значений диаметров электродов. Полностью эффект шунтирования можно исключить, изолировав центральную токонесущую жилу 4 от внешней оболочки 5 (см. рис. 1). В этом случае при измерении v необходимо применять закоротку 6, а в другой серии опытов измерять σ без экрана и закоротки (естественно, при этом необходима воспроизводимость значений σ в различных опытах при одинаковых начальных условиях).

Исследования проводили в трубах из нержавеющей стали ($R = 17,5 \text{ мм}$) длиной 2,7 и 4,5 м с шероховатостью стенок $< 30 \text{ мкм}$. Изолирующую прокладку 3 из фторопласта толщиной 0,1 мм располагали на расстояниях 0,5—1 м от торца трубы. Дифференцирующие магнитные датчики 9 регистрировали производную тока i в соединении 8. Датчики выполнены на ферритовых кольцах марки М300НН-3 и М600НН-8 с числом витков $n = 80 \div 350$. Постоянная времени датчика ($n = 80$) $\tau = L_d/R_n = 1,5 \text{ мкс}$, где L_d — индуктивность датчика, $R_n = 1 \text{ кОм}$ — сопротивление нагрузки; при $n = 350$ $R_n = 6,7 \text{ кОм}$ и $\tau \approx 12 \text{ мкс}$. Величины τ , R_n определялись опытным путем в той же постановке, что и основные измерения.

Сигнал с датчиков поступал на вход осциллографа С8-12. При недостаточной амплитуде сигнала применяли малогабаритный усилитель с коэффициентом усиления ($k_y = 110$), линейным до 7 МГц. Для уменьшения влияния наводок от электромагнитных полей, возникающих при включении и разряде батареи конденсаторов емкостью $C_6 = 980 \text{ мкФ}$, датчики помещали в толстостенные двойные экраны из сплава «Армко».

Пространственное разрешение в экспериментах, определяемое толщиной прокладки, составляло 0,1 мм, временное (зависящее от датчиков) — 1,5—12 мкс. Однако уровень сигнала при $n = 80$ ($\tau = 1,5 \text{ мкс}$) был недостаточен для его уверенной регистрации (что приводило к большой ошибке в вычислениях v), поэтому в основном использовались датчики с $n = 350$ и $\tau = 12 \text{ мкс}$.

Трубу перед опытом откачивали и заполняли смесью $2 \text{ Н}_2 + \text{О}_2$ или $\text{С}_2\text{Н}_2 + 2,5\text{О}_2$. Смесью иницировали высоковольтным разрядом, для ускорения перехода горения в детонацию (на режим с постоянной скоростью D) в начальном участке трубы устанавливали турбулизатор. В [13] обнаружена независимость параметров детонации и точности измерений σ от радиуса центрального электрода при $r_0 = 1 \div 3 \text{ мм}$, а также определена область применения экспериментальной методики (величина и полярность напряжения U). В экспериментах проводили запись скорости детонационной волны многоканальным хронометром вплоть до выхода ее на стационарный режим, съемку самосвечения продуктов детонации камерой СФР и запись профилей давления пьезодатчиками (рис. 2, а), установленными в оптической секции в оргстекло вблизи торца трубы.

В [13] замечено, что значения σ в разных опытах достаточно хорошо воспроизводимы при одинаковых начальных условиях, поэтому v и σ измеряли независимо в одной и той же трубе. При работе с источ-

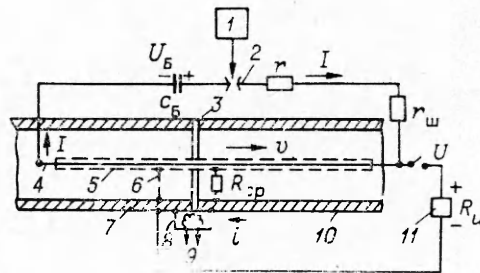


Рис. 1. Принципиальная схема измерений v и σ .

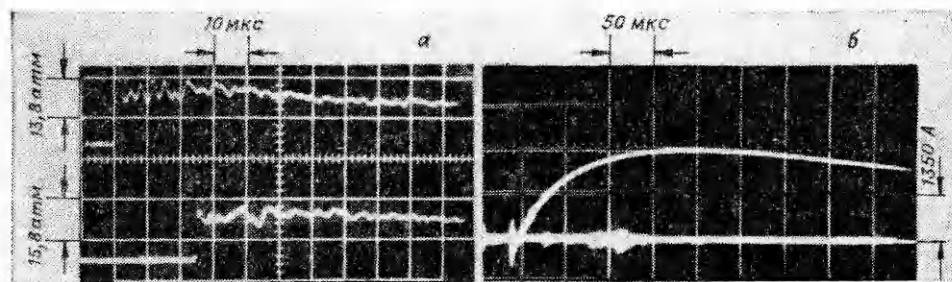


Рис. 2. Осциллограммы давления в $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ при $p_0 = 1$ атм (а) и тока I (б).

ником тока (измерения v) на медный проводник 4 радиусом 2 мм электроизолированно от него помещали трубчатый электрод 5 радиусом 3 мм из нержавеющей стали, который закорачивался проводником 6 на трубу 7. Перед опытом батарею конденсаторов заряжали до напряжения $U_6 = 1,4 \div 4$ кВ. Запуск источника тока осуществлялся через разрядник 2 с помощью схемы 1 детонационной волной за 200–300 мкс до ее прихода к прокладке 3. Конденсатор разряжался в аperiodическом режиме через сопротивление $r = 0,3$ Ом на электрод 4. Сопротивление электрода с подводными кабелями и контактами составляло 0,34 Ом.

Осциллограмма тока в цепи от начала запуска источника приведена на рис. 2, б. Сигналы измеряли магнитными датчиками в той области, где изменение I мало (через 200–300 мкс) и не превышает $5 \div 7\%$ (см. рис. 2, б). Величина I в различных опытах составляла 2,2–6,3 кА и определялась по напряжению с шунта. Индукцию магнитного поля B в объеме трубы вычисляли по известной величине I , время «просачивания» магнитного поля через экран 5 из нержавеющей стали с толщиной стенки 0,5 мм меньше 10^{-5} с. Влияние на измерения v магнитного поля цепи обратного тока было пренебрежимо мало.

При измерениях σ напряжение на электрод из нержавеющей стали радиусом 1; 2 или 3 мм подавали с конденсаторов емкостью 300 мкФ, заряжаемых от источника Б5-47 через сопротивление 100 Ом. Экран 5 и закоротка 6 в этих опытах не нужны. Удовлетворительное совпадение соответствующих значений v и σ получено в схеме измерений, описанной выше, и в опытах с П-образной трубой с параллельными участками одинаковой длины того же диаметра — в одном из колен проводились измерения σ , а в другом — одновременно независимые измерения v .

На рис. 3 приведены характерные осциллограммы при различных I для смесей $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ и $\text{C}_2\text{H}_2 + 2,5\text{O}_2$. Для получения достаточного уров-

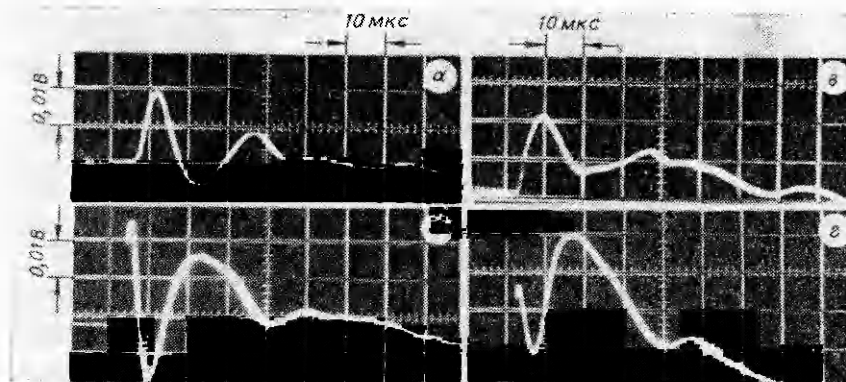


Рис. 3. Осциллограммы магнитных датчиков при измерении v ; $R_n = 6,7$ кОм, $n = 350$.

а) $2\text{H}_2 + \text{O}_2$, $p_0 = 1$ атм, $I = 0$; б) $\text{C}_2\text{H}_2 + 2,5\text{O}_2$, $p_0 = 0,5$ атм, $I = 0$; в) $2\text{H}_2 + \text{O}_2$, $p_0 = 1$ атм, $I = 6,3$ кА; г) $\text{C}_2\text{H}_2 + 2,5\text{O}_2$, $p_0 = 0,5$ атм, $I = 4,7$ кА,

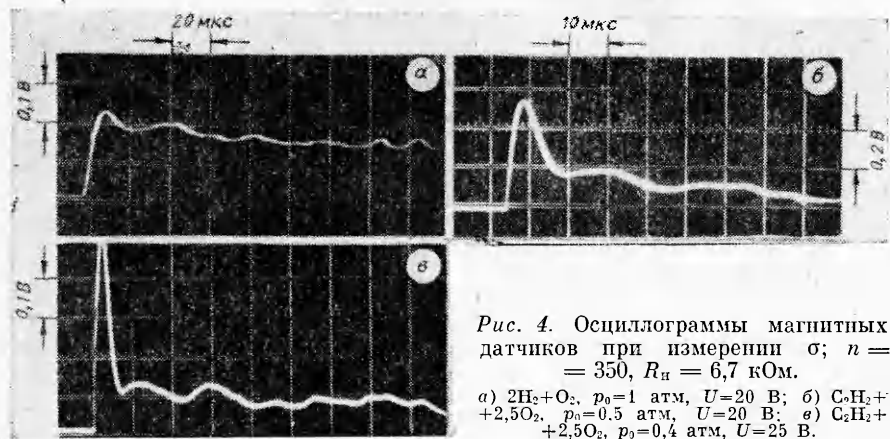


Рис. 4. Осциллограммы магнитных датчиков при измерении σ ; $n = 350$, $R_{II} = 6,7$ кОм.
 а) $2\text{H}_2 + \text{O}_2$, $p_0 = 1$ атм, $U = 20$ В; б) $\text{C}_2\text{H}_2 + 2,5\text{O}_2$, $p_0 = 0,5$ атм, $U = 20$ В; в) $\text{C}_2\text{H}_2 + 2,5\text{O}_2$, $p_0 = 0,4$ атм, $U = 25$ В.

ня сигнала здесь применен датчик с $n = 350$ ($\tau \approx 12$ мкс). Сигналы в отсутствие «внешних» электрического и магнитного полей растут с увеличением начального давления p_0 . Они получены в той же постановке, в которой производились измерения v . Существование этих сигналов свидетельствует о наличии в волне детонации объемного заряда (локального нарушения электронейтральности ионизованного газа), что является следствием различия подвижности ионов и электронов при диффузионных процессах во фронте детонации. В [13] экспериментально определено расстояние ($\approx 1,5 - 2$ мм), на которое диффундируют вперед электроны от фронта детонации, и оценена величина возникающего при разделении зарядов «внутреннего» электрического поля.

Характерные осциллограммы датчиков при наличии «внешнего» электрического поля, приблизительно соответствующие профилям σ приведены на рис. 4. Значения σ во фронте в смеси $\text{C}_2\text{H}_2 + 2,5\text{O}_2$ здесь не соответствуют действительности, поскольку для получения достаточного уровня сигналов использованы датчики с временным разрешением $\tau \approx 12$ мкс ($n = 350$). Погрешность измерений σ в области за фронтом детонации порядка 10%. Более подробные и точные измерения профилей σ приведены в [13], где дополнительно обсуждаются характер проводимости и процессы рекомбинации в смесях ацетилена и водорода с кислородом.

Сигнал датчика собственно от «внешнего» магнитного (или электрического) полей находился с учетом сигналов u_{II}^0 , полученных при $I = 0$, $U = 0$. Электропроводность продуктов детонации рассчитывали по выражению $\sigma = \frac{\ln R/r_0}{2\pi DU} \frac{di}{dt}$, где $\frac{di}{dt} = k_d (\dot{u}_{II}^0 - u_{II}^0)$, k_d — коэффициент, определяемый при калибровке датчика в той же геометрии с помощью генератора синусоидальных сигналов. Массовая скорость находилась из выражения $v = \frac{di/dt}{\mu D \sigma I}$, где $\frac{di}{dt} = k_d (\dot{u}_{II}^0 - u_{II}^0)$.

Результаты обработки экспериментов и данные других авторов для безразмерных профилей $\bar{v} = v/v^*$ в зависимости от безразмерного расстояния от фронта $\bar{x} = x/2R$ (звездочкой здесь и в дальнейшем обозначены параметры в плоскости Чепмена — Жуге, соответствующие расчетам равновесной детонации [14]) представлены на рис. 5, где L — расстояние от места инициирования до фронта волны. Здесь штриховкой нанесены значения v , полученные в настоящей работе с помощью электромагнитной методики, кривые 1' и 2' получены путем обработки треков самосвечения продуктов детонации и треков, создаваемых микрокаплями, сорванными с подвешенных в центре сечения трубы одиночных капель гексадекана диаметром 2—3 мм.

На снимках те и другие треки различимы. Скоростной поток газа «сдирает» с поверхности исходных капель тонкий слой жидкости, который распадается на капли микронного размера, ускоряющиеся до

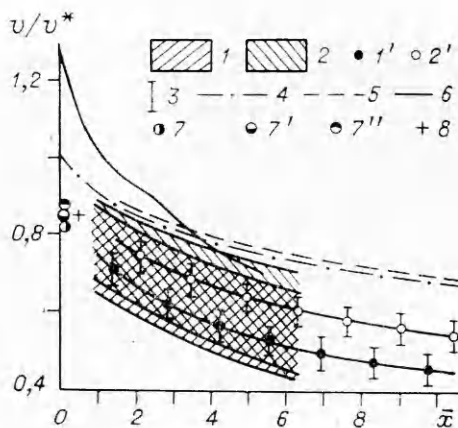


Рис. 5. Безразмерные профили массовой скорости за фронтом детонации в газах; $p_0 = 1$ атм.

1, 1' — $2\text{H}_2 + \text{O}_2$, 2, 2' — $\text{C}_2\text{H}_2 + 2,5\text{O}_2$ (электромагнитные (1, 2) и трековые (1', 2') измерения, $R=17,5$ мм); 3 — разброс измерений; 4 — расчет [18] для $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ и $\text{C}_2\text{H}_2 + 2,5\text{O}_2$, $R=8$ мм, $L=3,5$ м; 5 — данные [6], $R=8$ мм; 6 — данные МГД-измерений [8], $R=10,5$ мм; 7, 7', 7'' — [16], смесь $\text{C}_2\text{H}_2 + 2,5\text{O}_2$, $p_0=0,7$; 0,5, 0,3 атм; 8 — [17], $2\text{H}_2 + \text{O}_2$, $p_0=530$ мм рт. ст., $\text{C}_2\text{H}_2 + 2,5\text{O}_2$, $p_0=0,3$ атм.

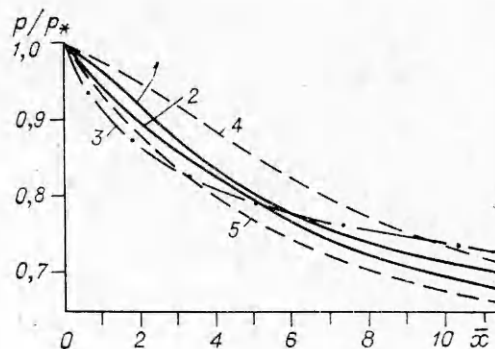


Рис. 6. Безразмерные профили давлений за фронтом детонации в газах; $p_0 = 1$ атм.

1 — $2\text{H}_2 + \text{O}_2$, $L=4$ м; 2 — $\text{C}_2\text{H}_2 + 2,5\text{O}_2$, $L=4$ м; 3 — расчет [18] для $2\text{H}_2 + \text{O}_2$, $\text{C}_2\text{H}_2 + 2,5\text{O}_2$, $R=8$ мм, шероховатость 30 мкм, $L=3,5$ м; 4, 5 — $2\text{H}_2 + \text{O}_2$, данные из [6] и [19], $R=8$ мм, $L=3,5$ м.

скорости потока газа в непосредственной близости от поверхности капель [15]. В настоящих экспериментах факт совпадения скоростей газа и капель подтверждается тем, что треки микрокапель и газа имеют одинаковые наклоны во всей области движения за фронтом. Совпадения в пределах разброса массовых скоростей, определенных по трекам самосвечения продуктов детонации и трекам микрокапель (в центре сечения), свидетельствует о том, что основная доля светящихся треков газа соответствует ядру потока, а не области динамического пограничного слоя газа.

Предложенный метод измерения v при детонации газов (по трекам микрокапель) является оригинальным и его результаты удовлетворительно совпадают с данными трековых измерений других авторов [16, 17] (см. рис. 5). Профили скоростей v по методу треков и по предложенной в работе электромагнитной методике удовлетворительно совпадают между собой и лежат ниже расчетных значений [18], магнитогидродинамических [6] и электромагнитных [8] измерений.

Разброс v по электромагнитной методике связан со случайной ошибкой при обработке осциллограмм из-за сравнимого уровня сигналов $u_{дв}$ и $u_{д}^0$. Для уменьшения ошибки и разброса (достигающего при обработке осциллограмм 30%) при вычислении v необходимо существенно увеличить I (до 15—20 кА) при постоянстве его значения в течение времени измерения. Это связано со значительными техническими трудностями, в частности, возникнет высокий уровень паразитных паводок и потребуются более надежные способы экранирования датчиков и регистрирующей аппаратуры. Можно показать, что сигналы, возникающие в датчике при движении проводящей среды в магнитном и электрическом поле сравнимы ($u_{дв} \approx u_{д\sigma}$), если $U/I = 0,47$ и $0,4$ В/кА соответственно в смесях $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ и $\text{C}_2\text{H}_2 + 2,5\text{O}_2$. Поэтому более точные эксперименты, когда $u_{дв} \gg u_{д}^0$, $u_{д\sigma} \gg u_{д}^0$ ($U \approx 5 \div 15$ В [13]) следует проводить при $I \geq 15 \div 20$ кА. Тем не менее, проделанные исследования ($I \leq 6,3$ кА) показали принципиальную возможность описанных выше и в [12] электромагнитных измерений (с соблюдением условия $\omega\tau \ll 1$, где $\omega = eB/m$, e , m , τ — соответственно заряд, масса и межстолкновительное время электрона; B — магнитная индукция). Отличие полученных здесь результатов от расчетов [18] (см. рис. 5), вероятно, объясняется влиянием

турбулизации потока из-за его реальной неоднородной ячеистой структуры, потерь (на трение и нагрев стенок) и пограничного слоя.

Результаты измерений профилей давления приведены на рис. 6, где нанесены также экспериментальные и расчетные данные других авторов.

Итак, в работе применена для измерения скорости проводящей среды новая электромагнитная методика и экспериментально показана возможность измерения с ее помощью профилей массовой скорости в детонационных волнах.

В заключение авторы благодарят В. В. Митрофанова за внимание к работе.

Поступила в редакцию 14/1 1983

ЛИТЕРАТУРА

1. Дж. Шерклиф. Теория электромагнитного измерения расхода. М.: Мир, 1965.
2. А. Б. Ватажин, Г. А. Любимов, С. А. Регирер. Магнитогиродинамические течения в каналах. М.: Наука, 1970.
3. M. Sakuntala, V. E. Clotfelter, W. B. Edwards e. a. J. Appl. Phys., 1959, 30, 11.
4. M. L. Bowser, J. N. Murphy e. a. J. Appl. Phys., 1966, 37, 6.
5. Р. И. Солоухин. ТВТ, 1966, 4, 2.
6. D. H. Edwards, D. B. Brown, G. Hooper e. a. J. Phys. D: Appl. Phys., 1970, 3, 3.
7. I. Fells, P. W. Norman. Comb. Flame, 1970, 15, 1.
8. M. Veysiere. Thèse de docteur ès sciences physiques, L'université de Poitiers, 1971.
9. Г. В. Пряхин, В. М. Титов, Г. А. Швецов. ПМТФ, 1971, 3.
10. G. Hooper, D. B. Brown, C. Brochet e. a. Comb. Flame, 1971, 17, 1.
11. А. П. Ершов. ПМТФ, 1974, 4.
12. А. В. Пинаев. ПМТФ, 1981, 2.
13. А. В. Пинаев, А. И. Сычев. ФГВ, 1984, 20, 1.
14. Ю. А. Николаев, М. Е. Топчийн. ФГВ, 1977, 13, 3.
15. А. В. Пинаев, А. И. Сычев. ФГВ, 1982, 18, 6.
16. А. А. Васильев. Канд. дис. Новосибирск, 1977.
17. А. А. Васильев, Т. П. Гавриленко и др. ФГВ, 1972, 8, 1.
18. С. А. Ждан, В. И. Феденок. ФГВ, 1982, 18, 6.
19. D. H. Edwards, G. T. Williams, J. C. Breeze. J. Fluid Mech., 1959, 6, 4.

ИССЛЕДОВАНИЕ ДЕТОНАЦИОННОГО ПРЕВРАЩЕНИЯ КОНДЕНСИРОВАННЫХ ВВ МЕТОДОМ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ

А. М. Ставер, А. П. Ершов, А. И. Лямкин
(Новосибирск)

Исследование состава продуктов детонации взрывчатых веществ представляет очевидный интерес. Знание химического состава позволяет проверять уравнения состояния продуктов детонации и расчеты детонационных свойств конденсированных ВВ. Прямой эксперимент в этой области до сих пор является трудной проблемой. Как правило, опыты проводятся в специальных калориметрических бомбах [1] после расширения продуктов детонации. В этих бомбах взрывается небольшое количество ВВ, размеры которого не обеспечивают получения предельных детонационных характеристик.

Известно также, что характеристики ВВ зависят от максимальной энергии, выделяемой во фронте детонации, и остаточной энергии, выделяемой в волне Тейлора. Небольшое изменение условий адиабатического расширения продуктов детонации (состав атмосферы, окружающей заряд ВВ, степень расширения) могут заметно изменять состав продуктов детонации. Прямые методы изучения состава в настоящее время не разработаны.

Важнейшим компонентом многих конденсированных взрывчатых веществ является углерод. В результате детонационного превращения он