

принципе возможность существования хаотических (в пространственном и пространственно-временном смысле) режимов. Сопоставление свойств (фазовых портретов) аттракторов, рассчитанных для экспериментальных данных и соответствующих численных решений, могло бы, по-видимому, дать наиболее глубокое представление о достоинствах и недостатках предложенной авторами модели динамики детонационного фронта.

ЛИТЕРАТУРА

1. Манжалей В. И. О тонкой структуре переднего фронта газовой детонации // ФГВ.— 1977.— 13, № 3.— С. 470—473.
2. Борисов А. А., Шарыпов О. В. Моделирование структуры неустойчивого фронта газовой детонации // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук.— 1989.— Вып. 2.— С. 50—55.
3. Borisov A. A., Sharypov O. V. Modelling of gas detonation front structure // Flame Structure/Ed. O. P. Korobeinichev.— Novosibirsk: Nauka, 1991.— V. 2.— P. 408—411.
4. Зайдель Р. М. Об устойчивости детонационных волн в газовых смесях // Докл. АН СССР.— 1961.— 136, № 5.— С. 1142—1145.
5. Egrebeck J. J. Stability of steady-state equilibrium detonations // Physics of Fluids.— 1962.— 5, № 5.
6. Пухначев В. В. Об устойчивости детонации Чепмена — Жуге // Докл. АН СССР.— 1963.— 149, № 4.— С. 798—801.
7. Зельдович Я. Б. Об одном эффекте, стабилизирующем искривленный фронт ламинарного пламени // ПМТФ.— 1966.— № 1.— С. 102—104.
8. Borisov A. A., Sharypov O. V. Physical model of dynamic structure of the surface of detonation wave // Dynamic Structure of Detonation in Gaseous and Dispersed Media/Ed. A. A. Borisov. Kluwer Acad. Publ., 1991.— P. 77—108.
9. Дьяков С. П. Об устойчивости ударных волн // ЖЭТФ.— 1954.— 27, № 3(9).— С. 288—295.
10. Войцеховский Б. В., Митрофанов В. В., Топчийн М. Е. Структура фронта детонации в газах.— Новосибирск, 1963.
11. Васильев А. А., Митрофанов В. В., Топчийн М. Е. Детонационные волны в газах // ФГВ.— 1987.— 23, № 5.

г. Новосибирск

УДК 536.46 + 534.222.2 + 661.215.1

Н. В. Банников, А. А. Васильев

ПЛОСКОЕ ИНИЦИИРОВАНИЕ ДЕТОНАЦИИ

Экспериментально исследованы условия возбуждения плоской детонационной волны. Обнаружена независимость процесса от начального давления. Объяснение этому основано на концепции о ведущей роли соударений поперечных волн в иницировании и распространении детонации. Размер эффективной зоны, ответственной за иницирование детонации, близок к размеру химика. Предложены формулы для оценки энергетического эквивалента инициатора, основанного на принципе трансформации плоской детонационной волны в сферическую, цилиндрическую или плоскую детонацию при дифракции исходной волны на выпуклом угле. Основные аналитические выводы концепции подтверждаются экспериментальными зависимостями.

Экологические и гуманитарные аспекты крупномасштабных катастроф привлекают внимание специалистов в области горения и взрыва. Одна из важнейших задач взрывобезопасности — определение критических условий иницирования горения и детонации во взрывчатой смеси. Заметные достижения в понимании механизма иницирования, к сожалению, не позволяют считать эту проблему решенной к настоящему времени. Наиболее многоплановым представляется случай иницирования за счет перехода низкоскоростного горения в детонацию (ПГД). Без четких физических представлений о механизме и параметрах ПГД трудно рассчитывать на адекватное описание этого процесса при численном моделировании.

© Н. В. Банников, А. А. Васильев, 1993.

При прямом иницировании — антиподе ПГД — детонационная волна (ДВ) формируется в непосредственной близости от инициатора. При условии его идеальности («мгновенное» выделение на плоскости, вдоль линии или в точке копечной энергии E_0) характер возбуждаемого процесса определяется соотношением E_0 и критической энергии иницирования E_* : при $E_0 \geq E_*$ — самоподдерживающаяся детонация, при $E_0 < E_*$ — взрывная волна вырождается в нестационарный комплекс из ударной волны и фронта высокоскоростного турбулентного пламени. Величина E_* определяется химико-кинетическими параметрами взрывчатой смеси, а E_0 — типом инициатора (ВВ, взрывающаяся проволочка, электрический или лазерный пробой и др.) и пространственно-временным законом его энерговыделения. Следует отметить, что определение коэффициента полезного действия реального источника (равного отношению поглощенной взрывчатой смесью энергии E_0 к запасенной в источнике полной энергии — химической $m \cdot Q$, электрической $CV^2/2$ и т. д.) представляет в большинстве случаев не менее трудоемкую задачу, чем определение критической энергии E_* .

Данная работа продолжает цикл исследований по определению критических условий иницирования газовой детонации для различных типов симметрии: сферической, цилиндрической и плоской, коэффициент симметрии $\nu = 3, 2, 1$ соответственно. Строго говоря, одномерные понятия не применимы к реальной самоподдерживающейся детонации. Основная причина этого — наличие в структуре фронта ДВ поперечных волн (ПВ), нестационарное движение которых по фронту волны приводит к его локальным искривлениям и нарушению одномерности. Отдельные элементы фронта волны вовлечены в пульсационный режим движения: за время между последующими соударениями ПВ примыкающие к ним элементы фронта движутся в нестационарном режиме со скоростью, меняющейся в диапазоне $(e^{1/2} \div e^{-1/2})D$. Здесь e — основание натурального логарифма, D — усредненная по периоду пульсации скорость самоподдерживающейся детонации.

В качестве базовой характеристики структуры многофронтной детонации выступает размер элементарной ячейки: a — поперечный, b — продольный, причем

$$a = b \operatorname{tg} \varphi. \quad (1)$$

Традиционно a измеряется по ромбовидным отпечаткам, оставленным ДВ на законченной поверхности при своем распространении. Как правило, для измерений привлекаются следовые отпечатки, получаемые на боковой поверхности каналов круглого или прямоугольного сечения, что соответствует случаю $\nu = 1$ — плоской ДВ (ПДВ). Авторам не известны целенаправленные исследования по измерениям a в цилиндрических и сферических волнах. Молчаливое предположение об инвариантности a для различных ν может быть оправдано лишь в случае, если разброс a , не превышает разброса a , для $\nu = \text{const}$ из-за нерегулярности отпечатков. Немногочисленные следовые отпечатки для цилиндрических и сферических ДВ опосредованно подтверждают подобный вывод (см. ниже).

Среди различных инициаторов в лабораторных исследованиях получил достаточно широкое распространение способ, впервые реализованный в [1]. Сферическая ДВ в объеме взрывчатой смеси возбуждалась с помощью ДВ, подводимой к объему по трубке диаметром d (схема представлена на рис. 1). С момента выхода ПДВ на торец трубки начинается процесс ее дифракции на выпуклом угле. Изменение сечения приводит к возникновению волны разрежения, распространяющейся к оси трубы. Продукты ПДВ, расширяясь в волне разрежения, приобретают радиальную (от оси) проекцию скорости, вследствие чего охватываемые волной разрежения участки фронта меняют направление и величину вектора скорости распространения. Волна разрежения постепенно срывает химическую реакцию с флангов дифрагирующей волны по направлению к оси, уничтожая тем самым ПДВ и превращая ее в

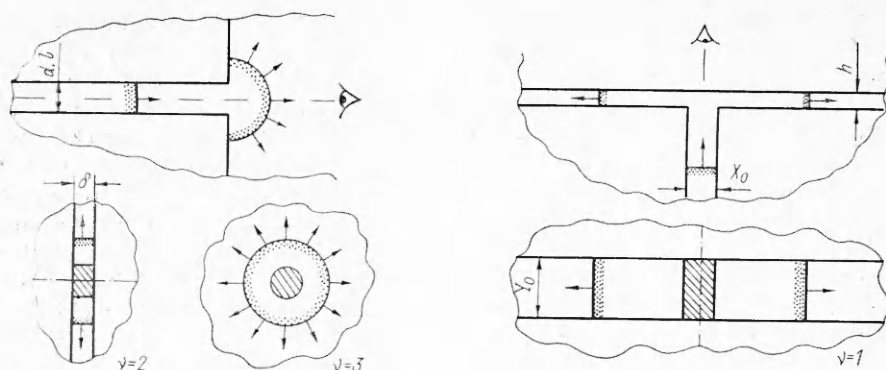


Рис. 1.

нестационарный комплекс из ударной волны и фронта горения. При условии возникновения в затухающей волне нового мощного очага химической реакции происходит реформирование волны в сферическую ДВ.

Количественно критерий восстановления детонации формулируется через d_{**} — критический диаметр выхода. Если $\bar{d} \geq d_{**}$, то ПДВ при выходе из трубки в объем трансформируется в сферическую. При $d < d_{**}$ детонация в объеме не возбуждается, смесь сгорает в режиме нестационарного высокоскоростного горения. В данном способе d_{**} выступает в качестве энергетического эквивалента E_{*3} .

Цилиндрическая волна может быть сформирована при выходе плоской ДВ из трубки в плоский зазор ширины δ (оси трубки и зазора совпадают, $\delta < d$) либо при переходе плоской волны из узкого канала (ширина l в широкий (высота каналов $h = \text{const}$). В первом случае воздействие аксиально сходящейся волны разрежения оказывается коротким ($t_0 \sim \delta/D$) из-за отражения ПДВ от стенки зазора. После возвращения отраженной волны в трубку и последующего ее движения к точке иницирования источником возбуждения цилиндрической ДВ (ЦДВ) служит область высокого давления (при $\delta \ll d$ объем $V \approx \pi d^2 \cdot \delta/4$), образуемая при отражении плоской ДВ от стенки, и ЦДВ формируется за счет распада этой области в радиальном направлении плоского зазора. Во втором случае физика формирования цилиндрической ДВ подобна сферическому случаю. Энергетическим эквивалентом E_{*2} может служить d^* в первом способе возбуждения и l_{**} во втором.

Инициатором плоской волны могут выступать тонкие металлические фольги или плоские заряды ВВ, «мгновенно» взрывающиеся по всему сечению канала. Иницирование при переходе ДВ в плоский прямолинейный канал прямоугольного сечения $h \times Y_0$ (см. рис. 1) может соответствовать плоскому случаю при $h < X_0$, где X_0 — «высота» подводящего канала. При $h \geq X_0$ выходящая в канал $h \times Y_0$ волна вначале будет криволинейной (по высоте канала h) из-за дифракции на выпуклом угле ($\alpha = 90^\circ$) и преобразуется в плоскую ДВ с нормальным к стенкам фронтом при значительном удалении от точки «выхода» за счет увеличения радиуса волны и выполюжения его фронта, а также реверберационного движения отраженной волны между стенками канала (вдоль h).

Следует подчеркнуть, что во всех случаях симметрии область иницирующего энерговыделения имеет конечный размер, определяемый d , l или X_0 , и, естественно, не удовлетворяет условию идеальности инициатора по пространственному признаку. Вопрос: идеальному источнику с какой энергией E соответствует данный неидеальный инициатор? — до настоящего времени не имеет убедительного ответа.

В [2] для $\nu = 3$ предложено, что мерой энергии при выходе является работа расширения продуктов детонации при трансформировании плоской ДВ в сферическую за время t_* схождения аксиальной волны

разрежения до оси трубы:

$$t_* = d_{**}/2c_*, \quad (2)$$

$$E_3 = \int p dV = \int_0^{t_*} p S u dt \approx \frac{\pi p_*^* u_*}{24c_*} d_{**}^3, \quad (3)$$

где звездочкой отмечены параметры продуктов детонации; p , u , c , S — давление, массовая и звуковая скорости, площадь сечения трубы соответственно. Другими словами, гипотеза [2] базируется на определяющей роли продуктов реакции в инициировании сферической ДВ.

Применяя формально гипотезу [2] к инициированию цилиндрической ДВ при выходе из узкого канала в широкий, получаем

$$E_2 \approx \frac{p_*^* u_*}{4c_*} d_{**}^2. \quad (4)$$

Прямое использование гипотезы [2] к случаю возбуждения цилиндрической ДВ при выходе ПДВ из трубки в узкий зазор δ неоправданно по физической сути процесса инициирования: кинетическая энергия продуктов ПДВ преобразуется вначале во внутреннюю энергию газа при торможении продуктов на боковой стенке зазора. Образовавшаяся при торможении область высокого давления распадается в радиальном направлении от оси и формирует (при определенных условиях) цилиндрически расходящуюся ДВ.

Можно расширить гипотезу [2] на данный случай, полагая, что работу совершают не продукты ПДВ, а заторможенный газ при распаде области высокого давления. p , u -диаграмма для данного случая может быть описана следующим образом: исходная смесь из состояния 0 переводится ПДВ по ударной адиабате в состояние 1 с параметрами продуктов p_1 , u_1 . При отражении ПДВ 1 по адиабате переводится в состояние 2: $u = 0$, $p = p_2 > p_1$. Произвольный разрыв (исходная смесь в состоянии 0 и заторможенные продукты в 2) распадается — решение определяется точкой пересечения 1' ударной адиабаты, проведенной через состояние 0 (на ней же находится точка 1), и адиабаты разрежения, проведенной через состояние 2. Состоянию 1' соответствуют p^* , u^* . В акустическом приближении $1 \approx 1'$, в ударно-волновом случае эти состояния различаются. Работа расширения области высокого давления может быть оценена по соотношению

$$E_2 \approx \int_{d/2}^{d/2(1+2\alpha)} p^* 2\pi r dr \approx \pi p^* \alpha (1 + \alpha) d_{**}^2, \quad (5)$$

где $\alpha = u^*/2c_2$; c_2 — скорость звука в 2.

Предложенная на рис. 1 схема для $\nu = 1$ делает физически некорректным прямое применение гипотезы [2] к оценке энергетического эквивалента и для «плоского» выхода. Полагая, подобно $\nu = 2$, что инициирование обеспечивается за счет распада области заторможенного газа, можно получить выражение

$$E_1 \approx \int_{x_0/2}^{X_0/2(1+2\alpha)} p^* dx = p^* 2\alpha X_0. \quad (6)$$

Функциональная зависимость критической энергии инициирования E_* от физико-химических параметров взрывчатой смеси может быть представлена в виде [3]

$$E_{*v} = A_v \rho_0 D_0^2 b^v, \quad (7)$$

где ρ_0 — исходная плотность смеси; D_0 — скорость идеальной детонации.

Из (1), (3) и (7) получаем

$$d_{**} = \sqrt[3]{\frac{24 A_v \gamma_0 M_0^2 c_*}{\pi \rho_0 u_* \operatorname{tg}^3 \varphi}} a. \quad (8)$$

Для большинства смесей D_0 слабо меняется при изменении начального давления p_0 ; например, для $C_2H_2 + 2,5O_2$ $D_0 = 2301$ и 2424 м/с при $p_0 = 0,1$ и $1,0$ атм соответственно. Такое поведение типично и для других параметров: $M_0 = D_0/c_0$, $\pi_* = p_*/p_0$, u_* и c_* , поэтому из (8) следует

$$d_{**}/a \approx \text{const.} \quad (9)$$

Критерий (9) в виде $\bar{a}_{**}/a = 13$ широко применяется при оценках критического диаметра выхода d_{**} .

Для цилиндрического и плоского случаев из (1), (4)–(7) аналогичным образом получаем

$$l_{**} = \sqrt{\frac{4A_2\gamma_0 M_0^2 c_*}{\pi_* u_* \text{tg}^2 \varphi}} a \approx \text{const } a, \quad (10)$$

$$d_{**} = \sqrt{\frac{A_2\gamma_0 M_0^2}{\pi\alpha(1+\alpha)\pi_* \text{tg}^2 \varphi}} a \approx \text{const } a, \quad (11)$$

$$X_0 = \frac{A_1\gamma_0 M_0^2}{2\alpha\pi_* \text{tg} \varphi} a \approx \text{const } a. \quad (12)$$

Многочисленными исследованиями установлено, что для большинства взрывчатых смесей

$$a = a_{00}(p/p_{00})^{-k}, \quad (13)$$

где a_{00} — характерный размер ячейки при некотором давлении p_{00} , взятом в качестве стандартного, $k \approx 1$ [4]. С учетом (13) из (7) следует, что $\bar{E}_{*3} \sim p^{-2}$, $\bar{E}_{*2} \sim p^{-1}$, а $E_{*1} \sim p^0$, т. е. в случае $\nu = 1$ E_* практически не должна зависеть от начального давления смеси.

Из (12), (13) получаем

$$\lg X_0 = \text{const} - k \lg p, \quad (14)$$

т. е. близкую к линейной зависимость в логарифмических координатах.

Экспериментальные исследования по «плоскому» выходу на смесях $C_2H_2 + 2,5O_2$, $C_2H_2 + 2,5O_2 + 3,5Ag$ не подтвердили зависимость (14) (рис. 2, линии x). Использовался плоский канал $Y_0 \times h = 20 \times 1,5$ мм с односторонним выходом ПДВ (разрез по линии симметрии), полуширина выходной щели $X_0/2 = 10 \div 0,5$ мм, длина $L \approx 400$ мм. Как видно из рис. 2, плоская ДВ инициируется практически при одинаковом давлении независимо от X_0 (во всяком случае, при $X_0 \geq h$). Последнее может означать лишь то, что в инициировании детонации принимает участие не вся зона высокого давления, а лишь некоторая часть, примыкающая к фронту волны, причем протяженность этой зоны должна быть пропорциональна размеру ячейки (a или b):

$$x_{**} = \hat{p}b = \hat{p}a. \quad (15)$$

Другими словами, определяющая роль в инициировании ДВ принадлежит не продуктам детонации, как предполагалось в [2], а физическим процессам во фронте ДВ, важнейшими из которых являются соударения поперечных волн. Согласно экспериментальным данным, для $C_2H_2 + 2,5O_2 + 3,5Ag$ $x_{**} \approx 0,3a$. Более того, характерный масштаб эффективной зоны примерно совпадает с шириной химика детонационной волны, установленной ранее в [5]. Уменьшение ширины выходной щели $X_0/2$ по

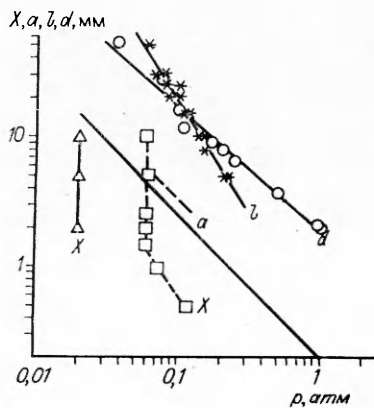


Рис. 2.

сравнению с глубиной канала h начинает сказываться на условиях инициирования при $\frac{X_0}{2} \leq h$: инициирование ПДВ в области $X_0/2h \geq 0,5$ наблюдается при одном и том же p_0 , а в области $X_0/2h < 0,5$ для инициирования требуется повышать p_0 , и тем больше, чем меньше X_0 . Наблюдается четкая тенденция изменения хода $X_0(p)$ от вертикального направления до параллельного зависимости $a(p)$.

Объяснение такой немонотонности может быть связано как с криволинейной формой выходящей в канал волны при малых X_0 (см. выше), т. е. неплоскостностью инициатора, так и (в рамках новой концепции) с тем, что размер щели X_0 становится меньше эффективной ширины химпика. Чтобы вновь уравнять эти величины, требуется повысить p_0 . Другими словами, пока размер химпика меньше X_0 , условия инициирования от p_0 не зависят. Зависимость проявляется тогда, когда выходная щель «съедает» часть эффективной зоны, для ее компенсации требуется повышение p_0 .

Концепция определяющей роли поперечных волн в инициировании и распространении ДВ приводит к изменению функциональной зависимости E_v в формулах (3) — (6):

$$E_3 \simeq \tilde{p} \pi d_{**}^2 \beta b, \quad (16)$$

$$E_2 \simeq \tilde{p} \pi l_{**} \beta b, \quad (17)$$

$$E_1 \simeq p 2 \beta b, \quad (18)$$

где \tilde{p} — некоторое среднее давление в зоне химпика. Совместное решение (7) и (16) дает выражение

$$d_{**}/a = \sqrt[3]{\frac{A_2 \gamma_0 M_0^2}{\pi \tilde{p} \beta \operatorname{tg}^2 \varphi}} \simeq \operatorname{const}, \quad (19)$$

качественно совпадающее с (8), но отличающееся величиной константы и ее функциональной зависимости от определяющих параметров. Из (19) с учетом (13) получается соотношение

$$\lg d_{**} = \operatorname{const} - k \lg p,$$

т. е. линейная в логарифмических координатах зависимость d_{**} от начального давления, что качественно подтверждается экспериментом (на рис. 2 — данные $d_{**}(p)$ для смеси $C_2H_2 + 2,5O_2$). Из (7) и (17) получаем

$$l_{**}/a = \frac{A_2 \gamma_0 M_0^2}{\pi \tilde{p} \beta \operatorname{tg} \varphi} \simeq \operatorname{const},$$

откуда с учетом (13) следует зависимость

$$\lg l_{**} = \operatorname{const} - k \lg p,$$

качественно подтверждаемая экспериментальными данными (рис. 2 — результаты $l_{**}(p)$ для $C_2H_2 + 2,5O_2$).

Из (7), (16) — (18) при фиксированном p_0 и предположении об одинаковости β для различных v получаем

$$\begin{aligned} E_3/E_2 &= A_3/A_2 \cdot b = \dot{u}_{**}^2/l_{**}, \\ E_2/E_1 &= A_2/A_1 \cdot b = \pi l_{**}/2. \end{aligned} \quad (20)$$

По аналогии с теорией сильного взрыва, где гидродинамический радиус r_0 служит коэффициентом пересчета энергии для различных случаев симметрии ($E_v = p_0 r_0^v$), можно получить подобный пересчетный коэффициент r_* и для критических энергий инициирования ($E_{*v} = p_0 r_*^v$). Из (20) находим

$$r_* = d_{**}^2/l_{**} = \pi l_{**}/2,$$

откуда

$$d_{**} = \sqrt{\pi/2} l_{**} \simeq 1,25l_{**}.$$

Последнее соотношение объясняет магические величины $\bar{d}_{**}/a \simeq 13$ и $l_{**}/a \simeq 10$, известные по [6] и долгое время считавшиеся универсальными для любых смесей.

Основной вывод: экспериментально доказано, что ведущая роль в инициировании и распространении газовой детонации принадлежит физическим процессам, происходящим в узкой зоне с размером, примерно равным размеру химика детонационной волны. Этими процессами являются периодические соударения поперечных волн.

Дополнительные исследования, проведенные авторами, касались ранее отмеченного вопроса о соотношении размера ячеек в детонационных волнах различной симметрии. Для этого на экспериментальном стенде по исследованию перехода ПДВ из узкого канала в широкий ($\nu = 2$) получены следовые отпечатки ячеек в критических условиях реиницирования цилиндрической ДВ из плоской. Размер ячейки в плоской ДВ определялся вначале делением длины линии измерения в i -м сечении (длина линии тождественна ширине узкого канала l) на количество поперечных волн n_i в данном сечении, движущихся в одном направлении, а затем усреднялся по всем сечениям k :

$$a = \frac{1}{k} \sum_1^k a_i = \frac{l}{k} \sum_1^k \frac{1}{n_i}.$$

При измерениях в цилиндрической ДВ прямая линия заменялась полуокружностью радиуса R_i , а размер ячейки определялся формулой

$$a = \frac{\pi}{k} \sum_1^k \frac{R_i}{n_i}.$$

При этом радиус окружности выбирался вне зоны формирования цилиндрической ДВ, т. е. уже на участке ее стационарного распространения.

Измерения на смесях $C_2H_2 + 2,5 O_2$ и $2H_2 + O_2$ в каналах с $l = 15$ и 30 мм показали, что стационарная ячейка в цилиндрической волне систематически оказывается несколько большей, чем в плоской. Однако это увеличение (до 15 — 20 %) может быть обусловлено не влиянием ν , а нерегулярностью движения поперечных волн в детонационной волне. В первом приближении (для оценок) можно считать размер ячейки неизменным для разных случаев симметрии волн.

ЛИТЕРАТУРА

1. Зельдович Я. Б., Когарко С. М., Симонов Н. П. Экспериментальное исследование сферической газовой детонации // ЖТФ.— 1956.— 26, № 8.— С. 1744—1768.
2. Lee J. H., Matsui H. A comparison of the critical energies for direct initiation of spherical detonation in acetylene — oxygen mixtures // Combust. Flame.— 1977.— 28.— P. 61—66.
3. Васильев А. А., Николаев Ю. А., Ульяницкий В. Ю. Критическая энергия инициирования многофронтной детонации // ФГВ.— 1979.— 15, № 6.— С. 94—104.
4. Васильев А. А., Митрофанов В. В., Топчийн М. Е. Детонационные волны в газах // Там же.— 1987.— 23, № 5.— С. 109—131.
5. Васильев А. А. Протяженность химика в многофронтной детонации // Там же.— 1978.— 14, № 4.— С. 138—140.
6. Митрофанов В. В., Солоухин Р. П. О дифракции многофронтной детонационной волны // Докл. АН СССР.— 1964.— 159, № 5.— С. 1003—1006.

г. Новосибирск