



УДК 533.6.011.72

М. В. Чернышов, А. С. Капралова

## Тройные конфигурации догоняющих скачков уплотнения в условиях неоднозначности решения

Рассмотрены тройные конфигурации скачков уплотнения в сверхзвуковых потоках совершенного невязкого газа с учетом того, что с помощью задания свойств набегающего потока и ветвящегося скачка уплотнения не всегда однозначно можно определить параметры остальных скачков конфигурации. Аналитически и численно найдены значения параметров тройных конфигураций с максимальными отношениями параметров течения на сторонах исходящего тангенциального разрыва (экстремальных конфигураций) в условиях неоднозначности физически реализуемого решения.

**Ключевые слова:** тройные конфигурации, скачки уплотнения, сверхзвуковой поток.

### Введение

Тройные конфигурации ударных волн присутствуют в струйных и сопловых течениях газа, реализуемых в реактивной авиационной и ракетной технике, и влияют на эффективность сверхзвуковых воздухозаборников и других аппаратов струйных технологий.

В настоящее время продолжается поиск эффективных решений для прямооточных, ротационных и пульсирующих детонационных двигателей, и проблема анализа взаимодействия скачков уплотнения, ударных, взрывных волн особенно актуальна. Для ее решения необходимо анализировать все тройные конфигурации, которые могут образоваться в данных условиях, они определены параметрами устройства. Анализ всего множества возможных решений не менее актуален для задач разработки взрывозащитных устройств, определения поражающего действия взрыва конденсированного вещества, где присутствует нерегулярное взаимодействие воздушных ударных волн и их маховское отражение.

В данной статье кратко проанализированы свойства оптимальных, соответствующих максимальным различиям параметров потоков за ними, тройных конфигураций, которые присутствуют основному и альтернативным решениям в рамках локальной трехскачковой теории. В связи с этим при поиске оптимальных режимов течения в тройных конфигурациях необходимо учитывать неоднозначность решения определяющей системы уравнений.

**Общие сведения о тройных конфигурациях**  
Тройная конфигурация скачков уплотнения – это ударно-волновая структура из трех скач-

ков, имеющих общую «тройную» точку ( $T$  на рис. 1). Тройные конфигурации ударных волн, стационарных в избранной координатной системе (скачков уплотнения), присутствуют в струйных и сопловых течениях газа, реализуемых в реактивной авиационной и ракетной технике [1–3], влияют на эффективность сверхзвуковых воздухозаборников и других аппаратов струйных технологий [4, 5]. Тройные конфигурации подвижных (бегущих) ударных волн возникают при их маховском отражении и нерегулярном взаимодействии [6–10] и влияют на эффективность механического действия взрыва, а также взрывозащитных устройств, предназначенных для подавления фугасного действия [11–13], в особенности при множественном взаимодействии ударных волн в замкнутых объемах [14–16]. Потоки газа, прошедшие различные системы скачков уплотнения (последовательность скачков 1 и 2 или одиночный скачок 3), разделены тангенциальным разрывом  $\tau$ . Условия совместности на тангенциальном разрыве связывают параметры скачков, запишем их в виде [17–19]:

$$J_1 J_2 = J_3; \quad (1)$$

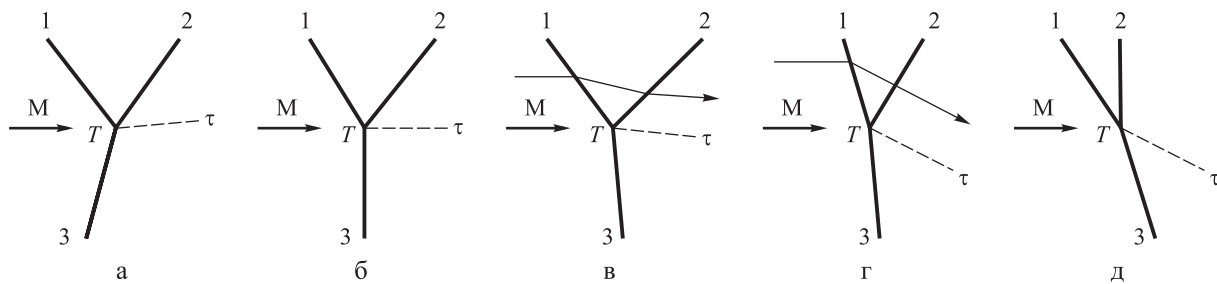
$$\beta_1 + \beta_2 = \beta_3. \quad (2)$$

Здесь  $J_i (i = 1...3)$  – интенсивность  $i$ -го скачка (отношение статических давлений за скачком и перед ним);

$\beta_i$  – угол поворота потока на поверхности  $i$ -го скачка.

Углы  $\beta_i$  и числа Маха  $M_i$  за  $i$ -м скачком связаны с его интенсивностью и числом Маха  $M_k$

© Чернышов М. В., Капралова А. С., 2017



**Рис. 1.** Виды тройных конфигураций:  
а – ТК-1; б – ТК-2; в – ТК-3; г – СМК; д – ТКП-2-3

перед ним известными [1] классическими соотношениями.

В зависимости от направления поворота потока на скачках 1–3 различают три вида тройных конфигураций. В конфигурациях первого типа (ТК-1, рис. 1, а) поворот потока на скачке 1 происходит в ином, чем на скачках 2 и 3, направлении. Например, при  $\beta_1 < 0$  углы  $\beta_2 > 0$ ,  $\beta_3 > 0$ . В конфигурациях второго типа (ТК-2, рис. 1, б) отлично от других направление поворота на скачке 2, а в конфигурациях третьего типа (ТК-3, рис. 1, в) поворот потока на всех скачках происходит в одном направлении. Стационарная маховская конфигурация (СМК, рис. 1, г) с прямым главным скачком ( $\beta_3 = 0$ ) и конфигурация ТКП-2-3 (рис. 1, д) с прямым скачком 2 ( $\beta_2 = 0$ ) являются переходными.

Задание показателя адиабаты  $\gamma$ , числа Маха  $M$  потока перед тройной точкой и интенсивности  $J_1$  ветвящегося скачка не всегда однозначно позволяет определить свойства остальных скачков из системы (1)–(2). Одним и тем же параметрам  $\gamma$ ,  $M$  и  $J_1$  соответствует до трех физически обоснованных решений с разными значениями  $\beta_2$  и  $\beta_3$ . Основное решение системы (1)–(2) определено в наиболее широкой области пространства параметров  $(\gamma, M, J_1)$ , два альтернативных – лишь на подмножествах области определения основного решения. Тройные конфигурации, соответствующие основному решению, могут принадлежать ко всем трем типам, а также к переходным конфигурациям СМК и ТКП-2-3. Альтернативные тройные конфигурации (АТК) относятся к третьему типу (см. рис. 1, в), причем течение за скачком 2 в них – сверхзвуковое. Они образуются в результате взаимодействия догоняющих скачков.

Многие параметры потоков газа за тройными конфигурациями существенно различаются. Представляют интерес отличия давлений торможения  $p_0$ , скоростей  $V$ , расходных функций  $q = \rho V$ , скоростных напоров  $d = \rho V^2$ , импульсов потока  $j = p + \rho V^2$  за тройной точкой. Мерой отличия здесь служат их отношения на сторонах тангенциального разрыва. Тройные конфигурации с экстремальными значениями таких отношений называют оптимальными. Исследование оптимальных конфигураций может иметь практическое значение при анализе возникновения автоколебательных режимов течения в свободных и импактных сверхзвуковых струях [20], при конструировании аппаратов, создающих пульсирующие потоки газа.

Далее проанализируем свойства оптимальных тройных конфигураций, соответствующие как основному, так и альтернативным решениям. Численные результаты приведены при значении  $\gamma = 1,4$ .

**Оптимальные конфигурации, соответствующие основному решению**

Свойства тройных конфигураций скачков уплотнения анализируются на плоскости параметров  $M$  и  $\sigma_1$  (рис. 2), где  $\sigma_1$  – угол наклона скачка 1 к направлению течения перед ним. Угол  $\sigma_1$  связан с интенсивностью  $J_1$  скачка как

$$J_1 = (1 + \varepsilon) M^2 \sin^2 \sigma_1 - \varepsilon,$$

где  $\varepsilon = (\gamma - 1) / (\gamma + 1)$ .

Диапазон изменения углов  $\sigma_1$  ограничен снизу кривой 1, соответствующей вырождению скачка в слабый разрыв ( $\sigma_1 = \alpha(M) = \arcsin(1/M)$ ,  $J_1 = 1$ ). Значения  $\sigma_1$  ограничены и сверху, по меньшей мере требованием существования скачка 2 в сверхзвуковом пото-

ке за ветвящимся скачком. Этому требованию удовлетворяет область под кривой 2, строящейся из условия  $M_1 = 1$  за скачком 1.

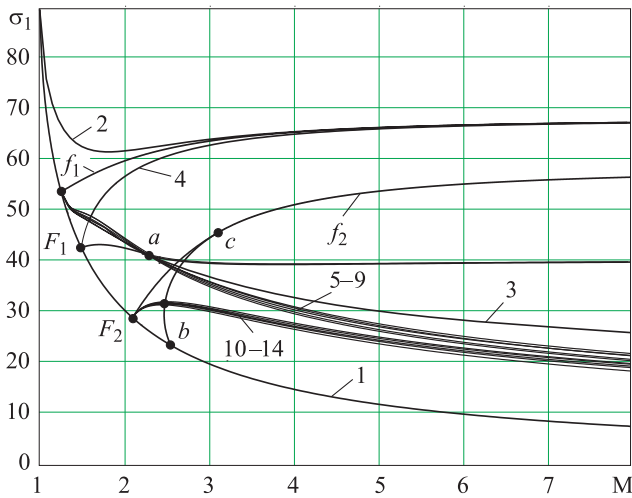


Рис. 2. Параметры тройных конфигураций

Для существования тройной конфигурации недостаточно наличия сверхзвукового течения за скачком 1. Решение системы (1)–(2) существует только в области между кривыми 1 и  $f_1$ , поэтому кривая  $f_1$  является точной верхней границей рассматриваемой области и определяется уравнением, общим для кривых  $f_i (i = 1, 2)$ :

$$M = \left\{ \left[ (1 - 2\varepsilon - \varepsilon^2)J_1^2 + (1 - 5\varepsilon^2)J_1 + 2\varepsilon \times \right. \right. \\ \left. \left. \times (1 - 2\varepsilon^2) \mp 2(1 + \varepsilon J_1) \sqrt{\varepsilon(1 + \varepsilon J_1)(J_1 + \varepsilon)} \right] / (3) \right. \\ \left. / \left[ (1 + \varepsilon)((1 - 3\varepsilon)J_1 - 4\varepsilon^2) \right] \right\}^{1/2}.$$

Кривая  $f_1$  начинается в точке  $F_1$  на кривой 1, где  $M_{F_1} = 1,245$ ,  $M_{F_2} = 2,54$ .

Решения системы (1)–(2) в рассматриваемой области могут соответствовать конфигурациям различных типов. В подобласти между кривыми 1 и 3 реализуются конфигурации ТК-1, между кривыми 3 и 4 – ТК-2, между кривыми 4 и  $f_1$  – ТК-3. Кривая 3 соответствует стационарной маховской конфигурации и строится из решения уравнения

$$aJ_m^2 + bJ_m + c = 0,$$

где  $a = (1 - \varepsilon)(1 + \varepsilon J_1)$ ;

$J_m$  – интенсивность прямого скачка, образующегося в потоке с данным числом Маха,

$$J_m = (1 + \varepsilon)M^2 - \varepsilon;$$

$$b = -\left[ (1 + \varepsilon - \varepsilon^2 + \varepsilon^3)J_1^2 + \varepsilon(1 + \varepsilon)J_1 + (1 - \varepsilon) \right];$$

$$c = J_1 \left( (1 - \varepsilon^2)J_1^2 - (1 + \varepsilon^2)J_1 - 2\varepsilon \right).$$

Переходные конфигурации ТКП-2-3 (кривая 4) также определяются аналитически [18, 19].

Интенсивности и другие параметры скачков уплотнения во всей области существования основного решения меняются непрерывно. Параметры отдельных скачков принимают экстремальные и особые значения (например, скачки 2 и 3 могут соответствовать точкам наибольшего отклонения, точкам Крокко, точкам постоянного давления и звуковой точке [19]).

Свойства потоков за тройной конфигурацией определяются из системы (1)–(2) и соотношений на скачках уплотнения. Например, отношения полных давлений  $p_0$ , скоростей  $V$ , расходных функций  $q$ , скоростных напоров  $d$ , импульсов потока  $j$  на тангенциальном разрыве следующие:

$$I_{p_0} \equiv \frac{p_{02}}{p_{03}} = \left( \frac{E_3}{E_1 E_2} \right)^{\frac{1+\varepsilon}{2\varepsilon}}, \quad I_V = \frac{M_2}{M_3} \sqrt{\frac{E_1 E_2}{E_3}},$$

$$I_q = \frac{M_2}{M_3} \sqrt{\frac{E_3}{E_1 E_2}}, \quad I_d = \frac{M_2^2}{M_3^2}, \quad I_j = \frac{1 + \gamma M_2^2}{1 + \gamma M_3^2}, \quad (4)$$

где  $E_i = \frac{(1 + \varepsilon J_i)}{(J_i + \varepsilon)}$  – обратное отношение плотностей на скачке.

Нижняя граница области существования решения (кривая 1) соответствует вырождению скачка 1, а верхняя (кривая  $f_1$ ) – скачка 2 в слабый разрыв. Все рассматриваемые отношения параметров за тройной точкой в этих случаях равны единице. При фиксированном числе Маха  $M$  единственной точкой экстремума рассматриваемых функций в диапазоне между границами области определения является точка максимума. Конфигурации, соответствующие этим максимумам, оптимальны при фиксированном числе Маха.

Параметры конфигураций, оптимальных по целевым функциям (4), показаны на рис. 2 кривыми 5–9 соответственно. При малых числах Маха эти конфигурации принадлежат к третьему типу. Пересечение кривых 5–9 с кривой 4 соответствует оптимальным переходным



конфигурациям. Оптимальные отношения параметров ( $I_{p_0} = 1,076$ ;  $I_V = 1,085$ ;  $I_q = 1,107$ ;  $I_d = 1,201$ ;  $I_j = 1,090$ ) при этом невелики, а числа Маха ( $M = 1,596$ ;  $M = 1,567$ ;  $M = 1,571$ ;  $M = 1,569$ ;  $M = 1,584$ ) очень близки.

При увеличении чисел Маха оптимальные кривые 5–9 сближаются и пересекаются в одной точке  $a$ , соответствующей стационарной маховской конфигурации (СМК) с числом

$$Ma M = \frac{\sqrt{4 - 3\varepsilon + \varepsilon^2}}{(1 - \varepsilon)} = 2,254.$$

Интенсивности падающего скачка 1 и отраженного скачка 2 скачков уплотнения в такой СМК равны:

$$J_1 = J_2 = \frac{2}{(1 - \varepsilon)} = 2,4.$$

Доказано [21, 22], что равенство интенсивностей скачков уплотнения приводит к максимуму полного давления за ударно-волновой системой, если произведение этих интенсивностей фиксировано. Можно показать, что в СМК такое произведение (интенсивность  $J_3$ ), хотя и не является фиксированным, но подчиняется данной теореме, поэтому оптимальной является именно маховская конфигурация с равными интенсивностями скачков. Отношения параметров за оптимальной СМК:

$$I_{p_0} = 1,448, I_V = 1,649, I_q = 1,833,$$

$$I_d = 3,024, I_j = 1,587.$$

При бóльших числах Маха оптимальны конфигурации первого типа. Оптимальные значения целевых функций растут монотонно, но ограниченно, а оптимальные интенсивности скачков 1 и 3 при  $M \rightarrow \infty$  стремятся к бесконечности. В конфигурациях, оптимальных по  $I_{p_0}$ , существуют конечные пределы:

$$\frac{J_3}{M^2} \rightarrow C_1, \frac{J_1}{M} \rightarrow \sqrt{C_1}, \frac{J_2}{M} \rightarrow \sqrt{C_1},$$

$$где C_1 = \frac{(1 + \varepsilon - \sqrt{(1 - \varepsilon)^2 + 4\varepsilon^3})}{[2\varepsilon(1 - \varepsilon)]}.$$

Число Маха за скачком 1 стремится к бесконечному (порядка  $\sqrt{M}$ ), а за скачками 2 и 3 – к конечным пределам. Само же отношение  $I_{p_0}$  стремится к величине

$$I_{p_0} \rightarrow \varepsilon^{-(1+\varepsilon)/2\varepsilon} = 529,1. \quad (5)$$

Предельные значения других функций в конфигурациях, оптимальных по  $I_{p_0}$ , составляют:

$$I_V \rightarrow \sqrt{\frac{1 - \varepsilon + \varepsilon^2 + \sqrt{(1 - \varepsilon)^2 + 4\varepsilon^3}}{2\varepsilon^2}} = 4,007,$$

$$I_d \rightarrow \frac{1 - \varepsilon + \varepsilon^2 + \sqrt{(1 - \varepsilon)^2 + 4\varepsilon^3}}{2\varepsilon^3} = 152,$$

$$I_q \rightarrow \frac{1 - \varepsilon + \sqrt{(1 - \varepsilon)^2 + 4\varepsilon^3}}{2\varepsilon^2} = 30,2,$$

$$I_j \rightarrow \frac{1 - \varepsilon + \sqrt{(1 - \varepsilon)^2 + 4\varepsilon^3}}{2\varepsilon^2} = 30,2$$

и, как правило, близки к оптимальным, достигаемым на кривых 6–9 (см. рис. 2):  $I_V \rightarrow 5,261$ ,  $I_d \rightarrow 155,8$ ,  $I_q \rightarrow 30,41$ ,  $I_j \rightarrow 30,22$ , поэтому оптимизацию конфигураций по этим параметрам иногда заменяют оптимизацией по  $I_{p_0}$  [18]. В конфигурациях, оптимальных по этим четырем параметрам, интенсивность  $J_1$  имеет порядок  $M^2$ , а значения  $M_1$  и  $J_2$  стремятся к большому конечным величинам. Угол наклона скачка 1 при этом стремится к малому конечному значению, а не к нулю.

Оптимальные значения (особенно отношения полных давлений) стремятся к своим пределам медленно: при  $M = 8$  оптимальное  $I_{p_0} = 19,36$ , а при  $M = 200 - I_{p_0} = 439,2$ . Оптимизация конфигураций ведет к заметному росту целевых функций. Так, при  $M \rightarrow \infty$  оптимальное  $I_{p_0} \rightarrow 529,1$ , в то время как  $I_{p_0} \rightarrow 69,72$  в СМК и  $I_{p_0} \rightarrow 1$  в ТКП-2-3.

### Альтернативные тройные конфигурации

Начиная с определенного числа Маха ( $M = 2,542$  при оптимизации по отношению полных давлений) параметры ( $M, \sigma_1$ ) оптимальных основных конфигураций определяют еще два решения, а при  $M > 2,61$  – одно решение, описывающее АТК третьего типа, соответствующую одному из дополнительных решений, которые существуют наряду с основным решением при тех же числах Маха потока интенсивности скачка 1 (ветвящегося) и показателя адиабаты газа.



Альтернативные решения системы (1)–(2) возникают на кривой  $bc$  (см. рис. 2) в результате распада ударных изомов [13]. В криволинейном треугольнике  $F_2cb$  существуют две различных АТК. На участке  $F_2c$  кривой  $f_2$  одно из решений соответствует значению  $J_1 < 1$ , в силу чего перестает реализовываться. За точкой  $c$  на кривой  $f_2$  напротив возникает новое и единственное решение для АТК. Кривая  $f_2$  и точка  $F_2$  определены соотношением (3), а точки  $b$  ( $M_b = 2,089$ ) и  $c$  ( $M_c = 3,117$ ) – алгебраическими уравнениями высокой (для точки  $b$  – восьмой) степени.

Максимумы соотношений (4) достигаются в АТК, соответствующих решению, непрерывному во всей области за кривыми  $bc$  и  $f_2$  (кривые 10–14). При  $M \rightarrow \infty$  оптимальное значение  $I_{p_0}$  стремится к пределу (5) и достигается при  $J_3/M^2 \rightarrow C_1$ ,  $J_1/M \rightarrow \sqrt{C_1}$ ,  $J_2/M \rightarrow \sqrt{C_1}$ . Угол поворота потока на скачке 3 в оптимальной асимптотической АТК противоположен своему значению в «основной» конфигурации.

Пределы отношений других параметров в оптимальных АТК по крайней мере сопоставимы «основным» конфигурациям: в АТК при  $M = 199,3$  максимальные  $I_v = 4,858$ ,  $I_d = 133,1$ ,  $I_q = 27,47$ ,  $I_j = 28$ , а в «основных» конфигурациях  $I_v = 5,257$ ,  $I_d = 151$ ,  $I_q = 29,23$ ,  $I_j = 28,56$ . Взаиморасположение (снизу вверх) оптимальных кривых 10–14 обратно положению кривых 5–9 при больших числах Маха.

Числа Маха, при которых образуются АТК, при увеличении параметра  $\gamma$  значительно увеличиваются и стремятся к бесконечности при  $\gamma \rightarrow 5/3$ . При  $\gamma \geq 5/3$  система (1)–(2) имеет не более одного физически обоснованного решения.

#### **Заключение**

Проведенные расчет и параметрический анализ тройных конфигураций, образующихся при всех теоретически возможных параметрах течения перед ними, служат для оптимизации систем и устройств, использующих эффекты взаимодействия и отражения скачков уплотнения, взрывных и детонационных волн.

Показано, что тройные конфигурации, соответствующие различным физически возможным решениям, могут быть оптимальны: за ними достигаются максимальные и весьма

значительные отношения полных давлений, скоростей, скоростных напоров и других параметров потоков на разных сторонах тангенциального разрыва, исходящего из тройной точки. Это утверждение справедливо как для основных (традиционно рассматриваемых), так и для дополнительных (альтернативных) решений, описывающих тройные конфигурации, поэтому при поиске оптимальных режимов течения в тройных конфигурациях необходимо учитывать неоднозначность решения определяющей системы уравнений.

Результаты, полученные теоретическим и численным путем, могут применяться в различных приложениях газовой динамики. Например, большие перепады полного давления в сверхзвуковой газовой струе инициируют автоколебательные режимы ее взаимодействия с преградами, приводят к экстремальным акустическим и силовым нагрузкам в стартовых задачах. Различное трансляционное (переносное) воздействие взрывных волн на тела, находившиеся сверху и снизу от тройной точки, достигается ввиду значительного различия скоростных напоров потока по разные стороны тангенциального разрыва. Это явление может быть применено при конструировании взрывозащитных устройств и анализе поражающего действия взрыва (особенно в замкнутых помещениях с неизбежным многократным отражением ударных волн и их нерегулярным взаимодействием). Помимо этого, большие значения параметров потока за тройными конфигурациями затрудняют инициирование детонации в авиационных и ракетных двигателях соответствующего типа и должны быть устранены при разработке этих устройств.

*Работа выполнена при финансовой поддержке Фонда содействия развития малых форм предприятий в научно-технической сфере (Фонда содействия инновациям) (договор № 11206ГУ/2016 от 13.03.2017 г.) и Министерства образования и науки Российской Федерации (соглашение № 14.577.21.0277, уникальный номер проекта RFMEFI57717X0277).*

#### **Список литературы**

1. Дулов В. Г., Лукьянов Г. А. Газодинамика процессов истечения. Новосибирск: Наука, 1984. 234 с.



2. *Омельченко А. В., Усков В. Н., Чернышов М. В.* Об одной приближенной аналитической модели течения в первой бочке перерасширенной струи // Письма в журнал технической физики. 2003. Т. 29. Вып. 6. С. 56–62.
3. *Silnikov M. V., Chernyshov M. V., Uskov V. N.* Two-dimensional over-expanded jet flow parameters in supersonic nozzle lip vicinity // Acta Astronautica. 2014. Vol. 97. Pp. 38–41.
4. *Oswatitsch K.* Gas Dynamics. New York: Academic Press, 1956. 610 p.
5. *Герман Р.* Сверхзвуковые входные диффузоры / под ред. *Г. Н. Абрамовича*. М.: ФИЗМАТГИЗ, 1960. 290 с.
6. *Баженова Т. В., Гвоздева Л. Г.* Нестационарные взаимодействия ударных волн. М.: Наука, 1977. 274 с.
7. *Усков В. Н., Мостовых П. С.* Тройные конфигурации бегущих ударных волн в потоках невязкого газа // Прикладная механика и техническая физика. 2008. Т. 49. № 3. С. 3–10.
8. *Гельфанд Б. Е., Сильников М. В.* Химические и физические взрывы. Параметры и контроль. СПб.: Полигон, 2003. 416 с.
9. *Гельфанд Б. Е., Сильников М. В.* Баротермическое действие взрывов. СПб.: Астерион, 2006. 658 с.
10. *Гельфанд Б. Е., Сильников М. В.* Фугасное действие взрывов. СПб.: Астерион, 2007. 252 с.
11. *Гельфанд Б. Е., Сильников М. В.* Выбор оптимальной схемы подавления воздушных ударных волн при взрыве ВВ // Доклады Академии наук. 2002. Т. 383. № 1. С. 37.
12. *Гельфанд Б. Е., Сильников М. В., Компан Ф. М., Чернышов М. В.* К вопросу об эффективности конструктивных схем зарубежных локализаторов взрыва // Вопросы оборонной техники. Сер. 16. Технические средства противодействия терроризму. 2010. Вып. 9–10. С. 3–10.
13. *Gelfand B. E., Silnikov M. V., Chernyshov M. V.* On the efficiency of semi-closed blast inhibitors // Shock Waves. 2010. Vol. 20. No. 4. Pp. 317–321.
14. *Гельфанд Б. Е., Сильников М. В., Михайлин А. И., Чернышов М. В.* Защита широкофюзеляжного самолета от взрывных нагрузок // Проблемы управления рисками в техносфере. 2009. Т. 9–10. № 1–2. С. 21–31.
15. *Сильников М. В., Михайлин А. И., Чернышов М. В., Шишкин В. Н.* Защита узкофюзеляжного воздушного судна от поражающего действия внутреннего взрыва // Известия Российской академии ракетных и артиллерийских наук. 2011. № 1 (67). С. 18–27.
16. *Silnikov M. V., Mikhaylin A. I.* Protection of flying vehicles against blast loads // Acta Astronautica. 2014. Vol. 97. Pp. 30–37.
17. *Адрианов А. Л., Старых А. Л., Усков В. Н.* Интерференция стационарных газодинамических разрывов. Новосибирск: Наука, 1995. 180 с.
18. *Усков В. Н., Чернышов М. В.* Теоретический анализ особенностей тройных конфигураций скачков уплотнения // Современные проблемы неравновесной газо- и термодинамики. СПб.: Изд-во БГТУ «ВОЕНМЕХ», 2002. С. 75–99.
19. *Усков В. Н., Чернышов М. В.* Особые и экстремальные тройные конфигурации скачков уплотнения // Прикладная механика и техническая физика. 2006. Т. 47. № 4. С. 39–53.
20. *Горшков Г. Ф., Усков В. Н.* Автоколебания в сверхзвуковых перерасширенных импактных струях // Прикладная механика и техническая физика. 2002. Т. 43. № 5. С. 49–54.
21. *Омельченко А. В., Усков В. Н.* Оптимальные ударно-волновые системы // Известия РАН. Сер. Механика жидкости и газа. 1995. № 5. С. 118–126.
22. *Омельченко А. В., Усков В. Н.* Оптимальные ударно-волновые системы при ограничениях на суммарный угол поворота потока // Известия РАН. Сер. Механика жидкости и газа. 1996. № 4. С. 142–150.

**Поступила 30.11.17**

**Чернышов Михаил Викторович** – доктор технических наук, профессор кафедры «Плазмогазодинамика и теплотехника» факультета ракетно-космической техники Балтийского государственного технического университета «ВОЕНМЕХ» им. Д. Ф. Устинова, заместитель проректора Балтийского государственного технического университета «ВОЕНМЕХ» им. Д. Ф. Устинова по научной работе и инновационно-коммуникационным технологиям, г. Санкт-Петербург.  
Область интересов: газовая динамика, ударные и взрывные волны, взаимодействие газодинамических разрывов, взрывозащита.



**Капралова Анна Сергеевна** – аспирант кафедры «Двигатели и энергоустановки летательных аппаратов» факультета ракетно-космической техники Балтийского государственного технического университета «ВОЕНМЕХ» им. Д. Ф. Устинова, г. Санкт-Петербург.

Область интересов: ударные и взрывные волны, взрывозащита.

### **Triple configurations of pursuit shock waves in conditions of ambiguity of the solution**

The article studies triple configurations of shock waves in supersonic flows of a perfect gas in view of the fact that it is not always possible to determine unambiguously the parameters of the remaining shocks in the configuration by specifying the properties of the oncoming flow and the branching shock wave. The values of the parameters of triple configurations with maximum relations of the parameters of the flow on the sides of the outgoing tangential discontinuity (extremal configurations) in conditions of the ambiguity of the physically realizable solution are found analytically and numerically.

*Keywords:* triple configurations, shock waves, supersonic flow.

**Chernyshov Mihail Viktorovich** – Doctor of Engineering Sciences, Professor, Department of Plasmosdynamics and Heat Engineering, Faculty of Rocket and Space Equipment, deputy vice-rector, Baltic State Technical University “VOENMEH” named after D. F. Ustinov, Saint Petersburg.

Science research interests: gas dynamics, shock and blast waves, interaction of gas-dynamic discontinuities, explosion protection.

**Kapralova Anna Sergeevna** – post-graduate student, Department of Aircraft Engines and Power Plants, Faculty of Rocket and Space Equipment, Baltic State Technical University “VOENMEH” named after D. F. Ustinov, Saint Petersburg.

Science research interests: shock and blast waves, explosion protection.