



Научная статья

УДК 533.6

URL: <https://trudymai.ru/published.php?ID=188268>

EDN: <https://www.elibrary.ru/UFXTRE>

ОБТЕКАНИЕ КЛИНА СВЕРХЗВУКОВЫМ ПОТОКОМ МНОГОКОМПОНЕНТНОГО ДЕТЕНИРУЮЩЕГО ГАЗА

В.Ю. Гидаспов^{1✉}, Ф.Т. Кули-заде², Н.С. Северина¹

¹Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет),

г. Москва, Россия

²«Техносервис», г.Москва, Россия

✉ gidaspovvy@mai.ru

Цитирование: Гидаспов В. Ю., Кули-заде Ф.Т., Северина Н.С. Обтекание клина сверхзвуковым потоком многокомпонентного детонирующего газа // Труды МАИ: электрон. журнал. № 148.

URL: <https://trudymai.ru/published.php?ID=188268>

Аннотация. Приводится физико-математическая модель, вычислительные алгоритмы и результаты численного решения автомодельной задачи об обтекании плоского клина сверхзвуковым потоком многокомпонентного детонирующего газа. Задача рассматривается в двумерной стационарной постановке, считается, что химические реакции за ударной волной протекают термодинамически равновесно. Получено два режима течения. Первый - с пересжатой детонационной волной, второй - с волной детонации Чепмена-Жуге и присоединенного к ней централизованного веера волн разрежения Прандтля-Майера. Для горючей смеси водорода с воздухом исследованы режимы течения при различных параметрах потока и угла раствора клина.

Ключевые слова: обтекание плоского клина; пересжатая детонационная волна; детонирующий газ; детонация Чепмена-Жуге; веер волн разрежения; термодинамическое равновесие.

Финансирование: работа выполнена при поддержке Минобрнауки России в рамках Государственного задания МАИ (шифр FSFF-2026-0012)

SUPERSONIC FLOW AROUND A WEDGE IN A MULTICOMPONENT DETONATING GAS

V.Yu. Gidaspov¹✉, F.T. Kuli-zade², N.S. Severina¹

¹Moscow Aviation Institute (National Research University), Moscow, Russia

² «Technoservice», Moscow, Russia

✉ gidaspovvy@mai.ru

Citation: Gidaspov V.Yu., Kuli-zade F.T., Severina N.S. Supersonic flow around a wedge in a multicomponent detonating gas// Trudy MAI. 2026. No. 148. (In Russ.). URL: <https://trudymai.ru/published.php?ID=188268>

Abstract. A physical and mathematical model, computational algorithms, and numerical solution results are presented for a self-similar problem of supersonic flow of a multicomponent detonating gas past a flat wedge. The problem is considered in a two-dimensional, steady-state formulation, assuming that chemical reactions behind the shock wave occur in thermodynamic equilibrium. Two flow regimes are obtained: the first with an overcompressed detonation wave, the second with a Chapman-Jouguet detonation wave and an attached centered fan of Prandtl-Meyer rarefaction waves. Flow regimes for a combustible hydrogen-air mixture are studied for various flow parameters and wedge opening angles.

Keywords: flow around a flat wedge; overcompressed detonation wave; detonating gas; Chapman-Jouguet detonation; rarefaction wave fan; thermodynamic equilibrium.

Funding: the work was carried out with the support of the Ministry of Science and Higher Education of Russia within the framework of the State Assignment to MAI (code FSFF-2026-0012).

Введение

Автомодельные течения с детонационными волнами на протяжении многих лет изучаются в нашей стране и за рубежом [1-6]. Задача об обтекании клина стационарным потоком горючей смеси рассмотрена и подробно проанализирована в классических работах Г.Г.Черного [2, 3]. В них для случая горючей смеси, описываемой моделью идеального газа в случае постоянного тепловыделения в детонационной волне приведен подробный качественный и

количественный анализ реализующихся режимов течения. В частности, получено, что возможны режимы течения с присоединенной детонационной волной и постоянными параметрами за ней (случай пересжатой детонационной волны) и с детонационной волной Чепмена-Жуге с присоединенным к ней центрированным веером волн разрежения. Рассмотрен случай обтекания клина стационарным сверхзвуковым потоком горючей смеси, продукты сгорания которой описываются моделью многокомпонентного реагирующего газа [8], причем считается, что поток до волны детонации замороженный, а за ней – равновесный [8-12]. Данная задача позволяет в режиме реального времени получать параметры потока на клине за детонационной волной и в двигательной установке с центральным телом в форме клина, также она может быть использована в качестве теста для компьютерных кодов моделирования многомерных реагирующих течений.

Физико – математическая модель

В зависимости от скорости потока перед волной $\vec{W}_1$ и угла раствора клина θ возможны два режима течения с присоединенной детонационной волной (ДВ) [3-5] (рисунок 1). Первый: режим течения с изолированной пересжатой детонационной волной (рисунок 1а), поток в детонационной волне разворачивается до угла раствора клина, оставаясь сверхзвуковым. Второй: режим течения, при котором реализуется детонационная волна Чепмена-Жуге (ДВЧЖ), в которой поток разворачивается до угла превышающего угол раствора клина, и пристыкованный к ней центрированный веер волн разрежения (ВВР) Прандтля-Майера, в котором происходит доразворот потока (рисунок 1б).

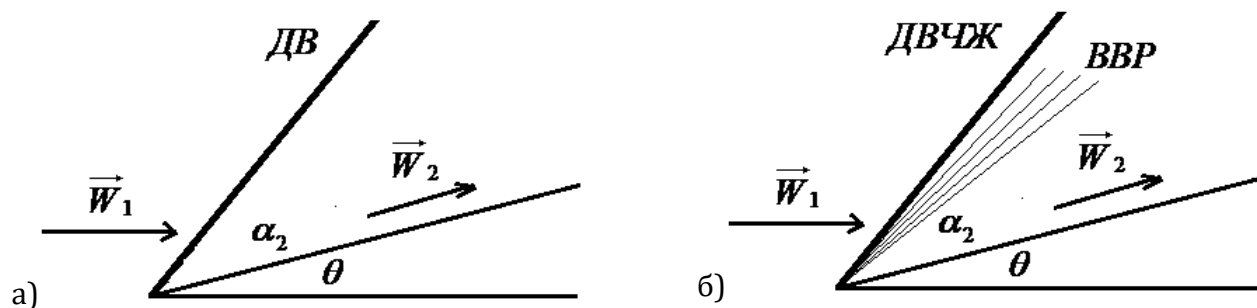


Рисунок 1 - Обтекание клина сверхзвуковым потоком детонирующего газа
(а – пересжатая ДВ; б – ДВ Чепмена-Жуге и веер волн разрежения)

Будем рассматривать смесь совершенных газов, термодинамические свойства которой описываются выражением для потенциала Гиббса [7].

$$G(p, T, \vec{\gamma}) = \sum_{i=1}^N \gamma_i \left[RT \ln \left(\frac{p \gamma_i}{P_0 \sum_{j=1}^N \gamma_j} \right) + G_i^0(T) \right], \quad (1)$$

Соответствующие (1) термическое и калорическое уравнения состояния имеют вид:

$$\frac{1}{\rho} = \frac{RT \sum_{i=1}^N \gamma_i}{p}, \quad h = \sum_{i=1}^N \gamma_i H_i^0(T), \quad (2)$$

$$\text{где } H_i^0(T) = G_i^0(T) + T \frac{dG_i^0(T)}{dT}, \quad S = \sum_{i=1}^N \gamma_i \left(-R \ln \frac{\rho RT \gamma_i}{P_0} + S_i^0(T) \right), \quad S_i^0(T) = -\frac{dG_i^0(T)}{dT}.$$

Здесь R – универсальная газовая постоянная, T – температура, $P_0 = 101325$ Па – стандартное давление, $G_i^0(T)$ – температурная часть стандартных молярных потенциалов Гиббса отдельных компонентов, известные функции [6], h , S – удельные энтальпия и энтропия, p – давление, ρ – плотность, γ_i – мольно-массовые концентрации компонентов. Приведенные химические потенциалы индивидуальных компонентов могут быть записаны в виде

$$\mu_i(p, T, \gamma_i) = \ln \left(\frac{\rho RT \gamma_i}{P_0} \right) + \frac{G_i^0(T)}{RT}, \quad (3)$$

Рассмотрим соотношения типа Ренкина-Гюгонио, которые связывают параметры слева и справа от стационарной детонационной волны [3-6].

$$W_{\tau 1} = W_{\tau 2}, \quad \rho_1 W_{n1} = \rho_2 W_{n2}, \quad p_1 + \rho_1 W_{n1}^2 = p_2 + \rho_2 W_{n2}^2, \quad (4)$$

$$h_1 + \frac{W_{n1}^2}{2} = h_2 + \frac{W_{n2}^2}{2}$$

$$\gamma_{1i} = \text{const}, \quad \gamma_{2i} = \gamma_{2i}(\rho_2, T_2, \vec{\gamma}_1), \quad i = 1, \dots, N$$

Здесь $W_{\tau 1} = W_1 \cos \alpha_1$, $W_{\tau 2} = W_2 \cos \alpha_2$, $\alpha_1 = \alpha_2 + \theta$, $W_{n1} = W_1 \sin \alpha_1$, $W_{n2} = W_2 \sin \alpha_2$,

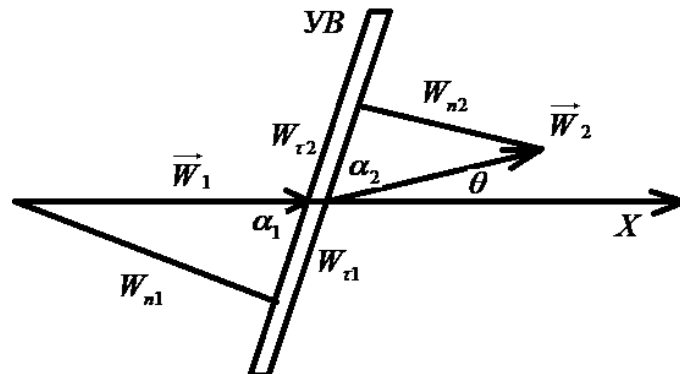


Рисунок 2 - Соотношения на ударной (детонационной) волне

Концентрации химических компонентов за детонационной волной могут быть найдены из решения уравнений, описывающих термодинамическое равновесие [8].

$$\sum_{i=1}^N A_K^i \gamma_{2i} = \gamma_K^0 = \sum_{i=1}^N A_K^i \gamma_{1i}, \quad k=1, 2, \dots, N_e, \quad \mu_i(\rho, T, \gamma_{2i}) = \sum_{K=1}^{N_e} A_K^i z_K, \quad i=1, 2, \dots, N. \quad (5)$$

Из (4), с учетом (2), могут быть получены выражения для детонационной адиабаты и прямой Михельсона [1-4].

$$\sum_{i=1}^N \gamma_{2i}(\rho_2, T_2, \vec{\gamma}_1) H_i^0(T_2) - \sum_{i=1}^N \gamma_{1i} H_i^0(T_1) - \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\rho_1} + \frac{1}{\rho_2} \right) (p_2 - p_1) = 0, \quad (6)$$

$$p_2 - p_1 - \rho_1^2 W_{n1}^2 \left(\frac{1}{\rho_1} - \frac{1}{\rho_2} \right) = 0$$

Из (6) могут быть получены выражения для нормальных компонентов вектора скорости.

$$W_{n1}^2 = \frac{\rho_2}{\rho_1} \frac{p_2 - p_1}{\rho_2 - \rho_1}, \quad W_{n2}^2 = \frac{\rho_1}{\rho_2} \frac{p_2 - p_1}{\rho_2 - \rho_1} \quad (7)$$

Если известна скорость потока перед волной, то с учетом (7) могут быть найдены касательные компоненты вектора скорости: $W_{\tau 1}^2 = W_{\tau 2}^2 = W_1^2 - W_{n1}^2$ и скорость потока за ударной волной $W_2^2 = W_{\tau 2}^2 + W_{n2}^2$, а соответственно углы α_1 , α_2 , θ (рисунок 2):

$$\alpha_1 = \arctg \left(\frac{W_{n1}}{W_{\tau 1}} \right), \quad \alpha_2 = \arctg \left(\frac{W_{n2}}{W_{\tau 2}} \right), \quad \theta = \alpha_1 - \alpha_2 \quad (8)$$

Решение системы (8)-(9) существует при (рис. 1а):

$$W_{n2} \geq a_{r2} \quad (9)$$

Здесь a_{r2} - равновесная скорость звука [8-12] за детонационной волной.

$$a_r^2 = \frac{\rho h_T}{\rho h_T \rho_p + \rho_T (1 - \rho h_p)}, \quad (10)$$

$$h_T = \sum_{i=1}^N \left(\gamma_i \frac{dH_i^0(T)}{dT} + H_i^0(T) \left(\frac{\partial \gamma_i}{\partial T} \right)_p \right), \quad h_p = \sum_{i=1}^N H_i^0(T) \left(\frac{\partial \gamma_i}{\partial p} \right)_T,$$

$$\rho_T = - \frac{\rho}{T \sum_{j=1}^N \gamma_j} \sum_{i=1}^N \left(\gamma_i + T \left(\frac{\partial \gamma_i}{\partial T} \right)_p \right), \quad \rho_p = \frac{\rho}{p \sum_{j=1}^N \gamma_j} \sum_{i=1}^N \left(\gamma_i - p \left(\frac{\partial \gamma_i}{\partial p} \right)_T \right).$$

Здесь производные от состава по давлению и температуре рассчитываются в состоянии равновесия по алгоритму, изложенному в [8] (в случае неизменного состава они равны нулю).

В случае выполнения равенства в условии (9):

$$W_{n2} = a_{r2} \quad (11)$$

при обтекании клина реализуется детонационная волна Чепмена-Жуге. Если при этом угол раствора клина меньше, чем угол наклона потока за волной Чепмена-Жуге, то к волне пристыковывается веер волн разрежения (рисунок 1б), в котором поток разворачивается до направления вдоль поверхности клина [2, 3].

Центрированный веер волн разрежения, образуется характеристиками семейства C+:

$$\frac{dy}{dx} = \frac{y}{x} = \frac{\beta \tan \theta + 1}{\beta - \tan \theta}, \quad (12)$$

ось "X" направлена как вектор скорости $\vec{W}_1$ перед волной, ось "Y" перпендикулярна ей. Начальная характеристика веера в силу выполнения условия (11) совпадает по направлению с детонационной волной Чепмена-Жуге. Параметры между точками слева и справа, а также внутри веера, связаны соотношениями, выполняемыми вдоль характеристик C- и C₀ [6].

$$d\theta - \frac{\beta}{\rho W^2} dp = 0, \quad (13)$$

$$\sum_{i=1}^N \gamma_i H_i^0(T) + \frac{W^2}{2} = const, \quad S = \sum_{i=1}^N \gamma_i \left(-R \ln \frac{p \gamma_i}{p_0 \sum_{j=1}^N \gamma_j} + S_i^0(T) \right) = const \quad (14)$$

Также внутри веера выполняются уравнения химического равновесия (5). Соотношения (1-2), (10) и (14) определяют равновесную скорость звука, плотность, температуру, концентрации химических компонентов и скорость потока как неявно-заданные функции давления.

Угол разворота потока внутри веера может быть найден из (15):

$$\theta = \theta_2 + \int_{p_2}^p \frac{\beta}{\rho W^2} dp \quad . \quad (15)$$

Если угол разворота потока задан, то из (15) итерационным методом может быть рассчитано давление, а, следовательно, и все остальные параметры, характеризующие течение.

Вычислительный алгоритм

Приведем алгоритм численного решения автомоделной задачи о натекании сверхзвукового потока многокомпонентного детонирующего газа на клин.

1. Построим равновесную детонационную адиабату на фазовой плоскости $T-p$. Для этого численно решим нелинейное уравнение (6), совместно с условиями термодинамического равновесия (5). Рассчитаем нормальные к детонационной волне компоненты вектора скорости. Численно с высокой точностью найдем на адиабате точку Чепмена-Жуге, точку в которой выполняется условие (11), нормальная составляющая скорости потока перед волной называется скоростью детонации Чепмена-Жуге.

2. Проверим существование автомоделного решения. Заданное значение скорости потока перед волной должно быть не меньше чем скорость детонации Чепмена-Жуге. **Если решения нет, то алгоритм заканчивается.**

3. Если решение существует, то вычислим угол наклона детонационной волны Чепмена-Жуге и угол поворота потока в ней. Также численно находим на детонационной адиабате точку, начиная с которой скорость потока за детонационной волной становится дозвуковой, рассчитываем в ней углы разворота потока и наклона детонационной волны – максимальные углы наклона при которых существует искомое решение.

4. Если угол раствора клина больше угла поворота потока в детонационной волне Чепмена-Жуге и меньше максимального угла разворота потока, то численно находим на детонационной адиабате точку, в которой они равны. **Получаем решение с пересжатой детонационной волной.**

Если угол раствора клина больше максимального угла разворота потока, **то автомоделное решение с присоединенной детонационной волной отсутствует.**

5. Если угол раствора клина меньше угла поворота потока в детонационной волне Чепмена-Жуге, то детонационной волне должен быть присоединен центрированный веер волн разрежения, в котором поток изэнтропически доразворачивается до угла раствора клина. В этом случае из точки Чепмена-Жуге строится изэнтропа на фазовой плоскости $T-p$. Для этого решается система нелинейных уравнений (12)-(14) совместно с условиями термодинамического равновесия (5). Решение данной системы существует вплоть до равенства нулю давления. **Решением рассматриваемой задачи является точка на изэнтропе, в которой угол разворота потока (15) равен углу раствора клина.** Необходимо отметить, что решение существует и при отрицательных углах разворота потока.

Результаты численного моделирования

Рассмотрим натекание на клин стехиометрической водородо-воздушной смеси $H_2+0.5O_2+1.88095N_2$ при давлении 101325 Па и температуре 300 К. Для моделирования продуктов сгорания будем использовать смесь, состоящую из 9 компонентов (H_2 , O_2 , H_2O , OH , NO_2 , H_2O_2 , H , O , N_2) термодинамические свойства которых заимствовались из [7]. Будем считать, что продукты сгорания находятся в состоянии термодинамического равновесия. Варьировать будем скорость набегающего потока и угол раствора клина.

На рисунке 3 приводятся рассчитанная детонационная адиабата и изэнтропа, начинающаяся в точке Чепмена-Жуге. Решение с пересжатой детонационной волной (кривая 1) существует для начальной скорости потока: 2000 м/с - между точками А и Б; 2200 м/с – А и В; 3000 м/с – А-Г. Решение с детонационной волной Чепмена-Жуге и, пристыкованного к ней, веера волн разрежения, существует левее точки “А” (кривая 2).

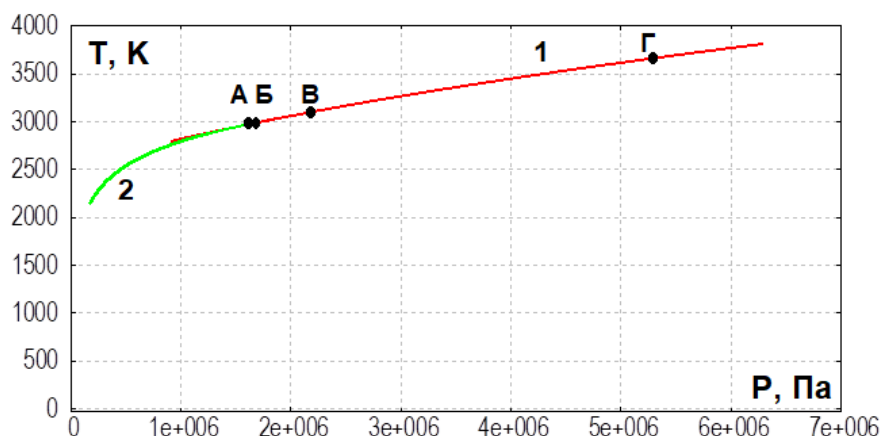


Рисунок 3 - T – P диаграмма. 1 – детонационная адиабата; 2 – изэнтропа; А – точка Чепмена-Жуге. Максимально реализуемые давление и температура за пересжатой детонационной волной: (Б – $W_1=2000$ м/с, В - $W_1=2200$ м/с, Г - $W_1=3000$ м/с).

На рисунке 4 приведены рассчитанные равновесные концентрации химических компонентов, которые являются локальными функциями давления, температуры и элементного состава горючей смеси. В случае решения с пересжатой детонационной волной значения концентраций находятся на адиабате правее линии 7. В случае решения с волной Чепмена-Жуге – на изоэнтропе левее линии 7. Из рисунков 3 и 4 видно, что с понижением температуры концентрация паров воды в продуктах сгорания монотонно увеличивается. Мольно-массовая концентрация азота для рассматриваемого списка веществ в составе продуктов сгорания остается постоянной.

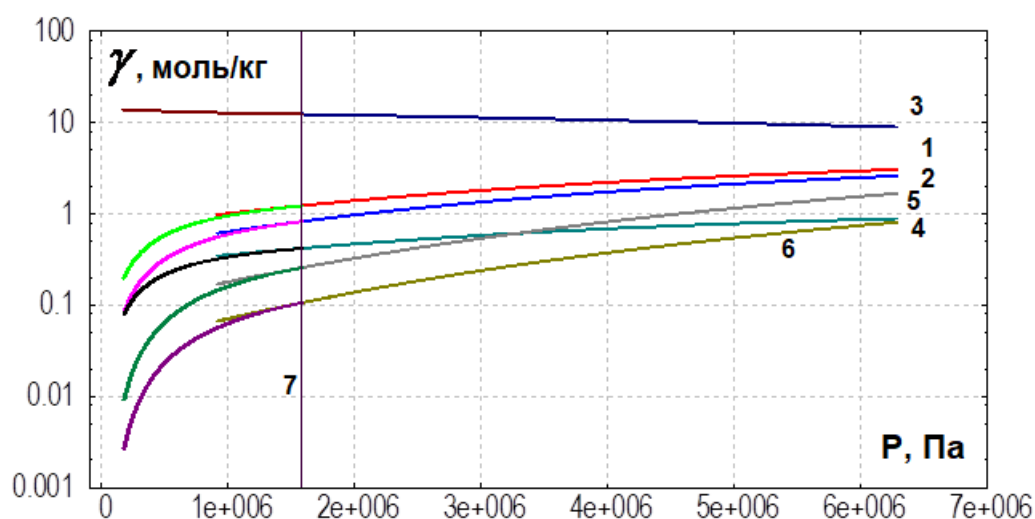


Рисунок 4 - Зависимости мольно-массовых концентраций продуктов сгорания от давления вдоль детонационной адиабаты и изоэнтропы (1 – H_2 , 2 – OH , 3 – H_2O , 4 – O_2 , 5 – H , 6 – O ; 7 – линия соответствует давлению Чепмена-Жуге и отделяет адиабату от изоэнтропы).

Необходимо отметить, что термодинамические параметры в точке Чепмена-Жуге не зависят от скорости потока перед детонационной волной, а также что параметры на детонационной адиабате левее точки Чепмена-Жуге не реализуются.

Исследовалось влияние скорости входного потока на параметры, реализуемые за детонационной волной и на клине. Приведенные на рисунках 5-8 графики показывают диапазоны скорости потока, давления, углов наклона детонационной волны и разворота потока при различных скоростях перед ДВ. Зависимость угла разворота потока в ДВ и ВВР от угла наклона детонационной волны и характеристик ВВР приведена на рисунке 5.

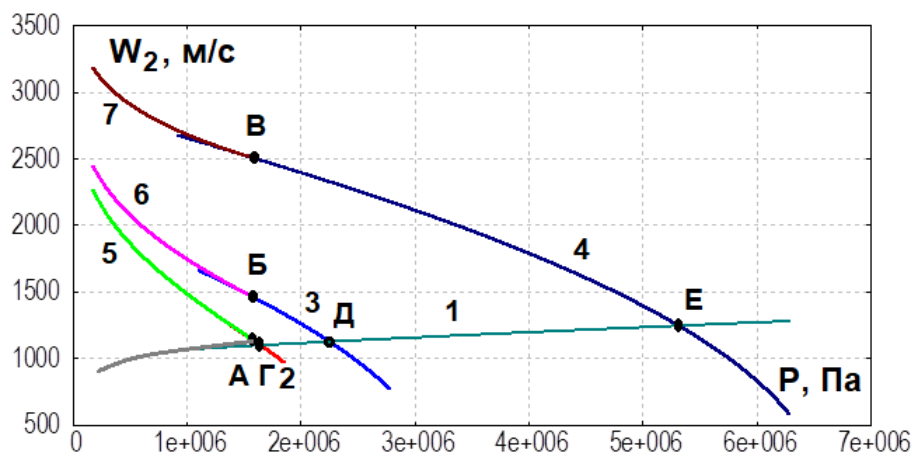


Рисунок 5 - Зависимость скорости за ДВ от давления при различных скоростях потока. 1 – равновесная скорость звука; 2, 3, 4 – ударная адиабата; 5, 6, 7 – изоэнтропа; А, Б, В – точка Чепмена-Жуге; Г, Д, Е – точки, начиная с которых автомодельное решение на клине отсутствует.

(2, 5, А, Г – $W_1=2000$ м/с, 3, 6, Б, Д – $W_1=2200$ м/с, 4, 7, В, Е – $W_1=3000$ м/с).

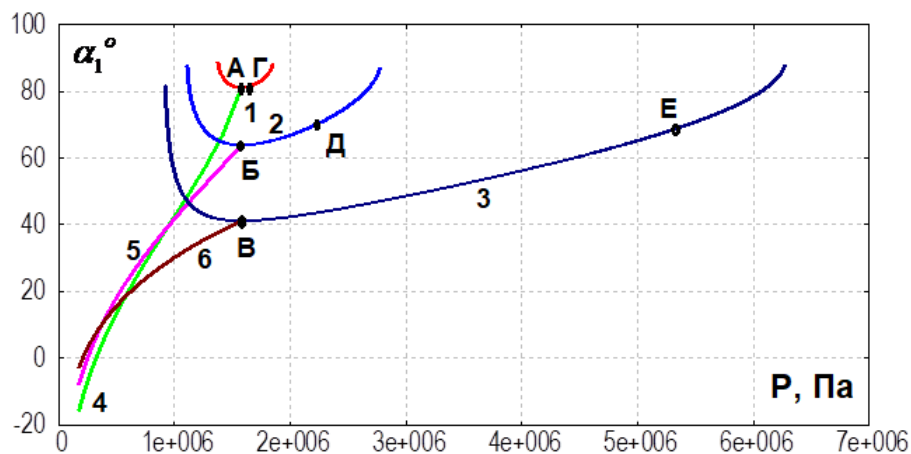


Рисунок 6 - Зависимость угла наклона ДВ и характеристик веера от давления при различных скоростях потока. 1, 2, 3 – ударная адиабата; 4, 5, 6 – изоэнтропа; А, Б, В – точка Чепмена-Жуге; Г, Д, Е – точки, начиная с которых автомодельное решение на клине отсутствует.

(1, 4, А, Г – $W_1=2000$ м/с, 2, 5, Б, Е – $W_1=2200$ м/с, 3, 6, В, Е – $W_1=3000$ м/с).

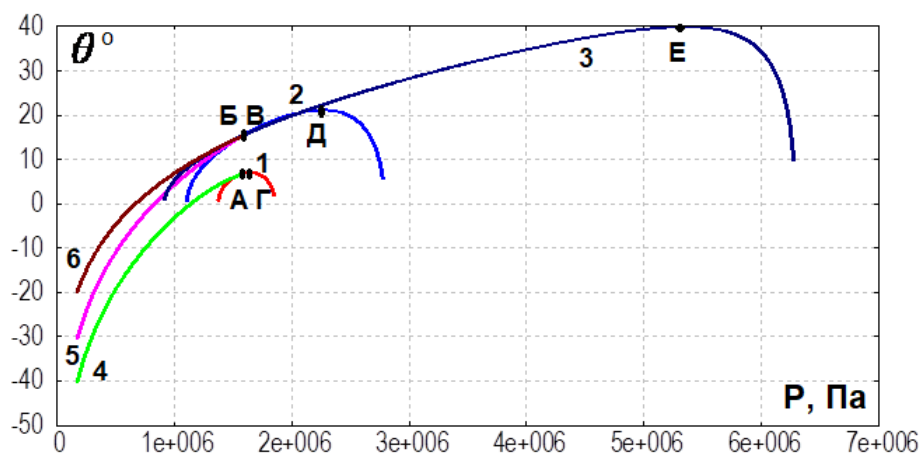


Рисунок 7 - Зависимость угла наклона вектора скорости за ДВ от давления при различных скоростях потока. 1, 2, 3 – ударная адиабата; 4, 5, 6 – изоэнтропа; А, Б, В – точка Чепмена-Жуге; Г, Д, Е – точки, начиная с которых автомодельное решение на клине отсутствует.

(1, 4, А, Г – $W_1=2000$ м/с, 2, 5, Б, Е – $W_1=2200$ м/с, 3, 6, В, Е – $W_1=3000$ м/с).

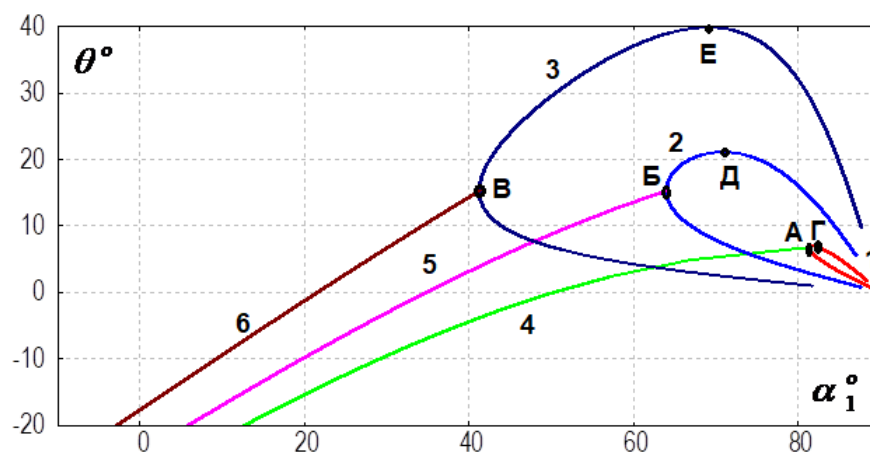


Рисунок 8 - Зависимость угла наклона вектора скорости на детонационной адиабате и изоэнтропе от угла наклона ДВ при различных скоростях потока. 1, 2, 3 – ударная адиабата; 4, 5, 6 – изоэнтропа; А, Б, В – точка Чепмена-Жуге; Г, Д, Е – точки, начиная с которых автомодельное решение на клине отсутствует.

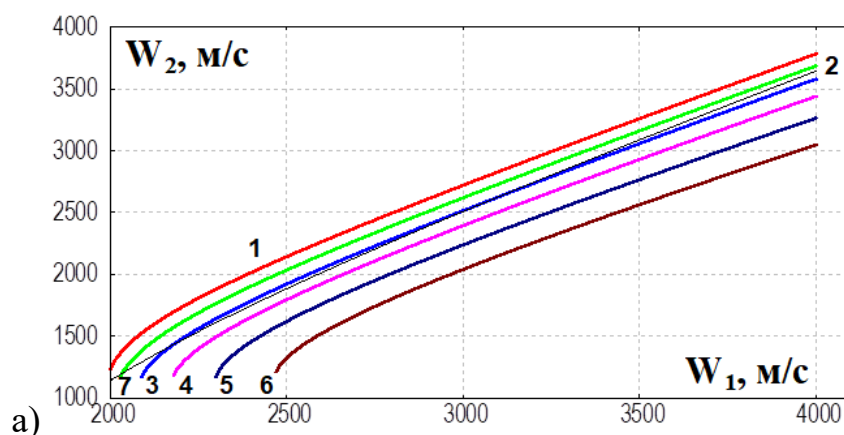
(1, 4, А, Г – $W_1=2000$ м/с, 2, 5, Б, Е – $W_1=2200$ м/с, 3, 6, В, Е – $W_1=3000$ м/с).

Значения параметров в характерных точках приведены в таблице 1. В столбце, помеченном цифрой 1, приведены параметры, соответствующие скорости потока равной скорости детонации Чепмена-Жуге. В строках 2-4 таблицы приведены угол наклона ДВ, угол разворота потока и скорость потока за детонационной волной, соответствующие режиму Чепмена-Жуге при начальной скорости потока W_1 (строка 1). Первый столбец таблицы соответствует случаю, когда скорость входного потока равна скорости детонации Чепмена-Жуге, в этом случае реализуется прямой скачек и “нулевой” угол раствора клина. В случае, если скорость входного потока равна 2000, 2200, 2500, 3000 м/с, то для реализации детонации Чепмена-Жуге необходим клин, соответственно, с раствором угла 6.8, 15.3, 16.6, 15.3 градуса. Данные в строках 7-21 первого столбца и строках 1-4 столбцов 2, 3, 5 соответствуют точкам А, Б, В графиков, представленных на рисунках 3-6. Данные в строках 5-21 столбцов 2, 3, 5 таблицы 1 соответствуют точкам Г, Д, Е рисунков 3-6.

Предельные параметры течения в стационарной ДВ

№	Параметр	1	2	3	4	5
1	W_1 , м/с	1976.6	2000	2200	2500	3000
2	$\alpha_{1чж}$, град	90.0	81.2	64.0	52.2	41.2
3	$\theta_{чж}$, град	0.0	6.8	15.3	16.6	15.3
4	$W_{2чж}$, м/с	1097	1138	1462	1883	2509
5	α_1 , град	90.0	81.5	70.5	68.2	68.6
6	θ , град	0.0	7.1	21.2	30.8	39.9
7	W_2 , м/с	1097	1100	1127	1169	1247
8	$u_{2п}$, м/с	1097	1057	855	708	599
9	p_2 , МПа	1.58	1.64	2.25	3.28	5.31
10	T_2 , К	2966	2981	3117	3322	3668
11	ρ_2 , кг/м ³	1.531	1.603	2.061	2.783	3.963
12	a_{r2} , м/с	1097	1100	1127	1169	1247
13	h_2 , Кдж/кг	1355	1397	1789	2445	3725
14	m_2 , г/моль	23.92	23.90	23.74	23.44	22.77
15	κ_r	1.167	1.166	1.164	1.161	1.161
16	H_2 , моль/кг	1.23	1.26	1.50	1.93	2.72
17	OH , моль/кг	0.83	0.85	1.07	1.46	2.24
18	H_2O , моль/кг	12.4	12.3	11.9	11.2	9.66
19	O_2 , моль/кг	0.42	0.43	0.50	0.61	0.81
20	H , моль/кг	0.26	0.27	0.37	0.61	1.27
21	O , моль/кг	0.11	0.11	0.16	0.27	0.60

Также приведем результаты расчетов параметров автомодельного течения на клине с углом раствора 5 - 30 градусов при различных начальных значениях скорости потока ($2000 < W_1 < 4000$ м/с), рисунок 7. Автомодельное решение с присоединенной ДВ существует при различных начальных скоростях потока и углах раствора клина: 1976.6 м/с - $\theta = 0^\circ$, 1989 - $\theta = 5^\circ$, 2024 - $\theta = 10^\circ$, 2086 - $\theta = 15^\circ$, 2175 - $\theta = 20^\circ$, 2466 - $\theta = 30^\circ$.



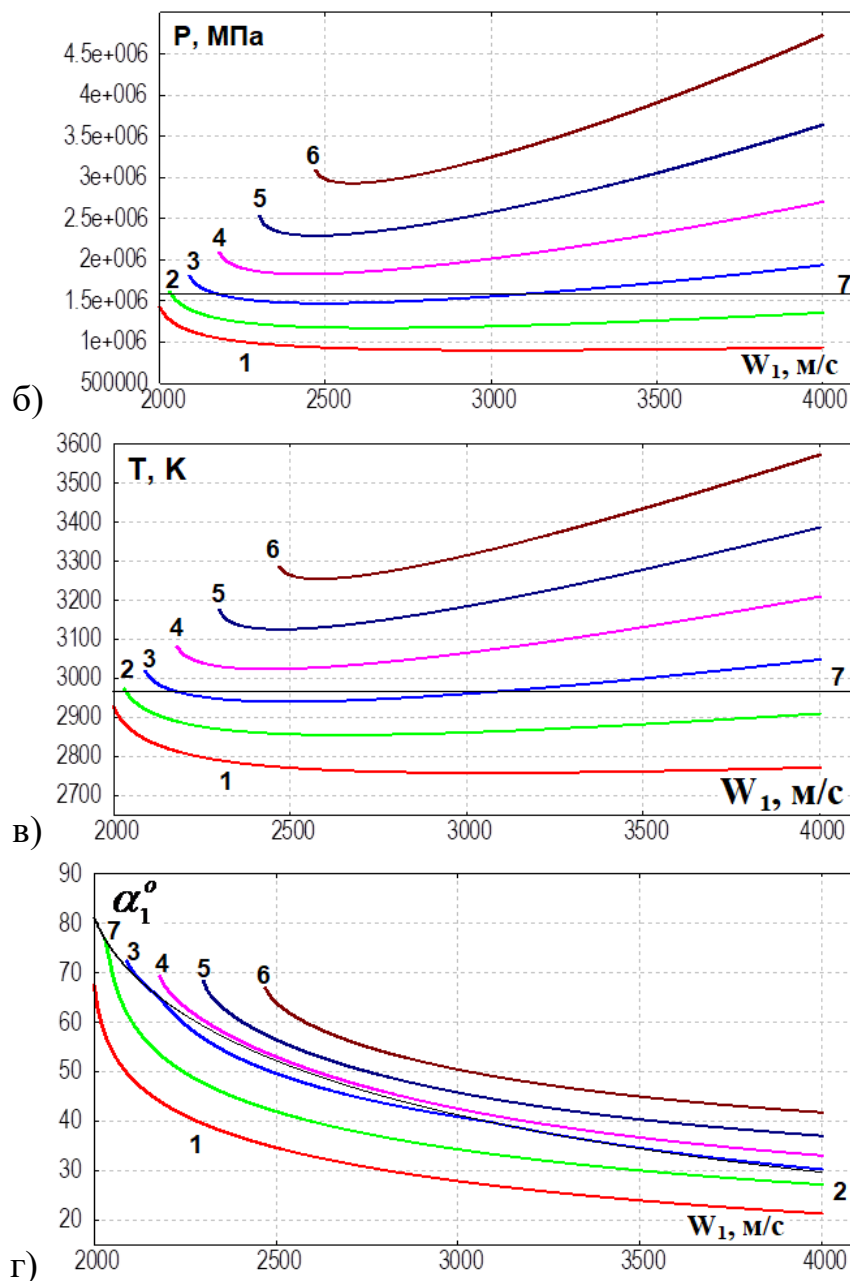


Рисунок 9 - Зависимость параметров на клине от начальной скорости потока при различных углах раскрытия (1-5°, 2-10°, 3-15°, 4-20°, 5-25°, 6-30°, 7-ДВЧЖ); а) – скорость потока; б) – давление; в)- температура; г)-угол наклона : ДВ (выше кривой 7), крайней характеристики ВВР (ниже)

Рассмотрим обтекание клина с углом раствора $\theta = 10^\circ$ (рисунки 5-8; кривые 2,7 рисунок 9), то при скорости потока 3000 м/с ($\alpha_{1\text{ДВ}} = 41.2^\circ$, $W = 2618$ м/с, $p = 1.20$ МПа, $T = 2863$ К) и 2200 м/с ($\alpha_{1\text{ДВ}} = 64^\circ$, $W = 1598$ м/с, $p = 1.28$ МПа, $T = 2889$ К) реализуется ДВЧЖ с ВВР (линия $\theta = 10^\circ$ проходит ниже точек В и Б, рис. 5-8), при скорости потока 2000 м/с автомодельное решение отсутствует (максимальный угол $\theta = 6.8^\circ < 10^\circ$ соответствует т. Г рисунок 2). При $\theta = 20^\circ$ (рисунки 5-8; кривые 3, 7 рисунок 9), при скоростях потока 3000 м/с ($\alpha_1 = 42.5^\circ$, $W = 2394$ м/с, $p = 2.02$ МПа, $T = 3066$ К) и 2200 м/с ($\alpha_1 = 66.8^\circ$, $W = 1267$ м/с, $p = 1.99$ МПа, $T = 3060$ К) реализуется

пересжатая ДВ (линия $\theta=20^\circ$ проходит выше точек В и Б, и ниже точек Е и Д, рисунки 5-8). Необходимо отметить, что состав продуктов сгорания зависит только от давления и температуры и всегда может быть определен по данным, представленным на рисунке 4, соответственно, давление и температура на клине соответствуют кривым 1 и 2 рис. 3. Данные, лежащие выше кривой 7, рисунки 9 б-г (рисунок 9а – наоборот), соответствуют решению с пересжатой ДВ, ниже – случаю и ДВ ЧЖ с примыкающему к ней ВВР. При угле раствора клина 15° , при скорости входного потока $2086 < W_1 < 2178$ м/с и $3085 \text{ м/с} < W_1$ реализуется течение с пересжатой ДВ, при скорости входного потока $2179 < W_1 < 3084$ м/с – с ДВ ЧЖ с примыкающему к ней ВВР.

Заключение

Авторами разработан вычислительный алгоритм решения автомодельной задачи об обтекании клина сверхзвуковым стационарным потоком многокомпонентного детонирующего газа. На примере горючей смеси водорода с воздухом в зависимости от начальных данных получены режимы обтекания клина с изолированной пересжатой детонационной волной и с волной детонации Чепмена-Жуге с пристыкованным к ней веером волн разрежения. Определены условия существования автомодельного решения.

Конфликт интересов

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

Conflict of interest

The authors declare no conflict of interest.

Список источников

1. Зельдович Я.Б. Теория горения и детонации газов // Избранные труды. Химическая физика и гидродинамика. М.; Л. Изд-во АН СССР, 1944. Ч. 2. С. 143–364.
2. Бам-Зеликович Г.М. Распад произвольного разрыва в горючей смеси. // Теоретическая гидромеханика. М.: Оборонгиз, 1949. № 4. С. 112.
3. Квашнина С.С., Черный Г.Г. Установившееся обтекание конуса потоком детонирующего газа // Прикладная математик и механика. 1959. Т. 23, вып. 1. С. 182–186.

4. Черный Г.Г. Автомодельные задачи обтекания тел горючей смесью. Известия АН СССР // Механика жидкости и газа. 1966. № 6. С. 10–24.
5. Газовая динамика. Избранное: в 2 т. / под общ. редакцией А.Н. Крайко. М.: Физико-математическая литература, 2001. Т. 2. 768 с.
6. Черный Г.Г. Газовая динамика. М.: Наука, 1988. 424 с.
7. Термодинамические свойства индивидуальных веществ: справочное издание в 4-х т. / Л.В. Гурвич, И.В. Вейц, В.А. Медведев и др. М.: Наука, 1982.
8. Гидаспов В.Ю., Северина Н.С. Элементарные модели и вычислительные алгоритмы физической газовой динамики. Ударные и детонационные волны. М.: Факториал, 2016. 84 с.
9. Гидаспов В.Ю. Численное моделирование одномерного стационарного равновесного течения в детонационном двигателе // Труды МАИ: электрон. журнал. 2015. № 83. URL: <https://trudymai.ru/published.php?ID=61826&mobile=Y>.
10. Гидаспов В.Ю. Численное моделирование стационарных волн горения и детонации в смеси частиц бора с воздухом // Труды МАИ: электрон. журнал. 2016. № 91. URL: <https://trudymai.ru/published.php?ID=75562&mobile=Y>.
11. Гидаспов В.Ю., Кононов Д.С. Численное моделирование сжигания топлива в стационарной детонационной волне в канале переменного сечения со сверхзвуковым потоком на входе и выходе // Труды МАИ: электрон. журнал. 2019. № 109. DOI 10.34759/trd-2019-109-6.
12. Гидаспов В.Ю., Кононов Д.С., Северина Н.С. Моделирование воспламенения и детонации метано-воздушных смесей за отраженной ударной волной // Теплофизика высоких температур, 2020. Т. 58, № 6. С. 909–914.

References

1. Zeldovich Ya.B. *Izbrannye trudy. Khimicheskaya fizika i gidrodinamika* [Selected works. Chemical physics and hydrodynamics], Moscow, Leningrad, Izd-vo AN SSSR, 1944. pt. 2. pp. 143–364.
2. Bam-Zelikovich G.M. *Teoreticheskaya gidromekhanika* [Theoretical hydromechanics]. Moscow, Oborongiz, 1949, no. 4, p. 112.

3. Kvashnina S.S., Cherny G.G. *Prikladnaya matematik i mekhanika*, 1959, vol. 23, iss. 1. pp. 182–186.
4. Cherny G.G. *Mekhanika zhidkosti i gaza*, 1966, no. 6. pp. 10–24.
5. *Gazovaya dinamika* [Gas dynamics. Favouirites], in 2 vol. / ed. by A.N. Krayko. Moscow, Fiziko-matematicheskaya literatura, 2001, vol. 2, 768 p.
6. Cherny G.G. *Gazovaya dinamika* [Gas dynamics]. Moscow, Nauka, 1988, 424 p.
7. Gurvich L.V., Veits I.V., Medvedev V.A. et al. *Termodinamicheskie svoistva individual'nykh veshchestv*: [Thermodynamic properties of individual substances], reference ed. in 4 vol. Moscow, Nauka, 1982.
8. Gidaspov V.Yu., Severina N.S. *Elementarnye modeli i vychislitel'nye algoritmy fizicheskoi gazovoi dinamiki. Udarnye i detonatsionnye volny* [Elementary models and computational algorithms of physical gas dynamics. Shock and detonation waves]. Moscow, Faktorial, 2016, 84 p.
9. Gidaspov V.Yu. *Trudy MAI: elektron. zhurnal*, 2015, no. 83. Avialable at: <https://trudymai.ru/published.php?ID=61826&mobile=Y>.
10. Gidaspov V.Yu. *Trudy MAI: elektron. zhurnal*,. 2016, no. 91. Avialable at: <https://trudymai.ru/published.php?ID=75562&mobile=Y>.
11. Gidaspov V.Yu. *Trudy MAI: elektron. zhurnal*,. 2019, № 109, doi 10.34759/trd-2019-109-6.
12. Gidaspov V.Yu., Kononov D.S., Severina N.S. *Teplofizika vysokikh temperatur*, 2020, vol. 58, no. 6, pp. 909–914.

Информация об авторах

Владимир Юрьевич Гидаспов, д.ф.-м.н., старший научный сотрудник, ведущий научный сотрудник Научного центра Института № 8, Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет), г. Москва, Россия; e-mail: gidaspovvy@mai.ru

Филипп Тахирович Кули-заде, системный аналитик, "Техносервис", г. Москва, Россия; e-mail: Philipkuli-zade@yandex.ru

Наталья Сергеевна Северина, к.ф.-м.н., доцент, старший научный сотрудник Научного центра Института № 8, Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет), г. Москва, Россия; e-mail: severinans@mai.ru

Information about the authors

Vladimir Yu. Gidaspov, Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Senior Researcher, Leading Researcher, Research Center of the Institute No. 8, Moscow Aviation Institute (National Research University), Moscow, Russia; e-mail: gidasповvy@mai.ru

Filip T. Kuli-zade, Systems Analyst, Technoservice, Moscow, Russia; e-mail: Philipkuli-zade@yandex.ru

Natalya S. Severina, Ph.D., Associate Professor, Senior Researcher of the Scientific Center of Institute No. 8, Moscow Aviation Institute (National Research University), Moscow, Russia; e-mail: severinans@mai.ru

Получено 05 июня 2026 ● Принято к публикации 16 июня 2026 ● Опубликовано 25 июня 2026
Received 05 June 2026 ● Accepted 16 June 2026 ● Published 25 June 2026
