

УДК 532.529+629

## О ЗАДАЧЕ ПРОЕКТИРОВАНИЯ ИДЕАЛЬНОГО ДИФфуЗОРА ДЛЯ СЖАТИЯ СВЕРХЗВУКОВОГО ПОТОКА

<sup>1</sup>Усков В.Н., <sup>2</sup>Булат П.В.

<sup>1</sup>Балтийский государственный технический университет «Военмех» им. Д.Ф. Устинова,  
Санкт-Петербург;

<sup>2</sup>ЗАО «Элекард наноДевайсез», Санкт-Петербург, e-mail: kolinti@mail.ru

В воздушно-реактивных двигателях диффузоры предназначены для повышения статического давления газа за счет уменьшения его кинетической энергии в процессе торможения. Рассмотрена задача изэнтропического сжатия сверхзвукового потока. Если задать форму вогнутой поверхности в соответствии с уравнением линии тока в плоской волне Прандтля-Майера, то при натекании на нее сверхзвукового потока образуется центрированная волна сжатия, характеристики которой пересекаются в одной точке. В этой точке происходит образование ударно-волновой структуры с главным скачком уплотнения и с отраженным газодинамическим разрывом. Для проектирования сверхзвуковых диффузоров подходят волны сжатия с отраженным разрывом скачком уплотнения, т.к. они обладают свойством структурной устойчивости. Это обеспечивает требуемый запас саморегулирования диффузора. Проведенный анализ свойств центрированной волны сжатия дополняет теорию стационарных газодинамических разрывов. Определены границы областей существования ударно-волновых структур, оптимальных для проектирования сверхзвуковых диффузоров.

**Ключевые слова:** диффузор, изэнтропическое сжатие, центрированная волна сжатия, ударно-волновая структура, поляр сжатия

## ON THE PROBLEMS OF DESIGNING DIFFUSERS IDEAL COMPRESSION SUPERSONIC FLOW

<sup>1</sup>Uskov V.N., <sup>2</sup>Bulat P.V.

<sup>1</sup>Baltiysky State Technical University «VOENMEKH» n.a. D.F. Ustinov, St. Petersburg;

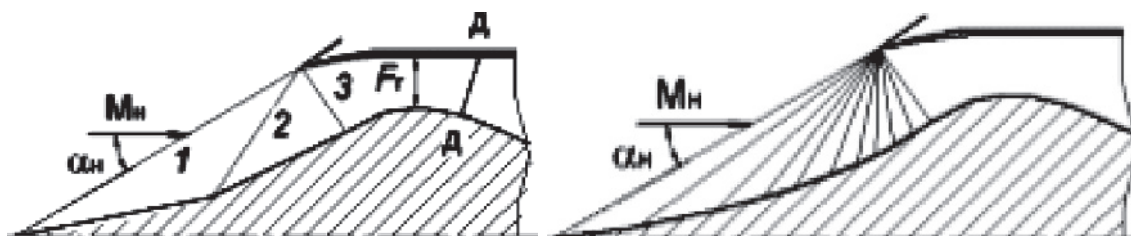
<sup>2</sup>JSC «ElecCard nanoDevices», St. Petersburg, e-mail: kolinti@mail.ru

In air-breathing jet engine diffusers are designed to increase the static pressure of the gas. The problem of isentropic compression of a supersonic flow. If you specify the shape of the concave surface in accordance with the equation of the streamlines in a plane wave Prandtl-Meyer, then the leakage of her supersonic flow forms a centered compression wave, the characteristics of which intersect at one point. At this point, formed by shock-wave structure with the main shock wave and the reflected gasdynamic discontinuity. For the design of supersonic diffusers are suitable compression wave with the reflected shock wave discontinuity, as they have the property of structural stability. This ensures the required stock of self-regulation of the diffuser. The analysis of the properties of the centered compression wave theory complements the stationary gasdynamic discontinuities. The limits of regions of existence of shock-wave structures that are optimal for the design of supersonic diffusers.

**Keywords:** diffuser isentropic compression, centered wave of compression, shock-wave structure, the polar compression

В воздушно-реактивных двигателях диффузоры предназначены для повышения статического давления газа за счет уменьшения его кинетической энергии в процессе торможения. Диффузоры воздушно-реактивных двигателей (ВРД) по числу Маха полета  $M_H$  подразделяются на дозвуковые  $M_H < 1$ , малых сверхзвуковых скоростей или трансзвуковые  $M_H < 1,5$  и сверхзвуковые  $M_H > 1,5$ . Считается, что эффектив-

ность диффузора тем выше, чем больше степень повышения давления  $\pi$  в нем, которая определяется, как отношение давления за замыкающим скачком уплотнения (3 на рис. 1) к давлению  $P_H$  в невозмущенном потоке, а также выше степень восстановления полного давления  $v = P_0/P_{0H}$ , где  $P_0$  – давление на замыкающем скачком уплотнении,  $P_{0H}$  – полное давление в невозмущенном потоке.



а) Классический трехскачковый диффузор

б) Изэнтропический диффузор

Рис. 1. Сравнение многоскачкового и изэнтропического воздухозаборника внешнего сжатия: 1, 2 – косые скачки уплотнения, 3 – замыкающий прямой скачок уплотнения,  $F_r$  – критическое сечение (горло), Д-Д – прямой скачок уплотнения,  $M_H$  – число Маха невозмущенного течения

Потери полного давления на прямом скачке уплотнения, малые при  $M_n$ , незначительно превосходящем единицу, резко возрастают с увеличением  $M_n$ . Уже при  $M = 2$ , коэффициент восстановления  $\nu = 0,72$ . За счет таких потерь полного давления тяга ВРД с односкачковым диффузором уменьшилась бы, примерно, на 40% по сравнению с тягой ВРД при изэнтропическом сжатии [2].

Потери полного давления в сверхзвуковом диффузоре снижаются при замене сильного прямого скачка уплотнения системой более слабых косых скачков (1 и 2 на рис. 1), за которыми скорость остается сверхзвуковой, и замыкающим слабым прямым скачком, переводящим поток в дозвуковой.

При течении газа со сверхзвуковой скоростью в трактах (например, в воздухозаборнике) с криволинейной образующей, не имеющей угловых точек, могут возникать простые (ПВС) или центрированные волны сжатия (ЦВС). ЦВС позволяет сжать газ без потерь полного давления, что делает ее привлекательной для использования в технических устройствах вместо систем скачков уплотнения (рис. 1б). Внутри ПВС могут возникать висячие скачки уплотнения, но система ПВС + скачок сжимает газ с меньшими потерями, чем система скачков уплотнения [4].

**Анализ центрированной изэнтропической волны сжатия**

Если задать форму вогнутой поверхности в соответствии с уравнением линии

$$\omega_\infty - \omega \left\{ \left[ \frac{2}{\gamma-1} \left( \left( 1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2 \right) J_\omega^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1 \right) \right]^{1/2} \right\} = \vartheta_1 - \vartheta_\omega.$$

В совокупности с параметрами задачи  $M, \gamma$  переменные  $J, \beta$  образуют следующие функциональные зависимости:

*Изэнтропическая волна*

$$\beta = \omega \left\{ \left[ \frac{2}{\gamma-1} \left( \left( 1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2 \right) J_\omega^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1 \right) \right]^{1/2} \right\} - \omega_\infty.$$

Скачок уплотнения

$$\text{tg}\beta = \left( \frac{J_m - J}{J + \varepsilon} \right)^{1/2} \frac{(1-\varepsilon)(J-1)}{(J_m + \varepsilon) - (1-\varepsilon)(J-1)},$$

где  $J_m = (1-\varepsilon)M^2 - \varepsilon; \varepsilon = \frac{\gamma-1}{\gamma+1}.$

Кривые, описываемые этими уравнениями, будем называть полярной сжатия и ударной полярной соответственно. Точки

тока в плоской волне Прандтля-Майера [5], то при натекании на нее сверхзвукового потока волны сжатия (характеристики) ЦВС  $\omega_\sigma$  пересекаются в одной точке  $A$  (рис. 2). Происходит образование ударно-волновой структуры (УВС) с главным скачком конечной интенсивности  $\sigma$  и с отраженным газодинамическим разрывом  $R$ , который может быть скачком уплотнения, центрированной волной разрежения или слабым разрывом второго порядка (разрывной характеристикой, на которой терпят разрыв не значения газодинамических переменных, а их производные).

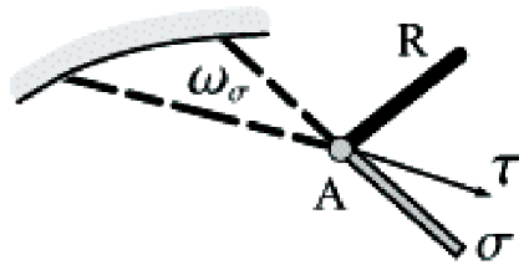


Рис. 2. Центрированная волна сжатия

Известно, что внутри волны сжатия параметры течения описываются решением Прандтля-Майера для плоской центрированной волны

$$\omega_1 + \vartheta_1 = \omega_\infty + \vartheta_\infty,$$

где  $\omega$  – функция Прандтля-Майера;  $\vartheta$  – угол наклона вектора скорости.

Тогда, введя понятие интенсивности волны сжатия  $J_\omega = P_1/P_\infty$ , можно записать:

на поляре сжатия показывают отношение давлений  $\pi$  за ЦВС к давлению в невозмущенном потоке и угол разворота потока в центре волны сжатия. В начале координат ( $\Delta = 0, \beta = 0$ ) эти кривые имеют порядок касания не ниже второго. Это свойство не сложно выразить следующим образом:

$$\beta_\delta^{(i)} = \beta_\omega^{(i)} + \Delta_i \beta^{(1)},$$

где  $\Delta_1 = \Delta_2 = 0;$

$$\beta^{(1)} = \frac{d\beta}{dJ_{J=1}} = \frac{(M^2 - 1)^{1/2}}{\gamma M^2}.$$

Разница в значениях высших производных ( $i > 2$ ) этих кривых при  $J = 1$  зависит от  $\Delta_i$ . Опуская элементарные выкладки, можно записать для  $\Delta_i$  при  $i = 3, 4$

$$\Delta_3 = \frac{\left( (M^2 - 1)^{-1} - 1 \right)^2 - 4\varepsilon}{4(1 + \varepsilon)^2};$$

$$\Delta_4 = \frac{A}{M^2} - \frac{B}{M^4} - \frac{C}{M^6} + \frac{D}{M^2 - 1} + \frac{E}{(M^2 - 1)^2} - \frac{F}{(M^2 - 1)^3} + G,$$

где

$$A = \frac{1}{2\tilde{a}} \left( \frac{14}{\gamma} + \frac{11}{\gamma^2} - 1 \right); \quad B = \frac{12}{\gamma}; \quad C = \frac{16}{\gamma^3};$$

$$D = \frac{1}{8} \left( 17 - \frac{15}{\gamma} - \frac{53}{\gamma^2} - \frac{7}{\gamma^3} \right); \quad E = \frac{1}{8} \left( -4 - \frac{13}{\gamma} + \frac{11}{8\gamma^2} - \frac{3}{\gamma^3} - \frac{3}{\gamma^4} \right);$$

$$F = \frac{1}{8} \left( -13 - \frac{7}{\gamma} - \frac{25}{\gamma^2} - \frac{19}{\gamma^3} \right); \quad G = \frac{1}{8} \left( 23 + \frac{1}{\gamma} + \frac{17}{\gamma^2} + \frac{7}{\gamma^3} \right).$$

При  $\gamma = \text{const}$  зависимость  $\Delta_3(M)$  немонотонная. Она имеет корни при значениях числа Маха, равных

$$M_{f_{1,2}} = \left\{ \frac{2}{5 - 3\gamma} \left( 3 - \gamma \pm (\gamma^2 - 1)^{1/2} \right) \right\}^{1/2}$$

и минимум, при  $M = \sqrt{2}$  для любых  $\gamma$ .

При  $M = M_{f_{1,2}}$  поляры (сжатия и ударная) в начале координат имеют третий порядок касания. У функции  $\Delta_4(M)$  нет действительных корней. Произведение  $\Delta_3 \beta_0^{(1)}$  обладает экстремумами при  $M = \sqrt{2}$  и  $M = M_\Delta$

$$M_\Delta = \sqrt{2} \left\{ \frac{2(1 - \varepsilon) + \sqrt{3(1 - \varepsilon)}}{1 - 4\varepsilon} \right\}^{1/2}.$$

$\Delta_3 \beta_0^{(1)}$  стремится к  $\infty$  при  $M \rightarrow 1$  и к 0 при  $M \rightarrow \infty$ . Корни произведения совпадают с корнями  $\Delta_3$ . Из приведенных выше результатов следует, что поляра сжатия в начале координат может проходить как внутри ударной поляры ( $M < M_{f_1}$  и  $M > M_{f_2}$ ), так и вне ее ( $M_{f_1} < M < M_{f_2}$ ). От взаимного расположения поляр зависит тип отраженного разрыва (рис. 3).

При проектировании изоэнтропического диффузора необходимо так задавать геометрию вогнутой поверхности, чтобы отраженный разрыв  $R$  (рис. 2) был скачком уплотнения. Чем меньше интенсивность этого скачка, тем выше коэффициент восстановления полного давления в диффузоре  $v = P_0/P_{0H}$ . Возможна конфигурация, при которой скачок  $R$  вырождается в разрывную характеристику (газодинамический разрыв второго порядка). Такую ЦВС назовем нейтральной.

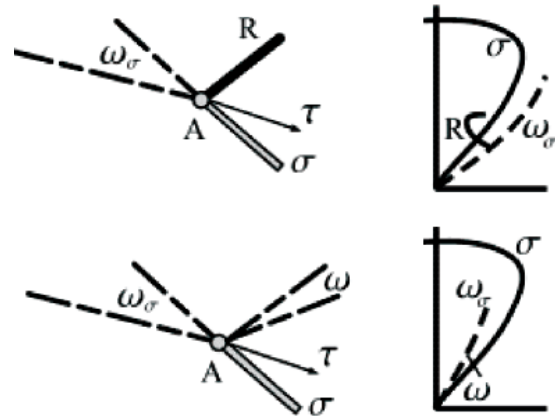


Рис. 3. ЦВС с отраженным разрывом скачком  $R$  и волной разрежения  $\omega$

### Нейтральная ЦВС

При некоторых значениях  $M$  и  $\gamma$  поляра сжатия и ударная поляра могут пересекаться. В точке пересечения имеет место равенство интенсивностей ( $J_\omega = J_\sigma$ ) скачка уплотнения  $\sigma$  и ЦВС, а также углов поворота потока на этих разрывах. Следовательно, условие коллинеарности векторов скорости на тангенциальном разрыве выполняется при вырождении отраженного разрыва  $R$  в характеристику. Назовем такую УВС нейтральной, интенсивность ЦВС в точке пересечения поляр обозначим  $J_H$ , а соответствующую ей кривую  $J_H(M, \gamma)$  назовем нейтральной полярой (рис. 4). Нейтральная поляра имеет две ветви. Поскольку изоэнтропическая волна сжатия не может затормозить поток до скорости, меньшей скорости звука, то область ее существования ограничена сверху звуковой линией  $J_{\text{сог}}$ .

На рис. 4 нанесены график звуковой интенсивности скачка  $J$  и волны сжатия  $J_{\text{сог}}$ , а также характерные точки  $M_{Hr}$  ( $r = 1, 2, 3, 4$ ),

«s», «w»). Точки  $M_{H1}$  и  $M_{H4}$  соответствуют числам Маха, полученным выше аналитически.  $M_{H2}$  представляет собой точку пересечения левой ветви графика  $J_n(M)$  со звуковой линией поляры сжатия  $J_{sw}$ .  $M_{H3}$  – точка складки нейтральной поляры  $J_n(M)$ . Точка «s» пересечения  $J_n$  и  $J_s$  соответству-

ет случаю, когда нейтральная поляра пересекает ударную поляру в звуковой точке. Две ветви нейтральной поляры и звуковая линия ограничивают с трех сторон область существования УВС с отраженным разрывом волной разрежения (на рисунке затенена).

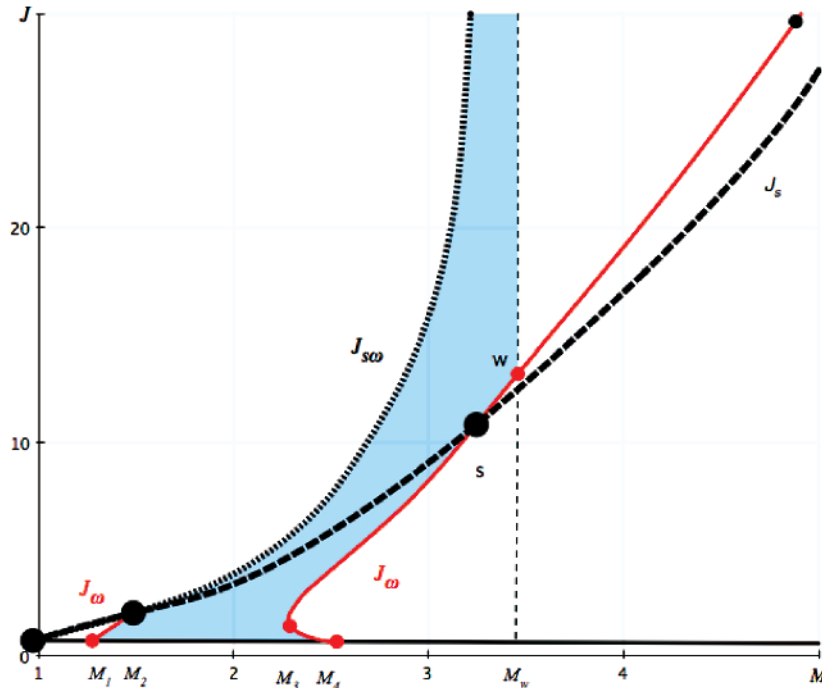


Рис. 4. Нейтральная поляра:

$J_w$  – интенсивность централизованной волны сжатия,  $J_{sw}$  – звуковая интенсивность централизованной волны сжатия,  $J_s$  – звуковая интенсивность скачка уплотнения,  $M_{1-4}$  – особые числа Маха,  $M_w$  – число Маха, ограничивающее область существования ударно-волновых структур с отраженным разрывом – скачком уплотнения

На рис. 4 и индексом «w» отмечена особая интенсивность ЦВС и соответствующее ей число Маха  $M_w$ . При числе Маха, равном  $M_w$ , ударные поляры, выпущенные из точек поляры сжатия, лежащих выше точки  $J_w$ , не могут пересечься с главной ударной полярой (рис. 5).

державшие отраженный скачок уплотнения, существовать не могут. В области чисел Маха, больших  $M_w$ , отраженный скачок – волна разрежения при любых значениях интенсивности ЦВС кроме  $J_n$ . Особые числа Маха, соответствующие им интенсивности ЦВС, и углы разворота потока приведены в таблице.

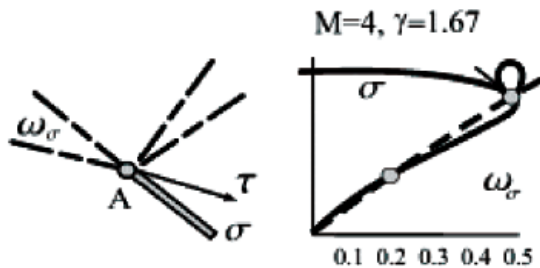


Рис. 5. Поляры, соответствующие «особому числу Маха  $M_w$ »

Таким образом, для любого показателя адиабаты, начиная с числа Маха  $M_w$ , УВС с интенсивностью ЦВС большей  $J_w$ , со-

На рис. 6 приведена зависимость интенсивности волны сжатия  $J_n$ , соответствующей нейтральной УВС, от числа Маха набегающего потока, а также показателя адиабаты. Здесь поверхность  $J_n(M, \gamma)$  изображена более темным цветом, а поверхность «s», соответствующая звуковой интенсивности скачка уплотнения, сделана полупрозрачной. На плоскости  $\gamma$ - $M$  изображены графики характерных чисел Маха  $M_{H1}$ . Видно, что при  $\gamma = 1,67$  зависимость  $M_{H1}(\gamma)$  стремится к  $\infty$ .  $M_{H3}$  (проекция линии складки поверхности  $J_n(M, \gamma)$ ) сливается при  $\gamma = 1,1$  с  $M_{H4}(\gamma)$ . Таким образом, при  $\gamma = 1,1$  имеет место особенность типа «сборки» [1].

$\gamma$	$M_{f_1}$	$M_{f_2}$	$M_{H1}$	$M_{H2}$	$M_{H3}$	$M_{H4}$	$M_w$	$J_w$	$\beta_{\sigma\omega}$
1,1	1,302	1,666	1,302	1,486	-	1,666	2,599	6,345	0,698
1,25	1,265	2	1,265	1,484	1,940	2	2,990	8,713	0,669
1,4	1,245	2,539	1,245	1,478	2,230	2,539	3,483	12,18	0,635
1,67	1,225	-	1,225	1,746	2,857	-	4,670	22,76	-

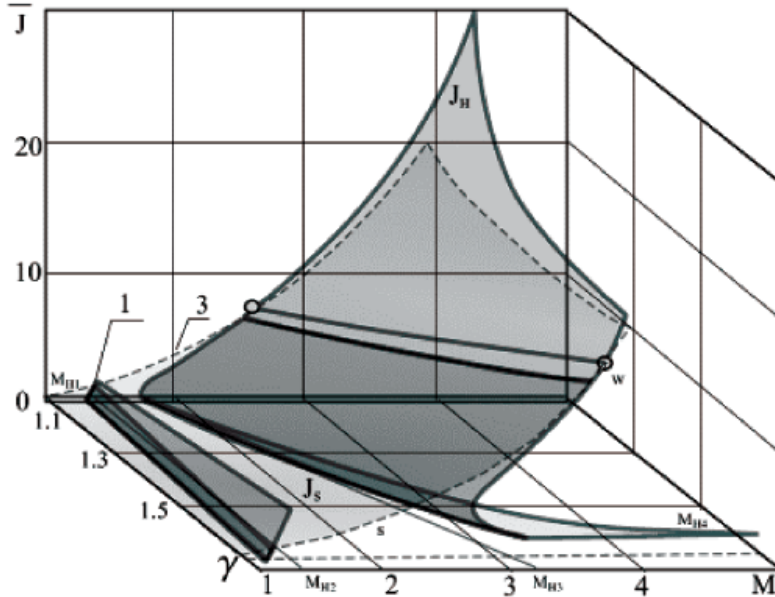


Рис. 6. Нейтральная поляра при различных показателях адиабаты

**Анализ областей существования УВС на плоскости поляр**

Рассмотрим, как изменяется взаимное расположение ударной поляры и поляры сжатия по мере увеличения числа Маха невозмущенного течения.

При числах Маха  $M < M_{H1}$  поляра сжатия целиком лежит внутри ударной поляры, следовательно, в данном диапазоне чисел Маха возможны только УВС с отраженным разрывом – волной разрежения (рис. 7).

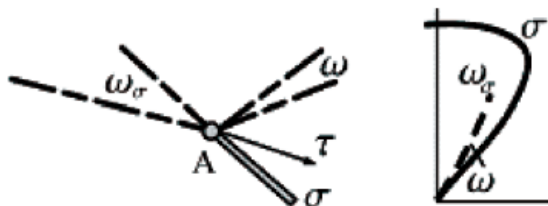


Рис. 7.  $M < M_{H1}$

Поляра сжатия при числах  $M$ , больших  $M_{H1}$ , вблизи начала координат распространяется вне ударной поляры, пересекая ее выше. Здесь имеем отраженным разрывом либо скачок, либо волну разрежения, что определяется интенсивностью ЦВС (рис. 8). Эти два случая разделяет нейтральная конфигурация, т.е. при  $J_{\omega} > J_{\sigma}$  отраженный разрыв – волна разрежения, а при интенсивностях волны меньших  $J_{\sigma}$  отраженный разрыв – скачок уплотнения.

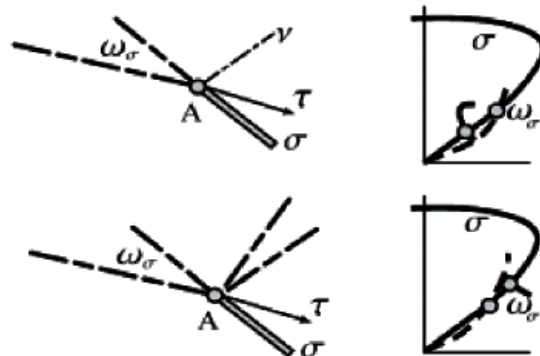


Рис. 8.  $M_{H1} < M < M_{H2}$

По мере увеличения  $M$ , значение  $J_{\sigma}$  возрастает и при  $M = M_{H2}$  достигает звуковой интенсивности волны сжатия. При этом числе Маха поляра сжатия целиком лежит вне ударной поляры, касаясь ее «верхним краем» (точка «s» на рис. 9).

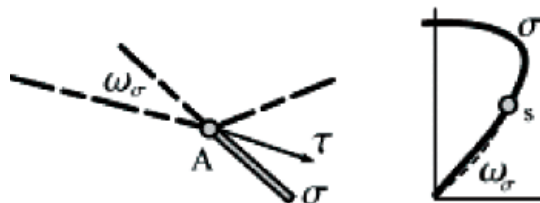


Рис. 9.  $M = M_{H2}$

В диапазоне чисел Маха от  $M_{H2}$  до  $M_{H3}$  поляра сжатия проходит вне ударной поляры и не пересекает ее соответственно нейтральные УВС в этом диапазоне возникать не могут. При числе  $M$ , равном  $M_{H3}$ , поляра сжатия касается ударной поляры. На рис. 10 точка касания отмечена кружком. Кружок соответствует  $J_n$  и нейтральной УВС. При всех прочих интенсивностях отраженный разрыв – скачок уплотнения.

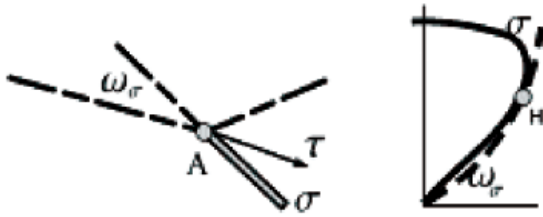


Рис. 10.  $M = M_{H3}$

При числах Маха, больших  $M_{H3}$ , и меньших  $M_{H4}$ , поляры пересекаются в двух точках (рис. 11). Между точками пересечения поляра сжатия проходит внутри ударной поляры. По мере увеличения  $M$  верхняя точка перемещается на сильную ветвь ударной

поляры, а интенсивность, соответствующая нижней точке, уменьшается, обращаясь в единицу при  $M = M_{H4}$ . При больших  $M$  поляры имеют только одну точку пересечения. В газах с  $\gamma = 1,67 - M_{H4} = \infty$ , т.е. диапазон, в котором поляра сжатия пересекает ударную поляру изнутри и в одной точке, отсутствует.

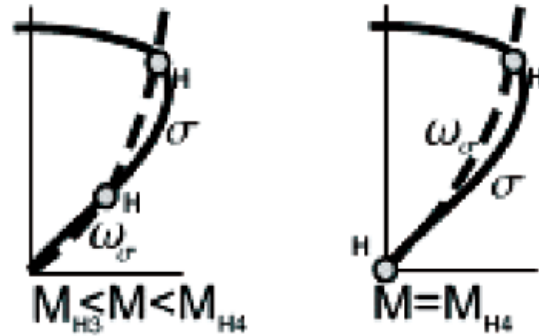


Рис. 11.

На рис. 12 представлена общая картина перестройки поляр сжатия и ударных поляр по мере изменения числа Маха.

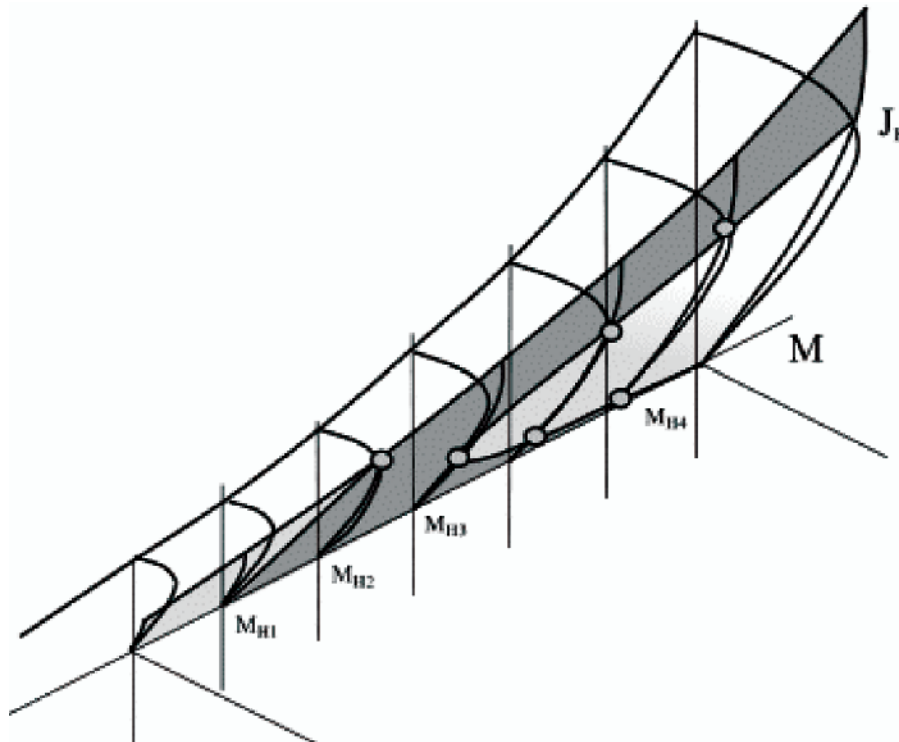


Рис. 12. Трансформация поляр по мере изменения числа  $M$

**Заключение**

Теоретически в рамках модели идеального газа, для сжатия потока без потерь полного давления можно использовать ЦВС звуковой интенсивности  $J_{sw}$ . Однако на практике такое решение реализовать не просто из-за влияния пограничного слоя.

Слишком большие градиенты давления приводят к его отрыву, а безотрывное течение обеспечивают только поверхности сжатия неприемлемо большой длины. Для проектирования сверхзвуковых диффузоров подходят ЦВС с отраженным разрывом скачком уплотнения, т.к. они облада-

ют свойством структурной устойчивости, т.е. при изменении внешних параметров в определенных пределах форма УВС не изменяется, а степень сжатия потока и коэффициент восстановления полного давления меняются плавно. Это обеспечивает требуемый запас саморегулирования диффузора. Область существования таких ЦВС ограничена числом Маха  $M_w = 3,483$  для воздуха. Предельным случаем отраженного скачка является разрывная характеристика. Этому случаю соответствует нейтральная ЦВС, обеспечивающая наибольшие степень повышения давления и степень восстановления полного давления в диффузоре. В достаточной полной классификации УВС, образующихся в результате взаимодействия газодинамических разрывов, предложенной в [6], изоэнтропическая центрированная волна сжатия отсутствует. В работе [3] приведена теория распада центрированной волны сжатия Прадтля-Майера, проведенный анализ служит ее дополнением.

#### Список литературы

1. Арнольд В.И., Варченко А.Н., Гусейн-Заде С.М. Особенности дифференцируемых отображений. Том 1. Классификация критических точек, каустик и волновых фронтов. – М.: Наука, 1982. – 304 с.
2. Конструкция и проектирование авиационных газотурбинных двигателей: учебник для студентов вузов по специальности «Авиационные двигатели и энергетические установки» / С.А. Вьюнов, Ю.И. Гусев, А.В. Карпов и др.; под общ. ред. Д.В. Хронина. – М.: Машиностроение, 1989. – 368 с.: ил.
3. Омельченко А.В., Усков В.Н. Распад центрированной волны сжатия Прадтля-Майера в стационарном потоке газа // Прикладная механика и техническая физика. – 1998. – № 3, т. 39. – С. 59–68.
4. Омельченко А.В., Усков В.Н., Чернышев М.В. Воздействие изоэнтропной волны на скачок уплотнения: аналитические решения и параметрический анализ // Струйные, отрывные и нестационарные течения: тезисы докладов XXII юбилейный семинар с международным участием. 22-25 июня 2010 г. – СПб.: СПбГУ, 2010. – 345 с.
5. Основы газовой динамики / под ред. Г.М. Эмонса. – М.: Ин. литература, 1963. – 702 с.
6. Интерференция стационарных газодинамических разрывов / В.Н. Усков и др. – Новосибирск: ВО «Наука», 1995. – 180 с.

#### References

1. Arnol'd V.I., Varchenko A.N., Gusejn-Zade S.M. Osobennosti differenciruemykh otobrazhenij. Tom 1. Klassifikacija kriticheskikh toчек, kaustik i volnovykh frontov. M.: Nauka, 1982, 304 p.
2. V'junov S.A., Gusev Ju.I., Karpov A.V. i dr. Konstrukcija i proektirovanie aviacionnykh gazoturbinnykh dvigatelej: Uchebnik dlja studentov vuzov po special'nosti «Aviacionnye dvigateli i jenergeticheskie ustanovki» / Pod obwej redakciej D.V. Hronina. M.: Mashinostroenie, 1989. 368 p.: il.
3. Omel'chenko A.V., Uskov V.N. Raspad centrirrovannoj volny szhatija Prandtlja-Majera v stacionarnom potoke gaza. Prikladnaja mehanika i tehničeskaja fizika, 1998, no. 3, t. 39, pp. 59–68.
4. Omel'chenko A.V., Uskov V.N., Chernyshev M.V. Vozdejstvie izojentropnoj volny na skachok uplotnenija: analiticheskie reshenija i parametricheskij analiz. Strujnye, otryvnye i nestacionarnye tečenija: XXII jubilejnij seminar s mezhdunarodnym uchastiem. 22-25 ijunja 2010 g. Sankt-Peterburg: tezisy dokladov/BGTU, SPBGU, 2010. 345 p.
5. Osnovy gazovoj dinamiki. Pod red. Jemonsa G.M. M.: In. literatura, 1963, 702 p.
6. Uskov V.N. i dr. Interferencija stacionarnykh gazodinamicheskikh razryvov. Novosibirsk: VO «Nauka», 1995. 180 p.

#### Рецензенты:

Баранов И.В., д.т.н., профессор, заместитель директора Института Холода и Биотехнологий ФГБОУ «Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики», г. Санкт-Петербург;

Пеленко В.В., д.т.н., профессор, заместитель директора по учебной работе Института Холода и Биотехнологий ФГБОУ «Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики», г. Санкт-Петербург.

Работа поступила в редакцию 09.04.2012.