

Поступило 4 IV 1968

ЛИТЕРАТУРА

1. Герман Р. Сверхзвуковые входные диффузоры. М., Физматгиз, 1960.
2. Williams R. Application of pulse facilities to inlet testing. J. Aircraft, 1964, No. 5.
3. Герцберг А., Логан Дж. Применение ударной трубы для исследования высокотемпературных явлений в воздухе при полетах с большими скоростями. Ударные трубы. Сб. статей. Изд-во иностр. лит., 1962.

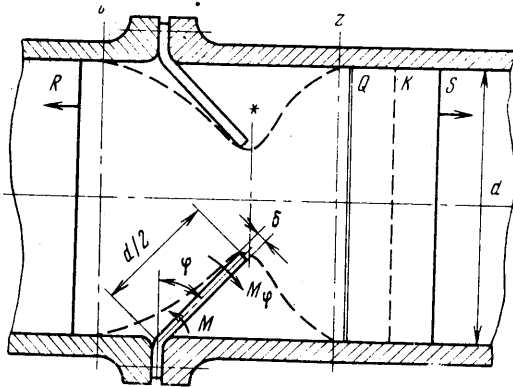
РАСЧЕТ ДВИЖЕНИЯ УДАРНОЙ ВОЛНЫ И ПАРАМЕТРОВ ПОТОКА ПРИ НЕМГНОВЕННОМ ОТКРЫТИИ ДИАФРАГМЫ В УДАРНОЙ ТРУБЕ

Ж. С. ДУНЦОВА, И. В. ЕРШОВ, В. Т. КИРЕЕВ, Е. И. РУЗАВИН

(Москва)

Приводятся результаты расчетов изменения скорости движения ударной волны при открытии диафрагмы и параметров толкающего и толкаемого газов на разгонном участке однодиафрагменной ударной трубы. Рассчитанные величины в некоторых случаях сравнены с экспериментально измеренными.

Известно, что на начальном участке движения ударной волны в ударной трубе основным фактором, определяющим отклонения характера течения от предсказываемого по идеальной теории [1, 2], является немгновенность раскрытия диафрагмы [1-3]. С немгновенностью раскрытия диафрагмы связано ускорение ударной волны на разгонном участке [1-3], наличие неоднородного течения в окрестности диафрагмы [2, 4, 5], наблюдаемая в экспериментах неоднородность плотности толкаемого газа [6]



Фиг. 1

и увеличение максимального значения скорости ударной волны по сравнению с идеальной теорией [3]. В работе [3] предложена расчетная схема, позволяющая учесть из указанных выше отклонений от идеальной схемы ударной трубы только увеличение наибольшего по длине трубы значения скорости ударной волны. Предложенная в [7] схема течения, которая использована в данной работе, позволяет определить характер раскрытия диафрагмы и связанное с этим изменение скорости ударной волны и параметров потока толкающего и толкаемого газов.

1. Вблизи диафрагмы в процессе ее раскрытия возникает пространственное неустановившееся течение, расчет которого численным методом представляется весьма затруднительным. В используемой здесь схематизации течения [7], представленной на фиг. 1, предполагается, что газ в камере высокого давления расширяется в одномерной неустановившейся волне разрежения R , а параметры газа, прошедшего через эту волну, в сечении l , в критическом сечении $*$ и в сечении z (в котором расширяющаяся струя толкающего газа достигает стенок камеры) связаны между собой в каждый момент времени уравнениями одномерного установившегося течения (квазистационарное течение).

Если принять, что течение на квазистационарном участке изэнтропическое, то система уравнений, связывающая параметры толкающего газа от исходных до сечения z , в совокупности с законом изменения площади проходного сечения $f_* = f_*(t)$ во времени t позволяет определить параметры сверхзвукового потока в сечении z в функции времени. Очевидно, изменение последних определяет дальнейшее течение, которое будем считать одномерным и нестационарным. Здесь так же, как и в работе [3], не учитывается отражение потока от стенок трубы.

За координату x сечения z приближенно принимается координата сечения, в котором устанавливается диафрагма, поскольку участок с существенно двумерным течением вблизи диафрагмы согласно [4] существенно меньше всего разгонного участка.

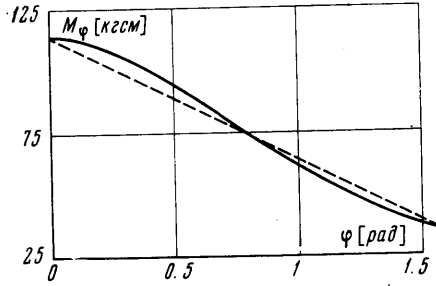
В работе [7] зависимость $f_* = f_*(t)$ находилась из совместного решения уравнений

$$t = t_0 + \int_{\varphi_0}^{\varphi} \frac{d\varphi}{\Phi(\varphi)},$$

$$\Phi(\varphi) = \left[\frac{2}{J} \int_{\varphi_0}^{\varphi} (M_{\varphi} - M) d\varphi + \dot{\varphi}_0^2 \right]^{1/2} \quad (1.1)$$

полученных при интегрировании уравнений

$$\varphi = \frac{1}{J} [M_{\varphi} - M], \quad \frac{f_*}{f_-} = 1 - \cos \varphi \quad (1.2)$$



Фиг. 2

Здесь φ — угол поворота лепестка, φ_0 и $\dot{\varphi}_0$ — угловая скорость и угол поворота лепестка в момент времени t_0 , I — момент инерции, M_{φ} — крутящий момент, M — момент сопротивления, f_- — площадь поперечного сечения камеры низкого давления. (Здесь и ниже индексами минус и плюс помечены параметры камеры низкого и высокого давления соответственно.) Время раскрытия диафрагмы мало зависит от сил сопротивления [7]. Численный расчет зависимости $M_{\varphi}(\varphi)$, проведенный для начальных условий: давление $p_+ = 70 \text{ кг/см}^2$ (водород), $I = 0,82 \cdot 10^{-6} \text{ кг}\cdot\text{см}\cdot\text{сек}^2$, $M = 0$, $f_+ = f_-$, показал (фиг. 2), что эта зависимость хорошо может быть аппроксимирована линейной зависимостью (пунктирная линия)

$$M_{\varphi} = M_1 - (M_1 - M_2) \frac{2\varphi}{\pi}, \quad \left[M_1 = M_{\varphi}(\varphi = 0), M_2 = M_{\varphi}\left(\varphi = \frac{1}{2}\pi\right) \right] \quad (1.3)$$

При этом значения M_1 и M_2 могут быть определены заранее, поскольку параметры потока в начальный момент времени ($\varphi = 0$) и при полном раскрытии диафрагмы ($\varphi = 1/2\pi$) в сечениях z и $*$ ($x \sim 0$) по принятой схеме течения совпадают с соответствующими параметрами в сечении $x = 0$, определяемыми по идеальной схеме [1, 2]. Тогда, подставляя (1.3) в (1.2) и полагая, что $\varphi_0 = 0$, $\dot{\varphi}_0 = 0$, при $t_0 = 0$, получим

$$t = \left[\frac{2\pi J}{M_1 - M_2} \right]^{1/2} \arcsin \left[\frac{M_1 - M_2}{M_1} \frac{\varphi}{\pi} \right]^{1/2} \quad (1.4)$$

Решая совместно (1.4) и (1.2) в предположении постоянства отношения удельных теплоемкостей γ/γ' , получим зависимость $f_* = f_*(t)$ в виде

$$\frac{f_*}{f_-} = 2 \sin^2 \left\{ \frac{1/2\pi}{E(\gamma)} \sin^2 \left[\frac{t}{t^*} \arcsin \left(\frac{E(\gamma)}{2} \right)^{1/2} \right] \right\},$$

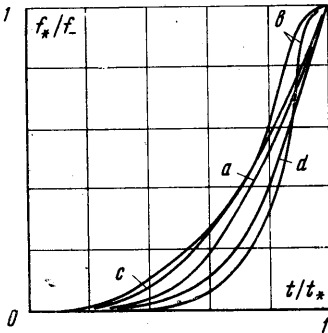
$$E(\gamma) = 1 - \left(\frac{2}{\gamma_+ + 1} \right)^{\gamma} \quad \left(\Gamma = \frac{2\gamma_+}{\gamma_+ - 1} \right) \quad (1.5)$$

На фиг. 3 дается сравнение полученной зависимости (1.5) (линия a) с найденными экспериментально в [8] (линия b), [9] (линия c) и [5] (линия d). Видно, что формула (1.5) удовлетворительно описывает закон раскрытия диафрагмы, который и будет использоваться при проведении дальнейших расчетов.

Полное время t^* раскрытия диафрагмы может быть найдено, если в (1.4) положить $\varphi = 1/2\pi$. Так, для диафрагмы толщиной δ из материала плотностью ρ в ударной трубе квадратного поперечного сечения $H \times H$ (риски нанесены по диагоналям квадрата) имеем

$$t^* = N \left(\frac{\rho H \delta}{p_+} \right)^{1/2} \quad N = \left[\frac{1/2\pi}{E(\gamma)} \right]^{1/2} \arcsin \left[\frac{E(\gamma)}{2} \right]^{1/2} \quad (1.6)$$

Отметим, что в [10] зависимость (1.6) была получена методом размерностей на основании результатов работы [7], где было показано, что определяющими при раскрытии диафрагмы являются инерционные силы. Как видно из (1.6), значение N определяется родом газа; $N = 0.9506$ для $\gamma_+ = 1.4$.



Фиг. 3

Уравнение (1.6) может быть использовано и при приближенном определении t^* в ударной трубе круглого поперечного сечения, для чего вместо значения H нужно подставить $d\sqrt{2}$.

Рассчитанные по (1.6) значения $t^* = t_1^*$ (в мксек) находятся (табл. 1) в удовлетворительном соответствии с измеренными $t^* = t_2^*$ для различных p_+ (в кг/см²), геометрических размеров H, δ (в см) и материалов диафрагм (в последней колонке табл. 1 даны ссылки на литературу). Исключение составляют экспериментальные значения t_2^* , приведенные в [8].

2. Расчет параметров потока и изменения скорости движения ударной волны на разгонном участке ударной трубы (ниже сечения z) проводился на ЭЦВМ М-20 методом характеристик [14, 15] с использованием безразмерных параметров

$$T = \frac{t}{t^*}, \quad X = \frac{x}{a_+ t^*},$$

$$P = \frac{p}{p_+}, \quad U = \frac{u}{a_+},$$

$$V = \frac{v}{a_+}, \quad A = \frac{a}{a_+} \quad (2.1)$$

Здесь x — расстояние, a — скорость звука, u — скорость, v — скорость ударной волны.

Предполагалось, как и в [7], что газы невязкие, нетеплопроводные, с постоянным отношением удельных теплоемкостей и неперемешивающиеся между собой.

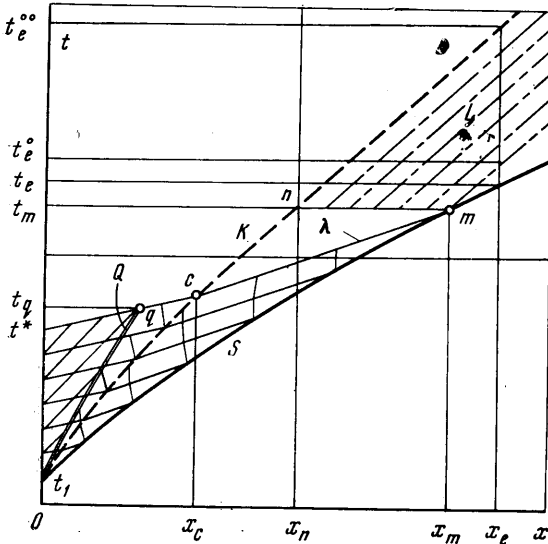
При использовании в расчетах переменных (2.1) исходными начальными параметрами рассматриваемой задачи, как и при расчете параметров потока по идеальной схеме, будут $P_- = p_- / p_+, A_- = a_- / a_+, \gamma_-, \gamma_+$.

Таблица 1

p_+	H	Диафр.	δ	t_1^*	t_2^*	
15÷30	4.03	Сталь	0.0254÷ ÷0.0889	310÷580	600	[3]
17.5	1.343	Al	0.02286	94	180	[8]
25.9	1.343	Al	0.03302	92	180	
10.2	2.695	Cu	0.0254	343	1050	[9]
9.46	2.5	Латунь	0.055	475	520	
26	2.5	Латунь	0.055	287	344	
56.8	2.5	Латунь	0.055	193	163	[11]
1.41	0.0898	Al	0.0254	88	85÷105	
1.34	0.0898	Al	0.0254	90	105÷145	[12]
15	2.24	Al	0.00254	42	45	
15	2.24	Al	0.0108	84	105	[13]
3.5÷5.6	15.3	Al	0.0508	854÷1030	1000	

Расчеты проводились для следующих значений начальных параметров:

- а) $\gamma_- = \gamma_+ = 1.67, A_- = 1, P_- = 0.5 \cdot 10^{-1} \div 0.5 \cdot 10^{-7}$ (режим 1)
- б) $\gamma_- = \gamma_+ = 1.4, A_- = 1, P_- = 0.5 \cdot 10^{-1} \div 0.5 \cdot 10^{-10}$ (режим 2)
- в) $\gamma_- = 1.4, \gamma_+ = 1.67, A_- = 0.3428, P_- = 0.5 \cdot 10^{-1} \div 0.5 \cdot 10^{-8}$ (режим 3)
- г) $\gamma_- = \gamma_+ = 1.4, A_- = 0.26263, P_- = 0.5 \cdot 10^{-1} \div 0.5 \cdot 10^{-10}$ (режим 4)



Фиг. 4

Результаты расчетов, которые будут приведены ниже, для этих значений начальных параметров кратко будем обозначать: режимы 1, 2, 3, 4 соответственно.

Рассчитываемая сетка характеристик показана на фиг. 4 (схема течения — на фиг. 1), где сплошная линия S — ударная волна, пунктирная линия K — контактная поверхность, двойная тонкая линия Q — возмущение, возникающее в толкающем газе, сплошные тонкие линии λ — характеристики, штрих-пунктирные линии L — траектории частиц. Исходная система волн в момент времени t_1 (близкий к $t = 0$) определялась из решения задачи о распаде произвольного разрыва, начальными условиями для которой являются параметры толкаемого газа в момент времени $t = 0$ и параметры толкающего газа в сечении z в момент времени t_1 . Отметим, что при изменении t_1 от t^* до $t = 0$ возмущение Q (фиг. 4) сначала будет волной разрежения, а затем ударной волной, причем интенсивность этой волны с уменьшением t_1 возрастает. Поэтому при проведении расчетов в исходной системе волн возмущение Q всегда было ударной волной.

Наличие ударной волны Q в начальный период раскрытия диафрагмы экспериментально наблюдалось в [16]. С течением времени ударная волна Q вырождается в звуковую волну. Быстрое уменьшение интенсивности ударной волны Q во времени t/t_q (t_q — ордината точки встречи последней характеристики, выходящей из точки с координатами $x = 0$, $t = t^*$, с ударной волной Q (фиг. 4)) видно из фиг. 5, где построены кривые изменения отношения давлений P_0 на этой волне для режимов 1, 2, 3, 4 при $P_- = 0.5 \cdot 10^{-7}$.

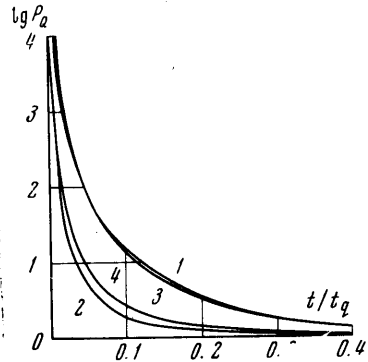
Расчеты прекращались после догона последней характеристикой ударной волны S (точка m , фиг. 4) по следующим причинам. Область параметров потока толкающего газа выше этой характеристики ввиду быстрого затухания ударной волны Q за исключением узкой полосы вблизи контактной поверхности (которую не будем учитывать в дальнейших рассуждениях) представляет собой изэнтропический поток, являющийся простой волной, поскольку он примыкает к потоку в сечении z с постоянными параметрами [17]. Поэтому после прохождения последней характеристики дополнительных возмущений на движение ударной волны из этой области не будет. Далее во всех рассчитанных случаях изменение скорости частиц и давления вдоль последней характеристики в толкаемом газе не превышало одного процента, хотя скорость звука менялась значительно. Учитывая это практическое отсутствие градиентов скоростей и давлений потока, можно утверждать, что выше последней характеристики не будет заметных возмущений давления и скорости и в этой области. Это согласуется с точным решением уравнений одномерного нестационарного течения вида

$$p = \text{const}, \quad u = \text{const}, \quad \frac{\partial S}{\partial t} + u \frac{\partial S}{\partial x} = 0 \quad \left(\frac{\partial p}{\partial t} + u \frac{\partial p}{\partial x} = 0 \right)$$

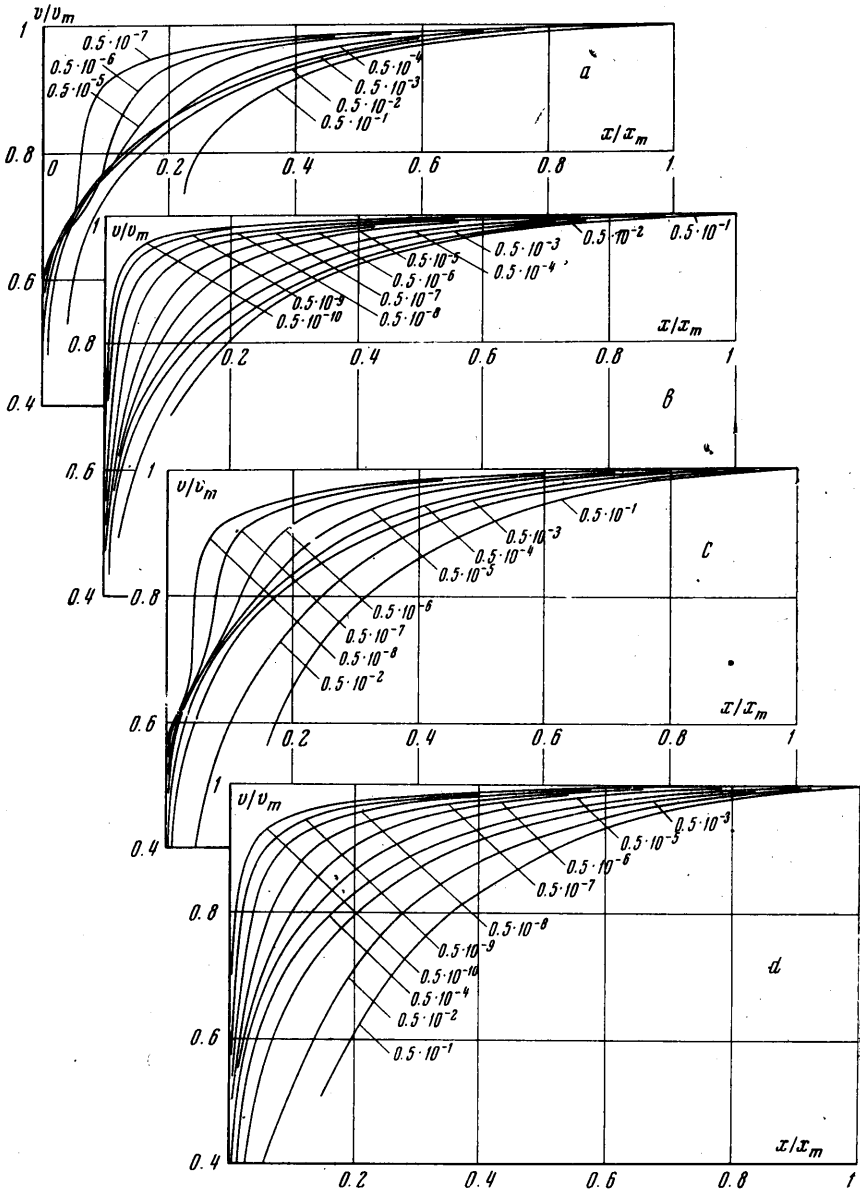
$$\rho = \rho(x - ut), \quad a = a(x - ut)$$

На фиг. 6, a , b , c , d представлены зависимости v/v_m от x/x_m для указанных там перепадов P_- для режимов 1, 2, 3, 4 соответственно. Здесь и ниже v_m — скорость ударной волны S в точке m (x_m, t_m) догона этой волны последней характеристикой. Зависимости X_m, T_m от начального перепада P_- для этих режимов приведены на фиг. 7, где цифры у кривых указывают номер режима. Графики фиг. 6 и 7 с использованием (1.6) позволяют легко получить изменение скорости ударной волны S на разном участке в каждом конкретном случае начальных параметров газов, геометрических размеров трубы и материала диафрагмы. Интересно отметить, что при $\gamma_+ = 1.67$ на фиг. 6, a , c наблюдается характерный изгиб кривых, увеличивающийся с уменьшением P_- . Как показали дополнительные расчеты, этот изгиб увеличивается с увеличением γ_+ при прочих одинаковых условиях несмотря на то, что характер изменения параметров в сечении z , определяющий течение вниз по потоку, не претерпевает заметных возмущений.

Отсутствие заметных изменений скорости потока и давления вдоль последней характеристики в толкаемом газе, как уже говорилось выше, гарантирует отсутствие заметных возмущений давления и скорости, и, следовательно, сохранение таких параметров, как скорость звука, энтропия, плотность вдоль траекторий частиц, движущихся с постоянной скоростью u_m в области, расположенной выше последней характеристики.



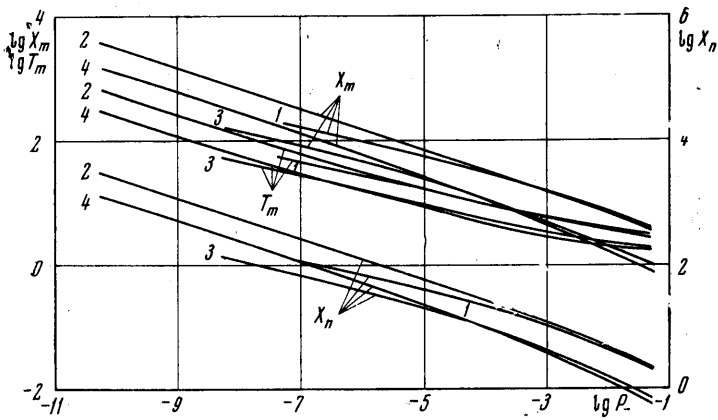
Фиг. 5



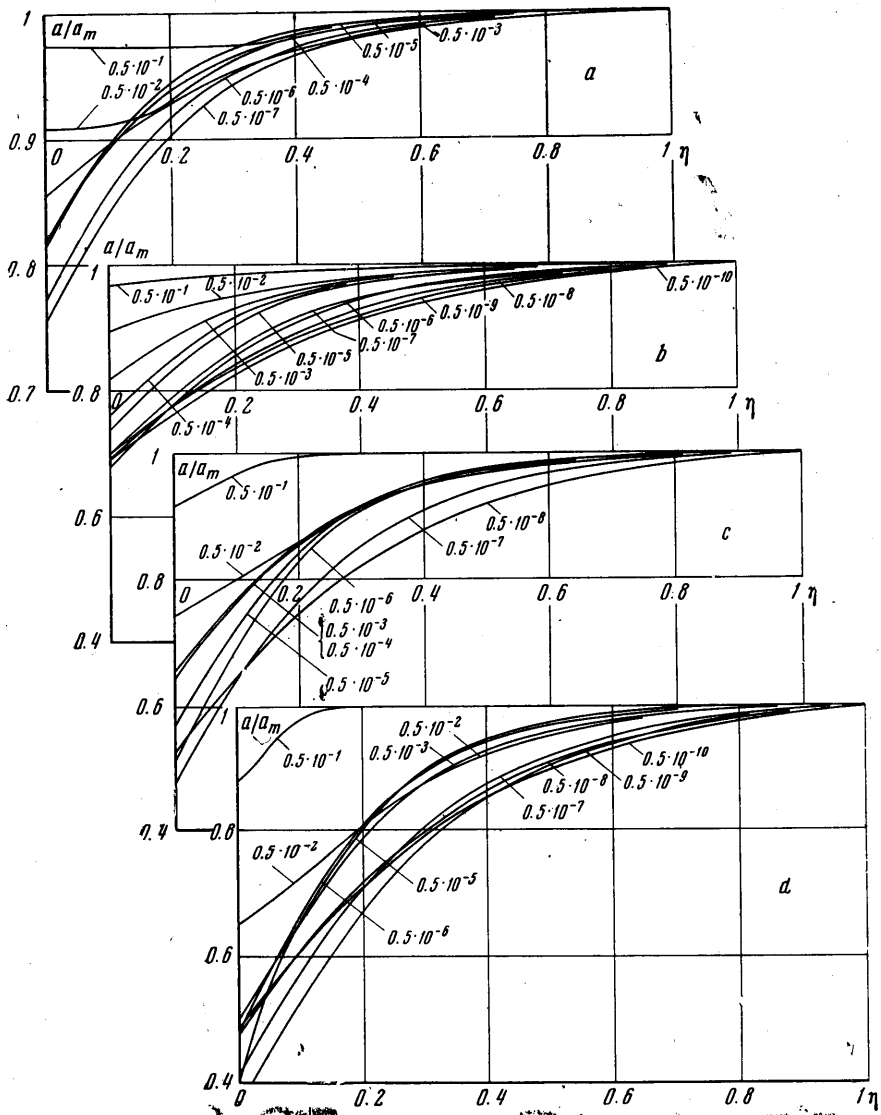
Фиг. 6

Это позволяет полученные на последней характеристике значения a сносить вдоль указанных траекторий и тем самым определить влияние немгновенности раскрытия диафрагмы на параметры рабочей пробки после прохождения ударной волной разгонного участка. На фиг. 8, *a*, *b*, *c*, *d* представлены значения a/a_m в зависимости от $\eta = (x - x_n) / (x_n - x_n)$ для режимов 1, 2, 3, 4 соответственно. Здесь x_n — абсцисса точки пересечения контактной поверхности с линией $t_m = \text{const}$, a_m — значение скорости звука за ударной волной S в точке m . Зависимости X_n от P_- для рассчитанных режимов представлены на фиг. 7. Как видно из фиг. 8, после окончания разгона ударной волны в толкаемом газе имеется существенная неоднородность в скорости звука, и, следовательно, температуре, плотности и т. д., вызванная предысторией движения ударной волны. Качественно аналогичные результаты получены в [6].

На фиг. 9 представлены характерные для рассчитанных режимов графики изменения параметров толкающего газа a/a_k , u/u_k , p/p_k (индексом k помечены пара-

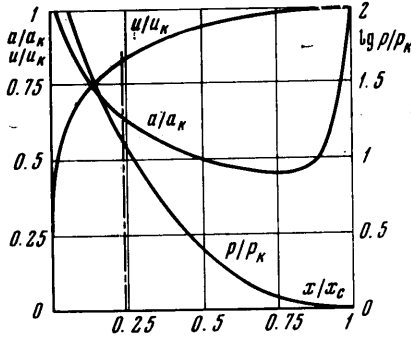


Фиг. 7

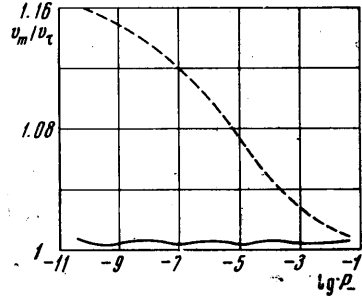


Фиг. 8

метры толкающего газа в точке c , фиг. 4) вдоль последней характеристики в режиме 2 при $P_- = 0.5 \cdot 10^{-5}$ (штрих-пунктирной линией отмечено положение возмущения Q , являющегося здесь аналогом хвоста волны разряжения в идеальной схеме), которые позволяют говорить об отсутствии к концу разгона ударной волны равно-



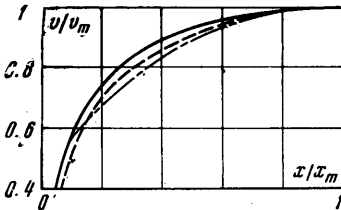
Фиг. 9



Фиг. 10

мерной пробки толкающего газа, предсказываемой по идеальной теории. Полученные указанным выше способом для режима 2 значения v_m (сплошная линия фиг. 10), как и следовало ожидать, лежат между значениями, рассчитанными по схеме Уайта (пунктирная линия) и по идеальной схеме (v_c).

В приведенных выше расчетах учитывались потери полного давления толкающего газа только в ударной волне Q . Однако возможна необходимость учета потери на удар при малых относительных отверстиях в диафрагме, когда эти потери существенно больше потерь в прямом скачке. В этой связи был проведен расчет по схеме фиг. 1, где, как и прежде, записывались уравнения сохранения расхода и энергии между сечениями l , $*$ и z , а условие постоянства энтропии между сечениями $*$ и z было снято; поток в сечении z при этом становился дозвуковым, и возмущения, распространяющиеся вверх по потоку, приходили в сечение $*$. Ниже сечения z течение, по-прежнему, считалось одномерным и нестационарным. Сравнение рассчитанного с учетом приведенного условия изменения v/v_m по длине камеры низкого давления (пунктирная линия фиг. 11) и определенного из фиг. 6 (сплошная линия) с экспериментально измеренными [5] (штрих-пунктирная линия) показывает хорошее совпадение результатов расчетов с экспериментальными данными. Совпадение результатов расчетов (фиг. 11), проведенных в указанных выше предположениях, очевидно, вызвано тем, что вклад



Фиг. 11

изменения параметров потока на разгон ударной волны при малых отверстиях в диафрагме (когда наблюдается существенное различие в потере полного давления) мал по сравнению с вкладом при достаточно больших отверстиях в диафрагме (когда различие в потере полного давления практически исчезает).

3. Приведем сравнение экспериментально измеренного и определенного при помощи графиков фиг. 8 и уравнения (1.6) профиля изменения плотности за ударной волной в толкаемом газе. Экспериментальное изменение профиля плотности в потоке газа за ударной волной определено по полученным с использованием теневого фотоэлектрического метода [18] осциллограммам, представляющим распределение градиента показателя преломления исследуемого потока газа во времени. Измерения проводились в ударной трубе с внутренним диаметром 50 мм на расстоянии 8 м от диафрагмы. Одна из осциллограмм представлена на фиг. 12, а. На этой осциллограмме виден характерный излом записи в области между двумя всплесками, соответствующими прохождению ударной волны и контактной области. Определенное по данной осциллограмме изменение плотности ρ/ρ_- (ρ_- — начальная плотность толкаемого газа) в толкаемом газе (пунктирная

Таблица 2

H ₂ — N ₂			
P_+	P_-	ξ_1	ξ_2
212	5	0.7	0.62
200	5	0.7	0.65
198	10	0.794	0.73
102	10	0.72	0.61
120	10	0.72	0.66
114	50	0.8	0.7

линия) сравнивается на фиг. 12, б с рассчитанным (сплошная линия). В табл. 2 даются значения $\xi = (t_c^\circ - t_c) / (t_c^\circ - t_c)$, рассчитанные (ξ_1) и экспериментально измеренные (ξ_2). Здесь t_c° и t_c (фиг. 4) — время прохождения контактной поверхности и ударной волны через измерительное сечение (x_2), а t_c° — время прохождения через измерительное сечение границы возмущенной раскрытием диафрагмы зоны. Там же приводятся начальные параметры газов (p_+ в кг/см², p_- в мм рт. ст.)



Фиг. 12 а, б

в камерах ударной трубы. Сопоставление экспериментальных данных с расчетными в табл. 2 и фиг. 12 свидетельствует о возможности объяснения наблюдаемого в экспериментах профиля плотности в толкаемом газе за ударной волной влиянием немгновенности раскрытия диафрагмы.

Авторы благодарят Ю. А. Демьянова, Г. И. Таганова, Т. В. Баженову за плодотворные обсуждения этой работы.

Поступило 2 VIII 1968

ЛИТЕРАТУРА

1. Гласс И., Паттерсон Г. Теоретическое и экспериментальное исследование потоков в ударной трубе. В сб.: «Ударные трубы», М., Изд-во иностр. лит., 1962, стр. 138—189.
2. Хэншелл Б. Некоторые аспекты использования ударных труб в аэродинамических исследованиях. В сб.: «Ударные трубы», М., Изд-во иностр. лит., 1962, стр. 2—137.
3. White D. R. Influence of diaphragm opening time on shock-tube flows. J. Fluid Mech., 1958, vol. 4, No. 6, pp. 585—599.
4. Баженова Т. В., Набоко И. М., Предводителева О. А. Влияние диссипации на параметры потока за скачком в ударной трубе. В сб.: «Физическая газодинамика и свойства газов при высокой температуре», М., «Наука», 1964, стр. 80—91.
5. Штеменко Л. С. Течение газа вблизи диафрагмы в ударной трубе. Вест. Моск. ун-та, сер. Физика, астрономия, 1967, № 1, стр. 58—64.
6. Бусыгин Э. П., Тумакаев Г. К. Измерение плотности газа за ударной волной в ударной трубе методом электронного пучка. Ж. техн. физ., 1964, т. 34, вып. 1, стр. 122.
7. Киреев В. Т. О движении ударной волны при мгновенном открытии диафрагмы в ударной волне. Изв. АН СССР, ОТН, Механика и машиностроение, 1962, № 6, стр. 144—146.
8. Campbell G. A., Kimber G. M., Napier D. H. Bursting of diaphragms as related to the operation of shock tubes. J. Sci. Instrum., 1965, vol. 42, No. 6, pp. 381—384.
9. Simpson C. Y. S. M., Chandler T. R. D., Bridgman K. B. Effect on shock trajectory of the opening time of diaphragms in a shock tube. Phys. Fluids, 1967, vol. 10, No. 9, pt. 1, pp. 1894—1896.
10. Spense D. A., Woods B. A. A review of theoretical treatments of shocktube attenuation. J. Fluid Mech., 1964, vol. 19, No. 2, pp. 161—174.
11. Bradley Y. N., Bytlin R. N., Quinn Y. G. An electrical method for breaking shock tube diaphragms. J. Sci. Instrum., 1965, vol. 42, No. 12, pp. 901.
12. Coates P. B., Gaydon A. G. A simple shock tube with detonating driver gas. Proc. Roy. Soc., Ser. A, 1965, vol. 283, No. 1392, pp. 18—32.
13. Roshko A., Vaganoff D. A novel device for bursting shock-tube diaphragms. Phys. Fluids, 1961, vol. 4, No. 11, pp. 1445—1446.
14. Жуков А. И. Применение метода характеристик к численному решению одномерных задач газовой динамики. Тр. Матем. ин-та АН СССР, 1960, № 58.
15. Волконская Т. Г., Павлов Б. М., Попов Н. Н. Расчет процесса сжатия в поршневых установках. В сб.: «Численные методы в газовой динамике», вып. 4. Изд-во МГУ, 1965, стр. 184—210.

16. Штеменко Л. С. Возникновение скачка уплотнения в начальный период течения газа вблизи диафрагмы в ударной трубе. Вестн. Моск. ун-та, сер. Физика, астрономия, 1968, № 3, стр. 82—87.
17. Курант Ф., Фридрихс К. Сверхзвуковое течение и ударные волны. М., Изд-во иностр. лит., 1950.
18. Васильев Л. А., Галанин А. Г., Ершов И. В., Сунцов Г. Н. Фотоэлектрический теневой метод исследования нестационарных процессов. Приборы и техника эксперимента, 1964, № 3.

МЕТОД РАСЧЕТА АЭРОДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК КРЫЛЬЕВ СЛОЖНОЙ ФОРМЫ В ПЛАНЕ С ДОЗВУКОВЫМИ ПЕРЕДНИМИ И ЗАДНИМИ КРОМКАМИ

С. М. БЕЛОЦЕРКОВСКИЙ, Н. А. КУДРЯВЦЕВА, Б. Н. ФЕДОТОВ

(Москва)

В авиации все большее применение находят крылья сложной формы в плане: изменяемой геометрии, с изломами, выступами, криволинейными кромками и т. д. Поэтому возрастает потребность в эффективных теоретических методах, тем более, что число геометрических параметров, характеризующих форму в плане указанных крыльев, велико. Анализ влияния их на аэродинамические характеристики произвести практически невозможно без использования расчетных данных, полученных при помощи ЦВМ.

Крылья сложной формы в плане обладают особенностью, осложняющей построение численных методов для расчета обтекания при сверхзвуковых скоростях. В большом диапазоне чисел Маха M_∞ , представляющем практический интерес, передняя кромка оказывается дозвуковой или смешанной. Кроме того, у крыльев изменяемой геометрии и некоторых других значительный диапазон чисел M_∞ соответствует дозвуковым задним кромкам.

Для крыльев сравнительно простых форм в плане со сверхзвуковыми кромками имеются эффективные решения задачи [1—3]. Методом конических течений получено решение для треугольных крыльев с дозвуковыми передними кромками [4]. Однако работ, в которых удалось бы достаточно строго произвести расчет обтекания крыльев с дозвуковыми задними и смешанными кромками, нам не известно. В данной статье рассматривается численный метод определения стационарных аэродинамических характеристик указанных крыльев при сверхзвуковых скоростях.

Наряду с поступательным движением изучаются вращения крыла с постоянными угловыми скоростями и малые деформации его поверхности. Метод удобен для ЦВМ и эффективен как при дозвуковых и смешанных, так и сверхзвуковых передних и задних кромках крыла.

1. Основные соотношения. Введем связанную с крылом систему координат (фиг. 1), причем под x, y, z будем понимать безразмерные координаты, отнесенные к корневой хорде b .

Делением потенциала возмущенных скоростей на $U_0 b$ (U_0 — скорость начала O) получим безразмерный потенциал $\Phi(x, y, z)$, который, как известно, удовлетворяет уравнению

$$(1 - M_\infty^2) \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} = 0 \quad (1.1)$$

На поверхности крыла S должно выполняться условие непротекания. Считая крыло мало изогнутым и снося условие на плоскость $y=0$, можем написать [5]

$$\left. \frac{\partial \Phi}{\partial y} \right|_{y=0} = -\alpha - \omega_x z + \omega_z x - \frac{\partial f}{\partial x} \quad (1.2)$$

Здесь α — угол атаки, ω_x, ω_z — безразмерные угловые скорости, $f(x, z)$ — закон деформации поверхности крыла, причем

$$\omega_x = \frac{\Omega_x b}{U_0}, \quad \omega_z = \frac{\Omega_z b}{U_0}, \quad y = f(x, z) \quad (1.3)$$