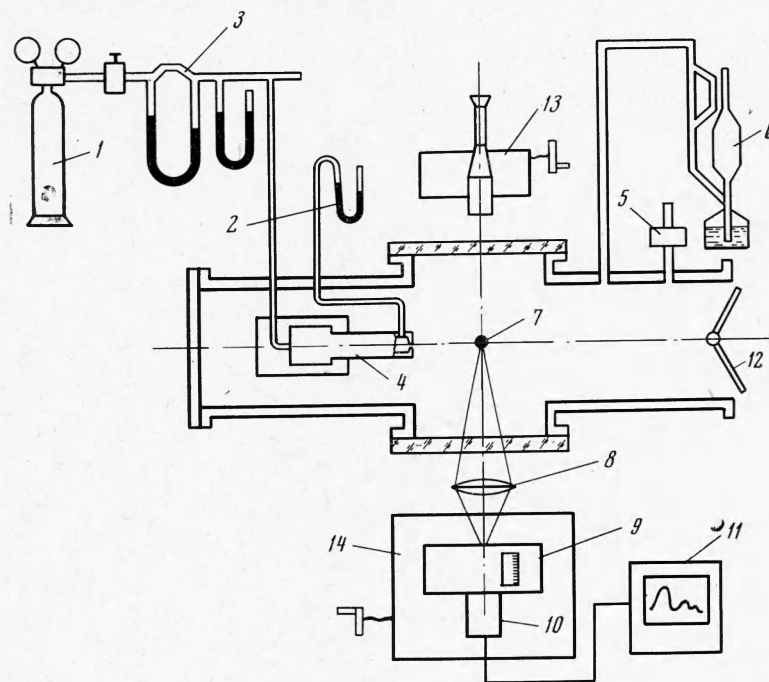


ВЛИЯНИЕ РАЗРЕЖЕННОСТИ НА СТРУКТУРУ СВОБОДНОЙ СТРУИ АЗОТА

А. К. Ребров, С. Ф. Чекмарев, Р. Г. Шарафутдинов

(Новосибирск)

Структура свободной струи за сильно недорасширенными соплами хорошо изучена в отношении геометрии — положения ударных волн и границ струи. Снижение уровня давления приводит к существенному утолщению боковых скачков уплотнения и диска Маха, а также к возрастанию вязкостных эффектов в ядре потока. Имеющиеся экспериментальные данные [1, 2] не позволяют оценить влияние разреженности на структуру свободной струи. Поэтому было предпринято систематическое исследование, основанное на измерении распределения плотности.



Фиг. 1

С помощью пучка электронов получены распределения плотности на оси струи и в диске Маха в диапазоне чисел Рейнольдса, определенных по параметрам в критическом сечении, от 188 до 1990 и нерасчетностях от 40 до 2500.

Описание оборудования и методики измерения плотности. Эксперименты проводились в аэродинамической трубе низкой плотности [3]. Схема рабочей камеры приведена на фиг. 1. Рабочий газ подавался от редуктора баллона 2 через реометр 3 в форкамеру сопла 4 или через боковой натекатель 5 прямо в рабочую камеру. Измерение давления в форкамере сопла производилось U-образным манометром, заполненным дибутылфталатом 2. Для измерения давления в рабочей камере использовался набор манометров Мак-Леода типа «Эталон» 6. Точность измерения давления была в пределах $1 \div 3\%$.

В нижней части рабочей камеры (перпендикулярно плоскости фигуры) устанавливалась электронная пушка. Пучок электронов 7 с энергией 17,5 кэВ и током 0,2 ма проходил перпендикулярно оси струи. Форкамера 4 вместе с соплом была установлена на двухкомпонентном механизированном координатнике с перемещениями 150×80 мм². С помощью этого координатника пучок электронов мог быть пропущен через любую точку струи. Участок светящегося столба газа, возбужденного пучком электронов, фокусировался кварцевой линзой 8 на щель монохроматора SPM-2 9 с уменьшением в 1,5 раз. Щель монохроматора была расположена перпендикулярно пучку электронов. Регистрация свечения осуществлялась с помощью фотоумножителя ФЭУ-39 10, запись тока фотоумножителя производилась потенциометром ЭППВ-60 11.

Измерение плотности. Измерение плотности производилось по интенсивности излучения, возбужденного пучком электронов в видимой области спектра [4]. Интенсивность выбранной полосы азота дается выражением

$$J = Ch \nu_{jk} A_{jk} n_j \quad (1)$$

Здесь j — верхнее возбужденное состояние, k — нижнее состояние, h — постоянная Планка, ν_{jk} — частота перехода, A_{jk} — вероятность спонтанного перехода, n_j — число частиц в верхнем электронном состоянии, c — скорость света, C — приборная константа.

Заселенность верхнего возбужденного состояния n_j определяется выражением

$$n_j = i \sigma_{0j}(\nu) n_0 \quad (2)$$

Здесь i — ток пучка электронов, $\sigma_{0j}(\nu)$ — сечение возбуждения верхнего состояния, n_0 — число молекул в основном состоянии.

Таким образом, для измерения плотности необходимо точное измерение тока пучка электронов и интенсивности излучения. Обычной процедурой является построение тарировочной зависимости интенсивности излучения от газа с известной плотностью и использование ее для определения плотности в неизвестных условиях.

В отношении пригодности для измерения плотности к выбору участка спектра предъявляется ряд требований, в частности:

а) интенсивность выбранных линий или полос должна быть достаточно высока для того, чтобы обеспечить хорошую точность измерений;

б) время жизни возбужденного уровня, с которого происходит излучение, должно быть мало ($10^{-7} \div 10^{-8}$ сек). Невыполнение этого условия ведет к сносу излучения в высокоскоростном потоке и нежелательной зависимости от скорости.

Для того чтобы избежать влияние резонансного поглощения, желательно выбирать излучение, исходящее с возбужденных уровней ионов (N_2^+ , CO_2^+ и т. д.). С целью уменьшения влияния вторичных электронов верхний возбужденный уровень должен иметь высокую энергию. В азоте удовлетворяющей всем этим требованиям является первая отрицательная система полос. Для измерений была выбрана полоса (00) этой системы.

Порядок проведения эксперимента. Перед экспериментом вакуумная система откачивалась до давления ~ 1 мк рт. ст. Давление в объеме пушки при этом было $\sim 10^{-5}$ мм рт. ст. Затем включался подогреватель катода электронной пушки и прогревался несколько минут. После этого через сопло в рабочую камеру подавался газ и проверялось наличие тока пучка на коллекторе по микроамперметру $M=95$. С помощью координатника сопло подводилось вплотную к пучку, и поперечным перемещением координатника соплового блока относительно неподвижного электронного пучка находилась точка в потоке, в которой интенсивность излучения была максимальной.

Аналогично вертикальным перемещением монохроматора 9, установленного на специальном координатнике 14, находилась точка, лежащая на оси струи. После этого сопло отодвигалось, газ подавался через боковой натекатель и производилась тарировка интенсивности излучения от газа с известной плотностью. Плотность определялась по комнатной температуре и по измерению давления манометром Мак-Леода. По результатам тарировки линейность зависимости интенсивности излучения от плотности сохраняется до давления ~ 90 мк рт. ст.

После тарировки газ вновь подавался через сопло. Для записи распределения плотности по оси струи сопловой блок отодвигался в крайнее положение и электронный пучок проходил струю за диском Маха. От этой точки производилась запись распределения плотности при механизированном перемещении соплового блока.

Сопло останавливалось на расстоянии $2 \div 3$ калибров от пучка, и с помощью зрительной трубы катетометра 13, установленного на нониусном устройстве, определялось конечное положение пучка от среза сопла. Во время записи производился контроль тока пучка на коллекторе. Время записи составляло около 15 мин.

Отношение давлений в форкамере к давлению в рабочей камере (p_0 / p_k) менялось с помощью штурки 12, дросселирующей вакуумную магистраль. Диапазон измеряемых плотностей был ограничен линейным участком тарировки.

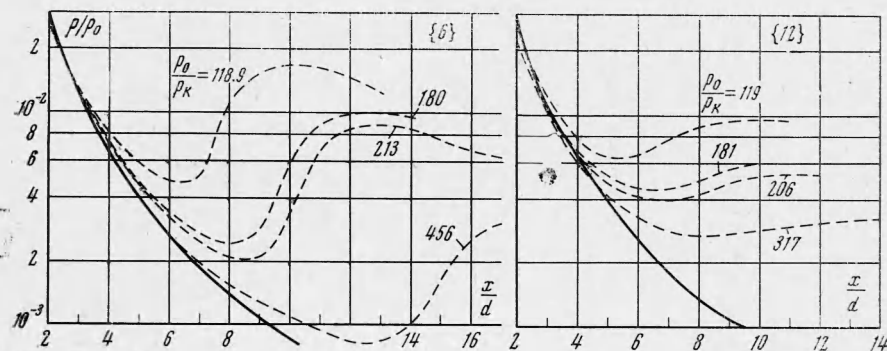
Результаты измерений и их анализ. Эксперименты были проведены на звуковых соплах с диаметрами критического сечения 3 и 7 мм и отношением толщины стенки сопла к диаметру ~ 0.02 . Условия экспериментов приведены в таблице. Диапазон изменения чисел Рейнольдса, определенных по параметрам критического сечения $R_* = 187 \div 1990$. Диапазон отношений давлений в камере торможения и в рабочей камере p_0 / p_k от 40 до 2500. В таблице также указаны расстояния до диска Маха

$$x_m / d_* = 0.67 \sqrt{p_0 / p_k}, K_m$$

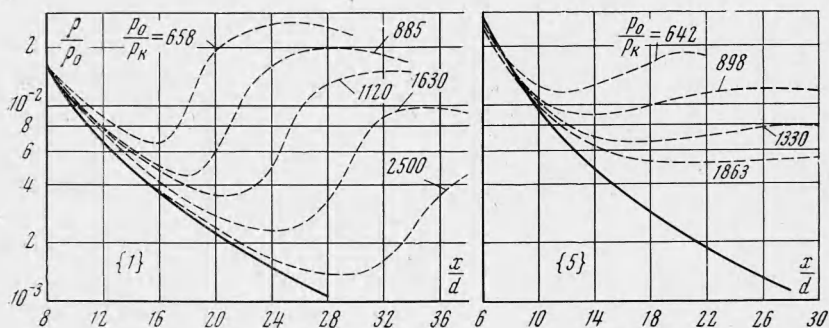
	p_1 , мм рт. ст.	$p_k \cdot 10^{-3}$, мм рт. ст.	R_*	p_0/p_k	ρ_2/ρ_1	K_M	x_M/d^*
	32.4	12.8	1990	2500	3.52	0.052	33.5
	32.5	20	1994	1630	4.2	0.0412	27.1
1.	32.7	29	2001	1120	4.39	0.0342	22.5
	32.8	37.1	2005	885	4.17	0.0303	19.9
	32.9	50	2010	658	3.84	0.0260	17.2
	28.4	11	1740	2580	4.06	0.0595	34.1
	28.5	17.2	1742	1660	3.16	0.0475	27.3
2.	28.5	25.6	1742	1112	4.37	0.0389	22.4
	28.9	32	1772	903	4.34	0.0345	20.2
	28.8	43	1764	670	3.96	0.0300	17.35
	16.0	7.5	977	2140	2.14	0.096	30.9
	16.0	14.2	977	1125	2.34	0.0697	22.5
3.	16.0	14.6	977	1097	3.06	0.0688	22.2
	16.0	17.6	977	910	3.37	0.0627	20.2
	15.8	27.7	967	573	3.86	0.0500	16.1
	10.75	5.2	657	2070	1.55	0.1405	30.5
	10.9	6.4	670	1704	1.69	0.1265	27.7
4.	10.9	9.5	670	1150	1.97	0.103	22.7
	10.9	12	670	908	2.31	0.092	20.2
	10.9	16.2	670	673	2.64	0.079	17.4
	6.15	3.3	376	1863	1.12	0.234	28.9
5.	6.12	4.6	375	1330	1.20	0.198	24.5
	6.10	6.8	374	898	1.342	0.1635	20.0
	6.10	9.5	374	642	1.50	0.138	16.95
	5.7	12.5	814	456	3.8	0.0533	14.32
	5.85	28.5	835	213	4.35	0.0343	9.78
6.	5.92	33	842	180	4.23	0.0323	8.98
	6.00	51	857	117.8	3.76	0.0258	7.26
	3.82	7.18	545	435	2.47	0.0956	13.95
	3.76	11.1	535	338	2.9	0.0700	12.31
7.	3.69	16.5	530	224	3.49	0.0578	10.04
	3.88	22	553	176	3.96	0.0488	8.9
	3.81	32.5	544	117	3.98	0.0408	7.23
	3.27	8.2	466	390	2.5	0.0883	13.21
	3.28	10	468	328	2.6	0.079	12.11
8.	3.3	14.8	470	223	3.04	0.0647	10.0
	3.3	18	470	183	3.48	0.0588	9.05
	3.3	27.1	470	121.8	3.76	0.0479	7.38
	2.74	7.0	392	392	1.9	0.103	13.25
	2.74	8.1	392	338	2.0	0.0958	12.31
9.	2.76	12.8	393	216	2.61	0.076	9.85
	2.76	15.5	393	178	2.78	0.069	8.95
	2.73	22.5	389	121.6	3.36	0.0575	7.38
	1.965	5.06	280	390	1.47	0.143	13.24
	1.95	5.95	278	320	1.576	0.1333	12.06
10.	1.945	8.9	277	219	1.80	0.1086	9.91
	1.965	10.8	280	182	1.95	0.098	9.04
	1.979	17.6	282	112.3	2.38	0.0765	7.11
	4.74	10	672	474	3	0.0655	14.6
	4.74	16	672	296	3.73	0.052	11.51
	4.74	22	672	215	4.05	0.0442	9.85
11.	4.74	34	672	139	4.16	0.0356	7.9
	4.74	40	672	118	4	0.033	7.26
	4.74	52	672	91	3.8	0.0288	6.4
	4.74	58	672	81.5	3.62	0.0273	6.05
	1.333	4.2	190	317	1.19	0.191	11.9
12.	1.322	6.4	189	206	1.295	0.1552	9.62
	1.301	7.2	186	181	1.34	0.1472	9.00
	1.32	11.1	189	119	1.55	0.118	7.30

K_k — число Кнудсена, определенное по диаметру диска Маха $d_m \sim d^* \times \sqrt{p_0 / p_k}$ и длине свободного пробега при температуре торможения и давлении в рабочей камере p_k .

На фиг. 2—3 даны некоторые результаты распределения плотности по оси струи. Условия экспериментов даны под соответствующим номером в таблице.



Фиг. 2



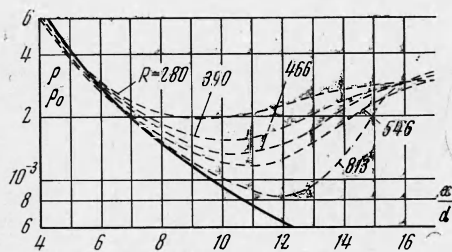
Фиг. 3

Понижение уровня давлений с сохранением постоянной нерасчетности p_0 / p_k (фиг. 4) не меняет положения ударной волны, определяемого по точке максимального положительного градиента, и вызывает лишь увеличение зоны между этой точкой и началом отхода от изэнтропического распределения. Аналогичный результат получен Биром [2] при измерении статического давления.

Отход полученного распределения от изэнтропического связан, очевидно, с увеличением зоны формирования диска Маха и при небольших нерасчетностях может усугубляться влиянием боковых скачков.

Наложение процесса расширения на формирование ударной волны приводит к тому, что отношение плотностей на диске Маха ρ_2 / ρ_1 (ρ_2 — максимальная плотность, ρ_1 — минимальная) не определяется адиабатой Гюгонио, и при уменьшении уровня давлений может произойти переход в ударной волне без повышения плотности (фиг. 2, 3).

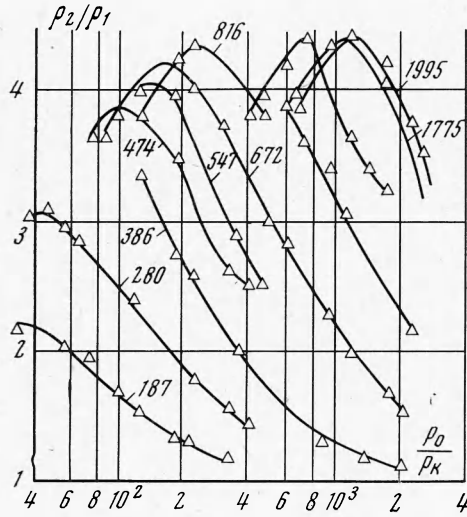
При постоянном числе \bar{R}_* уменьшение p_0 / p_k приводит сначала к увеличению отношения плотностей ρ_2 / ρ_1 , затем происходит переход через максимум и снижение (фиг. 5). Увеличение ρ_2 / ρ_1 связано с тем, что толщина ударных волн уменьшается пропорционально $1 / p_k$, в то время как расстояние до диска Маха уменьшается пропорционально $1 / \sqrt{p_k}$. Другими словами, уменьшение p_0 / p_k приводит к уменьшению от-



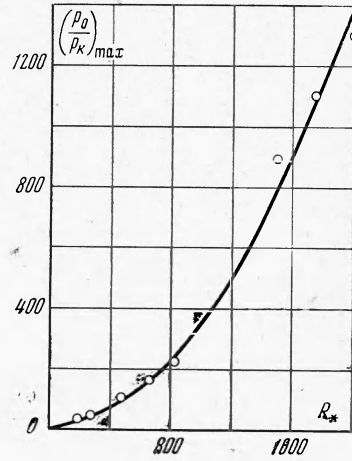
Фиг. 4

нительного влияния процесса расширения. Последующее уменьшение ρ_2 / ρ_1 происходит вследствие того, что ударная волна формируется в области меньших чисел Маха.

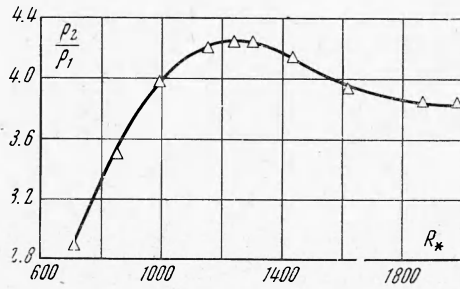
Положение максимума отношения плотностей ρ_2 / ρ_1 зависит от R_* и сдвигается в сторону больших значений p_0 / p_k с увеличением R_* . Эта зависимость удовлетворительно описывается соотношением $(p_0 / p_k)_{\max} = AR_*^2$ (фиг. 6, где A — некоторая константа).



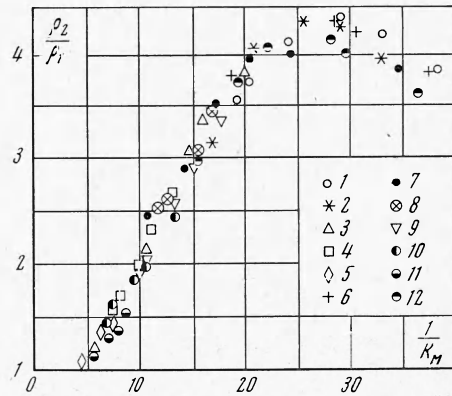
Фиг. 5



Фиг. 6



Фиг. 7



Фиг. 8

На фиг. 7 представлены результаты эксперимента при постоянном p_0 / p_k . С увеличением числа R_* отношение ρ_2 / ρ_1 растет в основном вследствие того, что сокращается зона ударных волн, уменьшается влияние сферичности и формирование ударной волны начинается при больших числах Маха. Последующее понижение перепада плотностей можно связать только с качественным изменением течения в области диска Маха. Можно высказать предположение, что для обсуждаемого эксперимента при $R_* = 1200$ в зоне за отраженным скачком уплотнения начинает формироваться сверхзвуковой поток, который оказывает эжектирующее действие на центральную часть потока (за диском Маха). Так как этот процесс начинается в заднем фронте ударной волны, то и относительная плотность ρ_2 / ρ_1 несколько уменьшается. Прямого доказательства этого предположения пока нет.

Приведенный анализ показывает, что диск Маха в свободной струе низкой плотности представляет собой зону ударного перехода в вязком расширяющемся потоке

при возможном влиянии сдвиговых течений в зоне так называемого стационарного разрыва.

При постоянном T_0 и p_0/p_k критерий R_* по существу отражает влияние разреженности на интенсивность диска Маха. Большой общностью обладает критерий Кнудсена $K_M = \lambda/d_M$, определяемый по геометрическому размеру струи, в частности по диаметру диска Маха d_M и средней длине свободного пробега в заторможенном газе за диском Маха λ .

Критерий

$$\frac{\lambda^*}{d^*} \sqrt{p_0/p_k}$$

используемый Биром [2] и Ющенковой Н. И. с сотрудниками, по существу, тоже является числом Кнудсена, отличающимся от упомянутого выше на постоянный множитель.

На фиг. 8 представлено обобщение экспериментальных данных для ρ_2/ρ_1 по параметру K_M . Режимы 1 ÷ 12 соответствуют таблице. Достаточно удовлетворительно поддаются обобщению правые ветви кривых фиг. 5.

Проведенные исследования вскрыли количественную и качественную связь интенсивности диска Маха в струе разреженного газа с плотностью и нерасчетностью. Для построения полной качественной модели начального участка струи за звуковым соплом при низкой плотности необходимо исследовать условия перехода от описанного вязкого течения к такому, при котором изменение плотности на ударной волне будет подчиняться адиабате Гюгонио.

Поступила 7 VIII 1969

ЛИТЕРАТУРА

1. Ashkenas H., Sherman F. S. The structure and utilization of supersonic free jets in low density wind tunnels. In: Rarefied Gas Dynamics, vol. 2, New York — London, Acad. Press, 1966.
2. Bier K. Dynamik verdünnter Gase. Trans. 3-rd. Internat. Vacuum Congr., Stuttgart, 1965 vol. 1, Pergamon Press, 1966.
3. Ребров А. К., Ярыгин В. Н. Вакуумная газодинамическая установка с электродуговым подогревом газа. Теплофизика высоких температур, 1967, № 1.
4. Muntz E. P., Marsden D. J. Electron excitation applied to the experimental investigation of rarefied gas flow. In.: Rarefied Gas Dynamics, vol. 2; New York — London, Acad. Press, 1963.

НЕСТАЦИОНАРНЫЕ ВОЛНЫ, РАСПРОСТРАНЯЮЩИЕСЯ ВДОЛЬ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В ПЛАЗМЕ

Ю. А. Березин, Г. И. Дудникова

(Новосибирск)

Представлены результаты численного решения задачи о распространении ударных волн вдоль магнитного поля в холодной разреженной плазме. Приведены параметры ударной волны в квазистационарной фазе для малых чисел Маха $M \lesssim 2$. При значении $M_* \approx 4$ профили скорости и плотности частиц стремятся к разрывным.

Стационарные уединенные волны, распространяющиеся вдоль магнитного поля в холодной плазме, рассматривались в работах [1-3].

Обозначения

c — скорость света,	x_0 — эйлерова координата частиц в единицах c / ω_{0i} ,
m_e — масса электрона,	ω_{iH} — циклотронная частота ионов,
m_i — масса иона,	ω_{eH} — циклотронная частота электронов,
β — отношение электронной массы к ионной,	
t — время,	