

3. Shih W. C. L., Krupp R. S. Viscous nonequilibrium blunt-body flow. AIAA Journal, 1967, vol. 5, No. 1.
4. Goulard R. On catalytic recombination rates in hypersonic stagnation heat transfer. Jet Propulsion, 1958, No. 11.
5. Blottner F. G. Viscous shock layer at the stagnation point with nonequilibrium air chemistry. AIAA Journal, 1969, vol. 7, No. 12.
6. Мурзин И. Н. О влиянии переменности числа Прандтля на течение в окрестности критической точки тупого тела при малых числах Рейнольдса. ПМТФ, 1962, № 1.
7. Воронкин В. Г., Гераскина Л. К. Неравновесный ламинарный пограничный слой диссоциирующего воздуха на осесимметричных телах. Изв. АН СССР, МЖГ, 1969, № 3.
8. Мурзин И. Н. О теплообмене в критической точке тупого тела при малых числах Рейнольдса. ПМТФ, 1963, № 5.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ ИОНИЗОВАННОГО ВОЗДУХА ПЕРЕД СИЛЬНОЙ УДАРНОЙ ВОЛНОЙ

В. А. ГОРЕЛОВ, Л. А. КИЛЬДЮШОВА

(Москва)

Приводятся результаты измерения в электроразрядной ударной трубе параметров ионизованного воздуха в зоне перед сильной ударной волной. Измерялись электронная и ионная концентрации, электронная температура и проводимость. При начальном давлении воздуха $p_0 = 0.2$ мм рт. ст. и скорости ударной волны $v_s = 11.3$ км/сек концентрация заряженных частиц на расстоянии 10–100 см перед ударным фронтом $n_e = 9 \cdot 10^{14} - 3 \cdot 10^{10}$ см⁻³. При этом электронная температура на расстоянии 20 см перед фронтом составляет 4000–6000° К, а проводимость $\sigma = 0.4 - 1.3 \cdot 10^{-1}$ ом⁻¹ см⁻¹.

При распространении в газе сильной ударной волны теоретически предсказывается и наблюдается в эксперименте явление ионизации газа перед фронтом ударной волны. С точки зрения современной теории основным процессом, ответственным за ионизацию холодного газа перед фронтом волны, является фотоионизация газа излучением из высокотемпературной зоны за ударным фронтом [1, 2]. Некоторую роль в повышении концентрации заряженных частиц в непосредственной близости от фронта могут играть процессы диффузии электронов через ударный фронт.

В настоящее время известна целая серия работ (см., например, [3]), в которых теоретически рассмотрено это явление предионизации и проведены измерения концентрации заряженных частиц перед ударной волной в ударных трубах с использованием в качестве исследуемого газа аргона, неона, водорода и гелия. В работе [4] приведены результаты измерения при помощи с.в.ч.-интерферометра электронной концентрации в воздухе и чистом азоте при скорости ударной волны $v_s = 9.7 - 12.5$ км/сек и начальном давлении $p_0 = 0.2$ мм рт. ст.

В данной работе также приведены результаты экспериментального исследования ионизованного воздуха перед сильной ударной волной. Помимо электронной концентрации измерена электронная температура T_e и проводимость σ .

Эксперименты проведены в электроразрядной ударной трубе. В качестве толкающего газа использовался гелий. Стенки разрядной камеры были покрыты керамикой. За исключением начального отсека, примыкающего к разрядной камере и изготовленного из нержавеющей стали, рабочий канал представлял собой стеклянную трубу с диаметром 57 мм. Все измерения проведены на расстоянии 4 м от разрядной камеры. Канал трубы откачивался до давления $\sim 10^{-2}$ мм рт. ст. и непосредственно перед пуском наполнялся воздухом, осушенным при помощи селкагеля. Эксперименты проведены при начальном давлении $p_0 = 0.2 - 0.5$ мм рт. ст. Скорость ударной волны определялась при помощи системы ФЭУ и ионизационных датчиков, установленных на стенках канала.

Результаты изучения картины течения газа за ударным фронтом, полученной при помощи фоторегистратора СФР-2М, спектрального исследования излучения газа, исследования по обтеканию цилиндра с плоским торцом свидетельствуют о формировании в исследуемом диапазоне скоростей и давлений области газа, нагретого в ударной волне («пробки»). Толщина пробки составляла 5–10 см при $v_s = 10$ км/сек и $p_0 = 0.5$ мм рт. ст. и 3–4 см при $v_s = 11 - 12$ км/сек и $p_0 = 0.2$ мм рт. ст. Было уста-

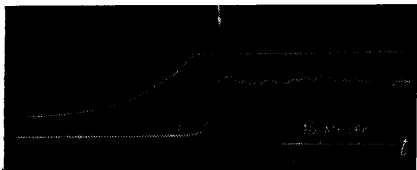
новлено, что в пробке указанной толщины устанавливается равновесное состояние газа. При этом излучение пробки в видимой области спектра на порядок и более превышает излучение толкающего газа.

Для интерпретации полученных в данной работе результатов весьма важным является вопрос об оптической толщине газа в пробке.

При $p_0 = 0.2$ мм рт. ст., $v_s = 11$ км/сек равновесная температура за ударной волной $T \approx 11 \cdot 10^3$ °К и давление $p_2 = 0.4$ атм средний спектральный коэффициент поглощения в области интенсивного фотоионизованного поглощения ($\lambda = 200-1000$ Å) $K_\lambda = 2$ см⁻¹ [5]. Таким образом, в этой области длин волн $K_\lambda x \approx 6$ (x — толщина пробки), и излучение газа в пробке должно мало отличаться от излучения черного тела при соответствующей температуре.

При $\lambda > 1500$ Å слой газа в пробке становится оптически тонким.

Для измерения электронной плотности и температуры в зоне перед ударной волной применялся зондовый метод. При начальном давлении воздуха $p_0 = 0.2-0.5$ мм рт. ст. длина свободного пробега ионов $\lambda_i \approx 10^{-2}$ см, длина Дебая в плазме перед волной $\lambda_D = 10^{-3}$ см, и при работе с зондами небольших размеров можно было



Фиг. 1

воспользоваться теорией зондов, работающих в бесстолкновительном режиме. В условиях экспериментов зонды работали при наличии интенсивного светового потока, поэтому заранее пренебрегать фотоэффектом на поверхности зондовых электродов нельзя. Для того чтобы свести к минимуму возможность ошибок в определении параметров плазмы, обусловленных влиянием фотоэффекта, в работе использовались зонды различного типа, работающие в области как ионного, так и электронного тока насыщения. В контрольных экспериментах изменялась ориентация зондовых электродов относительно направления светового потока.

Концентрация ионов определялась при помощи двойного зонда с цилиндрическими и плоскими электродами. Цилиндрические электроды из вольфрама имели длину 15 мм и диаметр 0.15 мм. Плоские электроды имели размеры 5×15 мм² и толщину 0.1 мм. Зонды устанавливались на оси канала так, что электроды были направлены вдоль оси. В контрольных экспериментах электроды размещались и перпендикулярно оси канала.

В работе применялись две системы питания зондов — переменным и постоянным током. В первом случае напряжение на электроды подавалось от серебряно-цинковых аккумуляторов, зашунтированных конденсаторами (150 мкф). Величина зондового тока регистрировалась на осциллографе ОК-17М. Вся система, включая осциллограф, была изолирована от земли. Правильный режим работы такой системы будет обеспечен при выполнении условия

$$R_p C < \tau, \quad R_p = 2kT_e / eI_{pi}$$

Здесь C — емкость зондовой системы, R_p — эффективное сопротивление приэлектродного слоя зонда, I_{pi} — величина ионного тока насыщения на зонд, τ — характерное время изменения параметров исследуемой плазмы, k — постоянная Больцмана.

В условиях экспериментов $C \approx 200$ мкф, $R_p \approx 10^3-10^4$ ом, и отмеченное выше условие выполняется для $\tau \geq 10$ мксек при цилиндрических и при $\tau \geq 1$ мксек для плоских электродов. Большая часть экспериментов по измерению ионной концентрации проведена с плоскими электродами. Цилиндрический зонд применялся с целью проверки полученных результатов. Ионная концентрация находилась по ионному току насыщения зонда с плоскими электродами по формуле

$$I_{pi} = 0.4n_i e S \sqrt{2kT_e / m_i} \quad (1)$$

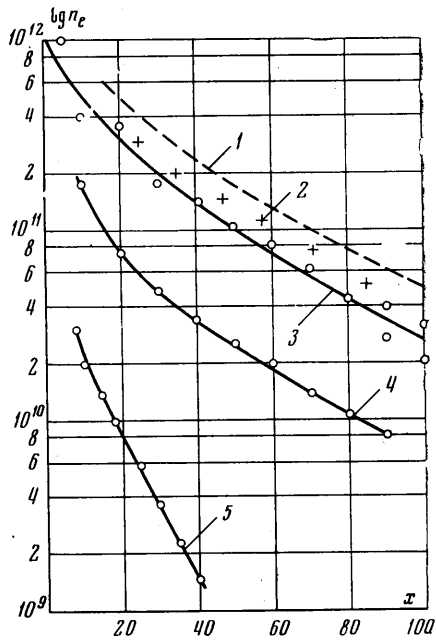
где S — площадь электрода, m_i — масса молекулярного иона (N_2^+ , O_2^+). Для обработки результатов, полученных с цилиндрическими зондами, использовалась формула

$$I_{pi} = en_i S I \quad (2)$$

Здесь $I = I(V_p, \lambda_D / r_p, T_+ / T_-)$ — безразмерный ионный ток, вычисленный в [6]; V_p — разность потенциалов между электродами зонда, r_p — радиус зонда; T_+ и T_- — температуры ионов и электронов соответственно.

Кроме двойных зондов применялся и одиночный зонд, работающий в режиме электронного тока насыщения. Опорным электродом в этом случае служил заземленный металлический фланец, расположенный вблизи зонда. Радиус электрода 0.1 мм, длина 15 мм. Электронная концентрация определялась из выражения, аналогичного формуле (2).

На фиг. 1 приведена типичная осциллограмма зондового сигнала, а на фиг. 2 показаны графики распределения ионной и электронной плотностей перед фронтом ударной волны. На фиг. 1 верхняя и нижняя кривые — запись зондового тока. Чувствительность канала нижнего луча примерно на порядок меньше чувствительности верхнего. На фиг. 2 кривая 1 — результаты [4]; 2 — результаты данной работы (одиночный зонд); 3 — двойной зонд при $p_0 = 0.2$ мм рт. ст., $v_s = 11.3$ км/сек; 4 — двойной зонд при $p_0 = 0.5$ мм рт. ст., $v_s = 10$ км/сек; 5 — двойной зонд при $p_0 = 0.5$ мм рт. ст., $v_s = 8.4$ км/сек. Следует отметить большие значения электронной и ионной концентрации перед фронтом волны, особенно при $v_s > 10$ км/сек. Отметим, что при $p_0 = 0.2$ мм рт. ст. и $v_s = 11$ км/сек концентрация электронов за ударным фронтом составляет $n_e \approx 5 \cdot 10^{16}$ см⁻³. Заметный подъем уровня концентрации ионов регистрируется вблизи фронта, при $x < 20$ см. Наблюдается удовлетворительное согласие между результатами экспериментов с двойным и одиночным зондами. Результаты зондовых измерений с учетом погрешностей в определении n_i и n_e зондовым методом вполне удовлетворительно согласуются с результатами измерения n_e в аналогичных условиях, выполненных в работе [4] с использованием с.в.ч.—интерферометра. При сравнении результатов данной работы с [4] необходимо учитывать, что кривая зависимости $n_e = f(x)$ из [4], приведенная на фиг. 2, получена в ходе эксперимента, который проведен в металлическом канале с хорошо отражающими излучение стенками. На фиг. 2 x — расстояние от фронта, измеряемое в см.

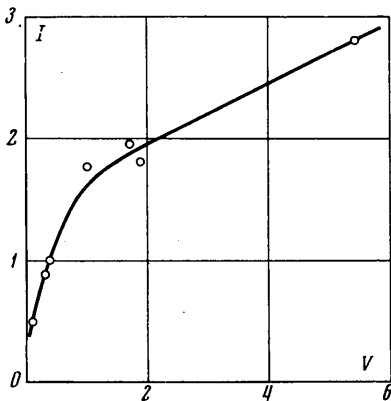


Фиг. 2

Неплохое согласие результатов, которые получены разными методами, а также контрольные эксперименты, проведенные при различной ориентации электродов зондов, свидетельствуют, с одной стороны, о возможности исследования области предионизации зондовым методом (такой же вывод сделан в работе [7]) и, с другой стороны, подтверждают вывод [4] о том, что главным источником появления значительной электронной плотности перед фронтом волны в ударной трубе является фотоионизация воздуха.

Подчеркнем, что в отличие от [4] измерения зондовым методом носят локальный характер и полученные значения n_i и n_e соответствуют области газа на оси канала. (Характерное время амбиполяризации от стенки канала к оси $\tau_d \sim 10^{-3}$ сек.)

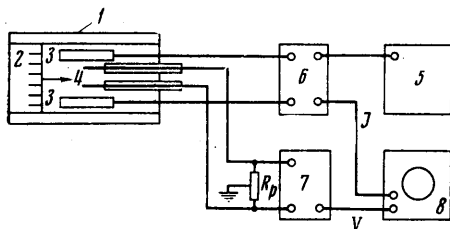
Большой интерес представляет измерение электронной температуры T_e в зоне предшествующей ионизации. Измерение T_e проведено зондовым методом путем снятия зондовой характеристики одиночного зонда. Вследствие быстрого изменения n_e перед фронтом волны не удалось получить зондовую характеристику за один пуск при подаче на зонд переменного напряжения. Поэтому снималась характеристика, усредненная за несколько пусков. Вблизи оси канала были установлены два цилиндрических зонда. На один из них подавалось неизменное напряжение $+1.7$ в, напряжение на другом изменялось перед пусками от $+0.1$ до $+5.7$ в. Первый зонд был контрольным. Регистрируя ток на этот зонд, можно было учесть изменение концентрации электронов от пуска к пуску и внести соответствующие поправки к величине тока на второй зонд, приводя его значение в соответствие с усредненным значением перед волной. Полученная таким образом зондовая характеристика при $p_0 = 0.2$ мм рт. ст., $v_s = 11.3$ км/сек и $x = 20$ см приведена на фиг. 3. Здесь I выражается в мА, V в в. Температура T_e определялась по тангенсу угла наклона прямолинейного



Фиг. 3

линейного участка. Температура T_e определялась по тангенсу угла наклона прямолинейного

участка характеристики, построенной в полулогарифмическом масштабе. Ее значения оказались заключенными в интервале 4000—6000° К. Величина интервала определяется погрешностью в измерении зондового тока и построении зондовой характеристики.



Фиг. 4

го изложен в работе [8]. На фиг. 4 показана соответствующая блок-схема эксперимента: 1 — рабочий канал ударной трубы, 2 — фронт ударной волны, 3 — плоские электроды, 4 — зонды, 5 — генератор ГЗ-7А, 6 — усилитель мощности, 7 — дифференциальный усилитель, 8 — осциллограф ОК-17М. Между плоскими электродами с размерами $15 \times 20 \text{ мм}^2$, расположенными на расстоянии 15 мм друг от друга, размещались измерительные цилиндрические зонды с диаметром 1 мм, а в нескольких экспериментах — плоские зонды размером $5 \times 5 \text{ мм}^2$. Расстояние между измерительными электродами $l = 12 \text{ мм}$. Проводимость определялась по формуле

$$\sigma = jl / V \quad (3)$$

где j — измеренная плотность тока между зондами. Так как ожидаемая величина V меньше потенциала «плавающего» зонда в плазме, измерения проводились при подаче на электроды переменного напряжения 3,5 в с частотой $f = 200 \text{ кГц}$. Напряжение на электроды поступало от генератора ГЗ-7А через усилитель мощности и разделительный трансформатор. Сопротивление между измерительными зондами $R = 200 \text{ ком}$, при этом выполнялось условие $R > 2kT_e / eI_{pi}$. На фиг. 5 представлены осциллограммы тока между электродами (верхняя), и разность потенциалов между зондами (нижняя осциллограмма). В момент прихода ударной волны дифференциальный усилитель, сигнал с которого поступал на пластины ОК-17М, перегружался под действием плавающего потенциала зондов, и регистрация переменного напряжения прекращалась.

При $r_0 = 0.2 \text{ мм рт. ст.}$, $v_s = 11.3 \text{ км/сек}$ и $x = 20 \text{ см}$ по результатам экспериментов получены значения проводимости в диапазоне $0.4 - 1.3 \cdot 10^{-1} \text{ ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$.

По формуле

$$v_e = n_e e^2 / m_e \sigma \quad (4)$$

используя измеренные значения n_e и σ , определяем частоту электронных столкновений v_e . Условиям экспериментов соответствовало значение $v_e = 1 - 3 \cdot 10^9 \text{ сек}^{-1}$. Этому значению v_e соответствует электронная температура $T_e = 6000 - 7000^\circ \text{ К}$. Учитывая погрешности в определении σ и неточное знание величин сечения рассеяния электрона в воздухе, можно, по-видимому, считать, что результаты измерения проводимости согласуются с зондовыми измерениями n_e и T_e .

В заключение авторы благодарят В. М. Чернышова за помощь в проведении эксперимента.

ЛИТЕРАТУРА

Поступило 1 X 1970

1. Биберман Л. М., Севастьяненко В. Г., Якубов И. Т. Фотоионизация кислорода перед фронтом сильной ударной волны в воздухе. Теплофизика высоких температур, 1964, т. 2, № 3, стр. 333.
2. Wetzel L. Far-flow approximations for precursor ionization profiles. AIAA Journal, 1964, vol. 2, No. 7. (Рус. перев.: Ракетная техника и космонавтика, 1964, т. 2, № 7, стр. 56.)
3. Макаров Ю. В., Чекалин Э. К. Физические процессы в электромагнитных ударных трубах. М., Атомиздат, 1968.

4. Омра М., Presley L. L. Electron density measurements ahead of shock waves in air AIAA Journal, 1969, vol. 7, No. 12, pp. 2363—2365.
5. Коньков А. А., Нейланд В. Я., Николаев В. М., Пластинин Ю. А. Проблемы лучистого теплообмена в гиперзвуковой аэродинамике. Теплофизика высоких температур, 1969, т. 7, № 1, стр. 140.
6. Laframboise J. Theory of cylindrical and spherical langmuir probes in a collisionless plasma at rest. Proc. 4-th Internat. Sympos. on Rarefied Gas Dynamics, Toronto, 1964, New York — London, Acad. Press, 1966, vol. 2, p. 22.
7. Whelan P. J., Nodwell R. A., Smy P. R. Double probe measurements of precursor ionization. Proc. 7-th Internat. Conf. on Phenomena in Ionized Gases, Beograd, 1965, vol. 2.
8. Горелова М. А., Горелов В. А., Кильдюшова Л. А. Измерение электропроводности воздуха за падающей и отраженной ударной волной электродным методом. Теплофизика высоких температур, 1969, т. 7, № 1, стр. 18.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕЧЕНИЯ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОЙ ЖИДКОСТИ В КРУГЛОЙ ТРУБЕ В ПРОДОЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Е. Ю. КРАСИЛЬНИКОВ, В. Г. ЛУЦКИЧ, В. С. НИКОЛАЕНКО, И. Г. ПАНЕВИН

(Москва)

Приводятся результаты первой серии экспериментального исследования стабилизации течения электропроводной жидкости в трубе в продольном магнитном поле. Длина трубы, находящейся в однородном магнитном поле, составляла 335 диаметров. Эксперименты проводились при четырех постоянных значениях числа Гартмана 52, 98, 158 и 170 в интервале значений числа Рейнольдса $10^3 \div 3.5 \cdot 10^4$. Экспериментальные данные, полученные в виде зависимостей коэффициента гидравлического сопротивления от чисел Рейнольдса и Гартмана, показывают, что при указанных выше четырех значениях числа Гартмана и числах Рейнольдса соответственно 3050, 4250, 5960 и 6350 было получено стабилизированное ламинарное течение, при этом коэффициент гидравлического сопротивления соответствовал его значению, определяемому законом Пуазейля.

Экспериментальному исследованию влияния продольного магнитного поля на турбулентное течение электропроводной жидкости в трубах посвящено несколько работ [1—6]. Наиболее подробно исследовалась зависимость коэффициента гидравлического сопротивления λ от числа Рейнольдса R и числа Гартмана H . Полученные в работах [1—3, 5, 6] данные в области перехода от ламинарного течения к турбулентному, прилегающей к кривой Блазиуса, хорошо согласуются между собой.

В области же, примыкающей к кривой Пуазейля, наблюдается заметное различие в характере экспериментальных зависимостей, что видно из фиг. 1, где в качестве примера приведены опытные данные, полученные в различных работах (точки 1, 2, 3, 4 получены соответственно при значениях $H = 78.8, 84.0, 88.5, 71.4$ и заимствованы соответственно из работ [1—3, 6]). В то время как экспериментальные результаты работ [2, 6] близки к кривой Пуазейля, данные работ [1, 3, 5] расположены заметно выше ее в области $R = 2 \cdot 10^3 - 4.0 \cdot 10^3$ ($R = \langle u \rangle d / \nu$, где $\langle u \rangle$ — средняя скорость течения, d — диаметр трубы, ν — коэффициент кинематической вязкости).

Отмеченное превышение может быть связано с двумя причинами: отсутствием гидродинамической стабилизации потока и неполным подавлением турбулентных пульсаций продольным магнитным полем в указанном интервале чисел R .

Из гидродинамики хорошо известно [7—11], что при ламинарном течении в отсутствии магнитного поля длина начального участка трубы l , на котором происходит стабилизация течения, связана с числом Рейнольдса соотношением $l/d \geq 0.06 R$. Таким образом, для получения стабилизированного течения, которому соответствует закон Пуазейля, необходимо иметь достаточно большой начальный участок трубы, длина которого прямо пропорциональна числу Рейнольдса. Например, при $R = 3000$ его длина должна составлять не менее 180 диаметров. В пределах же начального участка, как известно, величина λ должна лежать выше кривой Пуазейля.

Наложение продольного магнитного поля на развитое или формирующееся турбулентное течение в трубе может при определенном соотношении чисел Рейнольдса и Гартмана ($H = Bd\sqrt{\sigma}/\nu\rho$, где B — индукция магнитного поля, σ — электропроводность, а ρ — плотность жидкости), с одной стороны, подавить турбулентные пульсации и таким образом ламинаризовать течение жидкости, а с другой стороны,