

9064

17

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СИБИРСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ АН СССР

препринт 133

Г.Г.Долгов-Савельев, А.И.Курбатов, В.К.Малиновский

**Квазистационарные ударные волны
в плазме без магнитного поля**

г.Новосибирск 1967

В В Е Д Е Н И Е

Из теоретических работ, посвященных изучению структуры ударных волн в плазме, известно, что диссипация энергии вследствие вязкости и теплопроводности обуславливает непрерывное изменение физических величин при переходе через фронт волны. Ширина области перехода конечна, и при не слишком малых числах Маха ($M > 2$) равна одной-двум длинам свободного пробега ионов в плазме за скачком уплотнения. Численные расчеты, проведенные для сильных ударных волн ($M=10$) /1/ согласуются с этими предельными оценками, однако экспериментальные работы, касающиеся изучения структуры волн, практически отсутствуют. Из известных нам экспериментальных работ, проведенных на ударных трубах, следует отметить работу Шермана /2/, который показал, что толщина скачка является величиной порядка среднего свободного пробега за скачком.

Ниже описаны результаты экспериментов по изучению структуры ударных волн, образующихся при обтекании тела потоком высокоионизованной плазмы.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА И РЕЗУЛЬТАТЫ

Плазменный поток создавался с помощью коаксиального ускорителя, режим работы которого был выбран таким образом, чтобы обеспечить однородность параметров потока по сечению камеры, минимальное количество примесей и достаточную для соблюдения условий квазистационарности обтекания длительность рабочей части.

Параметры плазменного потока были следующими:

$$n_{e\max} = 5 \cdot 10^{15} \text{ I/cm}^3$$

$$v_{\parallel} = 9,3 \cdot 10^6 \text{ см/сек.}$$

$$T_e = T_i = T_o = 4 \text{ эв.}$$

$$\tau = 10^{-5} \text{ сек.}$$

Для исследования структуры волн при меньших плотностях использовалась камера расширения, и в месте наблюдения мы имели соответственно:

$$n_{e\max} = 2 \cdot 10^{14} \text{ I/cm}^3$$

$$v_{\parallel} = 1,2 \cdot 10^7 \text{ см/сек.}$$

$$T_e = T_i = T_o = 1,4 \text{ эв}$$

$$\tau = 1,5 \cdot 10^{-5} \text{ сек.}$$

где $n_{e\max}$ - максимальная плотность электронов

v_{\parallel} - направленная скорость потока

T_o - температура в исходном потоке

τ - длительность рабочей части сгустка.

Условие квазистационарности процесса обтекания $\tau \gg L_{\text{хар}}/v_{\parallel}$ (где $L_{\text{хар}}$ - размер тела) выполнялось в обоих вариантах.

В качестве основного метода диагностики был выбран метод оптической интерферометрии /3/, наиболее ценным качеством которого является отсутствие воздействия измерительной аппаратуры на изучаемое явление. Измерение распределения плотности при изучении структуры ударных волн имеет особо важное значение, так как распределение плотности связано со скоростями релаксационных процессов.

Источником света для интерферометра служил рубиновый лазер в режиме импульсной добротности для кадровых съемок и в режиме квазинепрерывной генерации для хронографических разверток.

Кадровые фотографии позволяли получить картину обтекания с экспозицией $2 \cdot 10^{-8}$ сек. Из них определялся пространственный размер области перехода, скорость заполнения следа и изменение

амплитуды волны на различных удалениях от обтекаемого тела. Обработка хронографических разверток давала возможность построить пространственно-временную картину как исходного течения, так и течения при наличии возмущаемого тела на любом удалении от последнего.

Хронографические развертки интерференционной картины по длине щели, ориентированной в направлении движения, позволяли определить скорость перемещения сгустка плазмы. Для контроля скорости использовались также ленгмюровские зонды и фотоумножители.

Температура электронов плазмы в исходном потоке и за скачком уплотнения определялась по спектру рассеянного излучения света рубинового лазера /4/. Определение величины интегральной интенсивности томсоновского рассеяния позволяло судить о локальной концентрации плазмы.

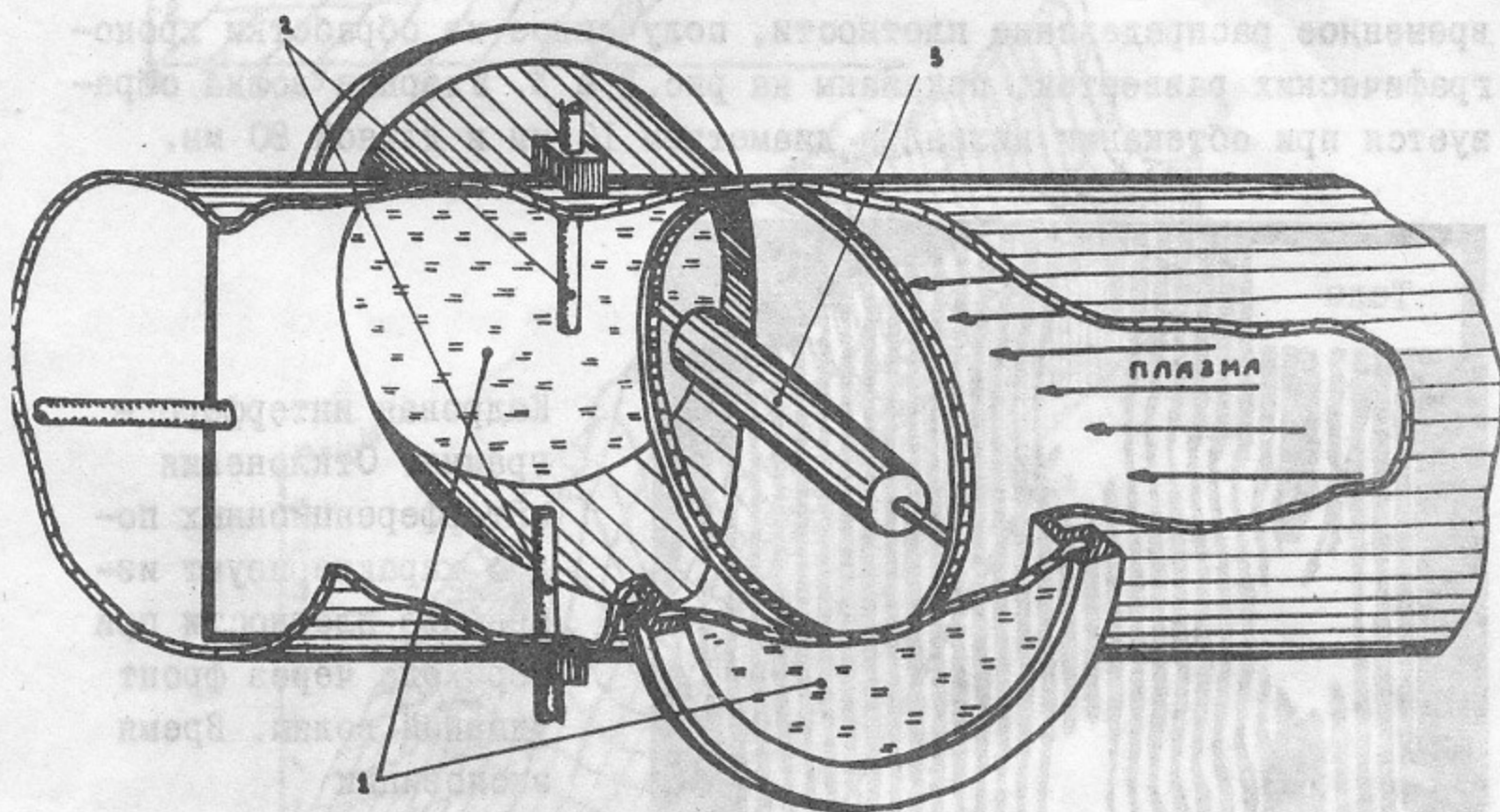


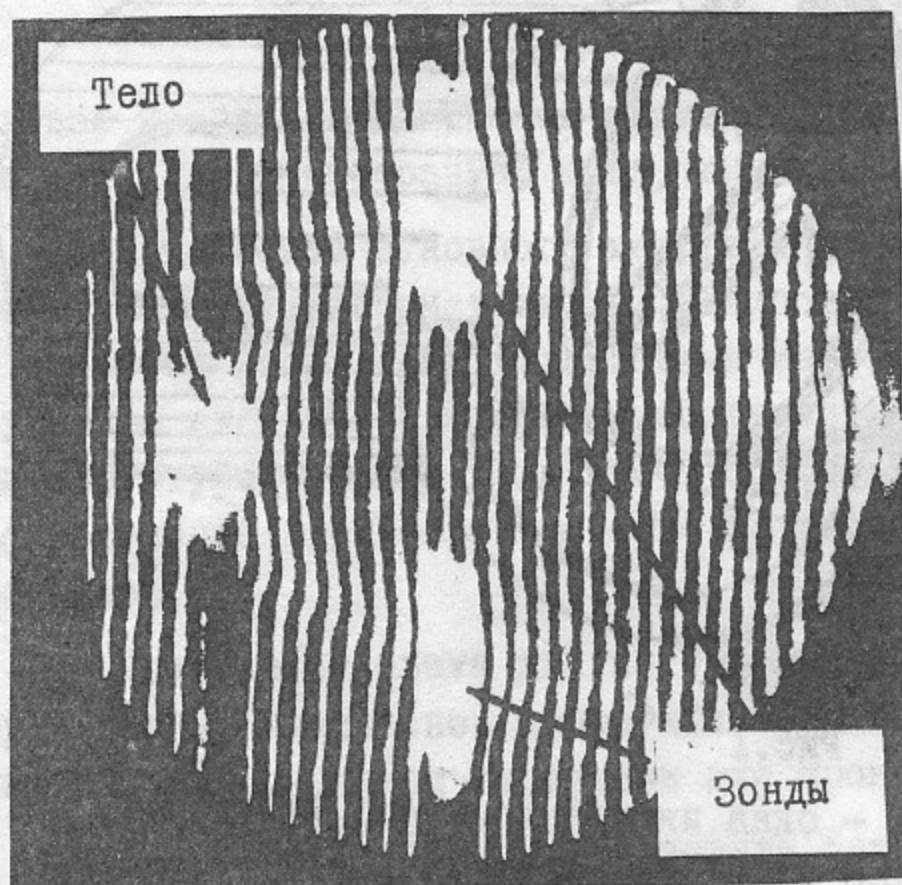
Рис. I

Экспериментальная камера. I - окна интерферометра, 3 - тело, 2 - зонды. Диаметр камеры 100 мм в варианте I и 400 мм в варианте 2.

На рис. I схематически показана камера, расположение смотровых окон интерферометра и зондов. При измерениях, связанных с рассеянием лазерного излучения, пучок света вводился вертикально, зонды в этом случае не ставились.

Совокупность описанных выше экспериментальных методик позволяет определить независимо $\rho_1, \rho_2, T_1, T_2, v_{II}$, M /число Маха/, а также ширину фронта волны. Имеющийся в некотором смысле "переизбыток" информации можно использовать для оценки достоверности экспериментальных данных, полученных с помощью различных методик. Применяемые при этом расчетные соотношения заимствованы из газодинамики идеального газа, что правомочно для наших параметров, поскольку энергия кулоновского взаимодействия соседних частиц мала по сравнению с их энергией теплового движения $(Ze)^2/r_0 \ll kT$, где Z - средний заряд частиц, r_0 - среднее расстояние между частицами, n - плотность частиц.

Типичный вид кадровой интерферограммы и пространственно-временное распределение плотности, полученное из обработки хронографических разверток, показаны на рис. 2 и 3. Ударная волна образуется при обтекании цилиндра диаметром 10 мм и длиной 80 мм.



Кадровая интерферограмма. Отклонения интерференционных полос характеризуют изменение плотности при переходе через фронт ударной волны. Время экспозиции

$$\tau = 2 \cdot 10^{-8} \text{ сек.}$$

Рис. 2.

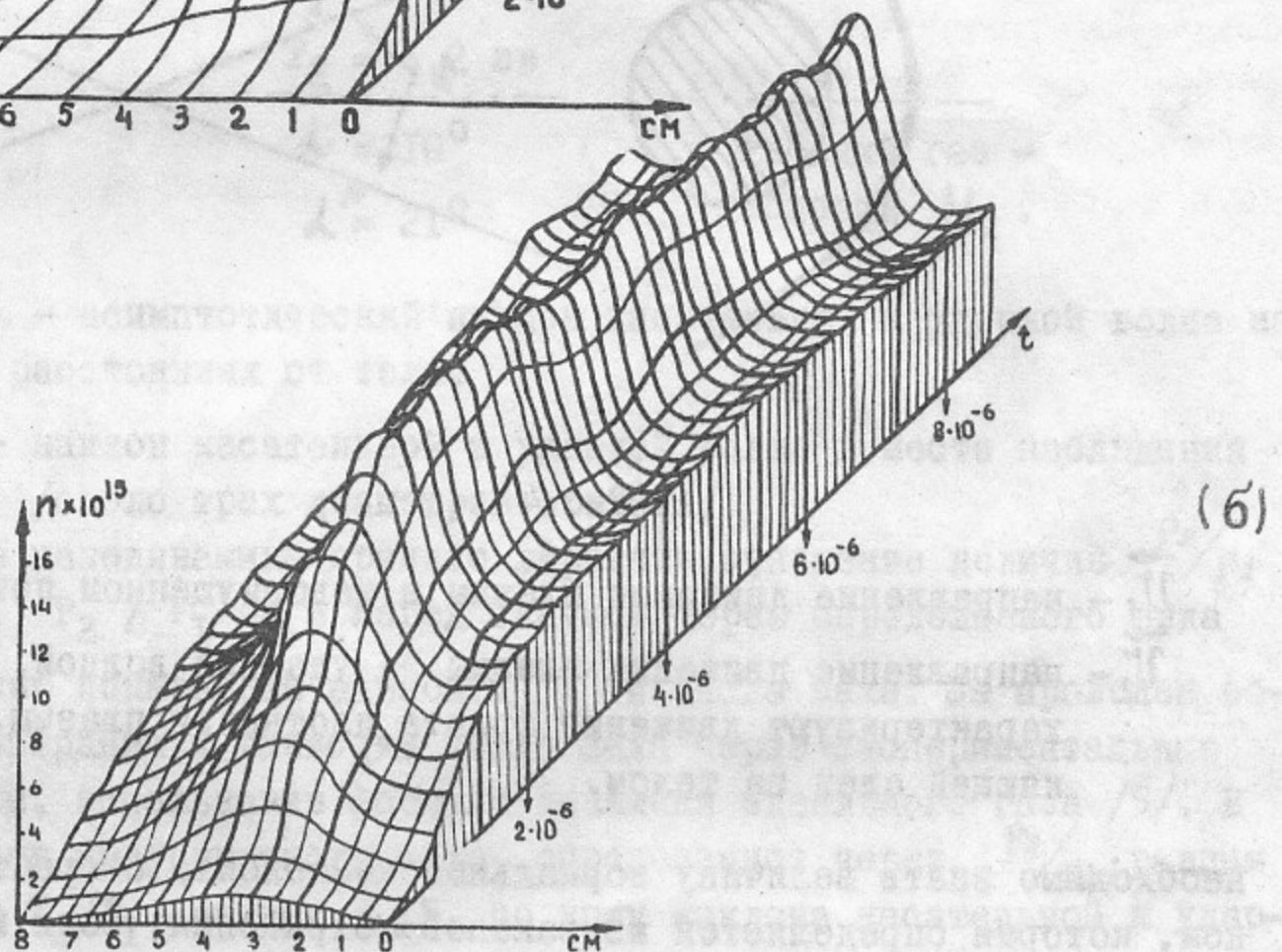
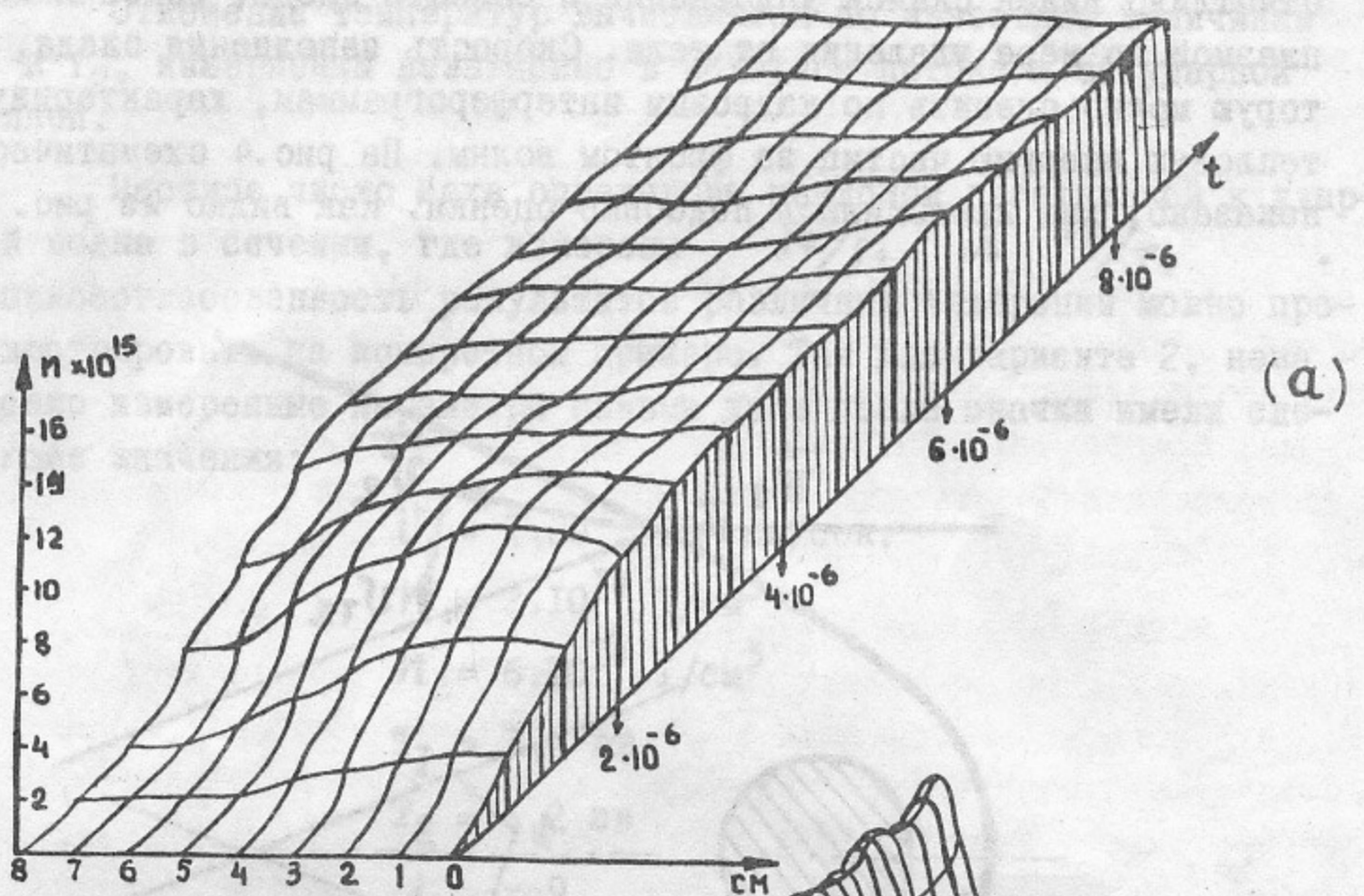


Рис. 3

Пространственно-временные картины распределения плотности в исходном потоке (3а) и на расстоянии 3-х диаметров от обтекаемого тела (3б). Ось ot проходит через центр камеры.

Направление движения потока перпендикулярно образующей цилиндра. Отчетливо виден скачок уплотнения и область следа, заполняющаяся плазмой по мере удаления от тела. Скорость заполнения следа, которую можно оценить по кадровым интерферограммам, характеризует тепловую энергию частиц за фронтом волны. На рис. 4 схематически показано, как проводились подобные оценки. Как видно из рис. 4,

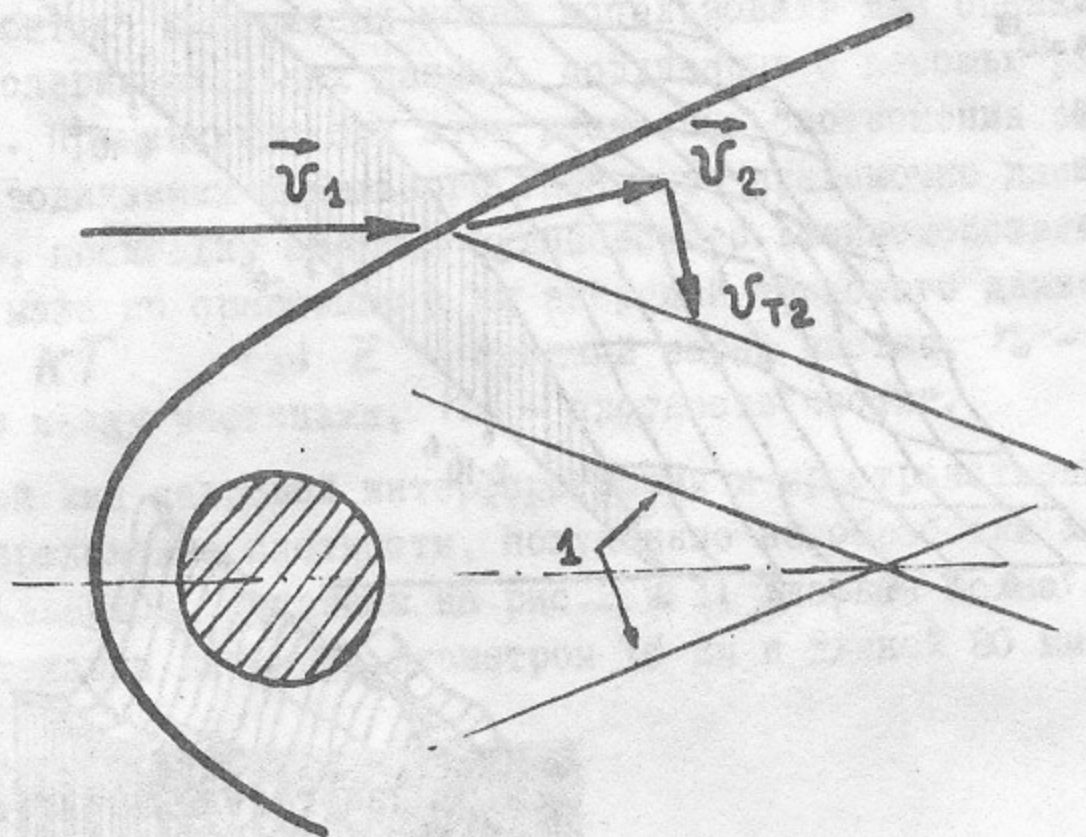


Рис. 4

\vec{v}_1 - направление движения плазмы в невозмущенном потоке;
 \vec{v}_2 - направление движения плазмы за ударной волной. Линии I характеризуют движение фронта плотности плазмы, заполняющей след за телом.

необходимо знать величину нормальной компоненты скорости за скачком, которая определяется из законов сохранения, если известно либо отношение плотностей, либо отношение температур, либо местное число Маха.

Отношение плотностей на скачке определяется из сравнения пространственно-временных картин распределения плотности в исходном потоке (3а) и месте наблюдения (3б), причем вид зависимости

$\rho_2/\rho_1 = f(t)$ позволяет, как будет показано ниже, оценить

степень влияния реальных свойств тела на характеристики течения.

Отношение температур вычисляется по известным величинам T_I и T_2 , измеряемым независимо в исходном потоке и за ударной волной.

Местное число Маха определено наклоном касательной к ударной волне в сечении, где измерены ρ_2/ρ_1 и T_2/T_1 . Взаимосогласованность результатов различных измерений можно проиллюстрировать на конкретном примере. Так для варианта 2, независимо измеренные параметры плазмы до и после скачка имели следующие значения:

$$U_{II} = 1,20 \cdot 10^7 \text{ см/сек.}$$

$$n_1 = 2 \cdot 10^{14} \text{ I/см}^3$$

$$n_2 = 6 \cdot 10^{14} \text{ I/см}^3$$

$$T_I = 1,4 \text{ эв}$$

$$T_2 = 5,2 \text{ эв}$$

$$\alpha = 10^0$$

$$\alpha^* = 21^0$$

Рабочий газ -

водород H_2 .

где α - асимптотический наклон касательной к ударной волне на больших расстояниях от тела.

α^* - наклон касательной к ударной волне в месте наблюдения /около трех диаметров от тела/.

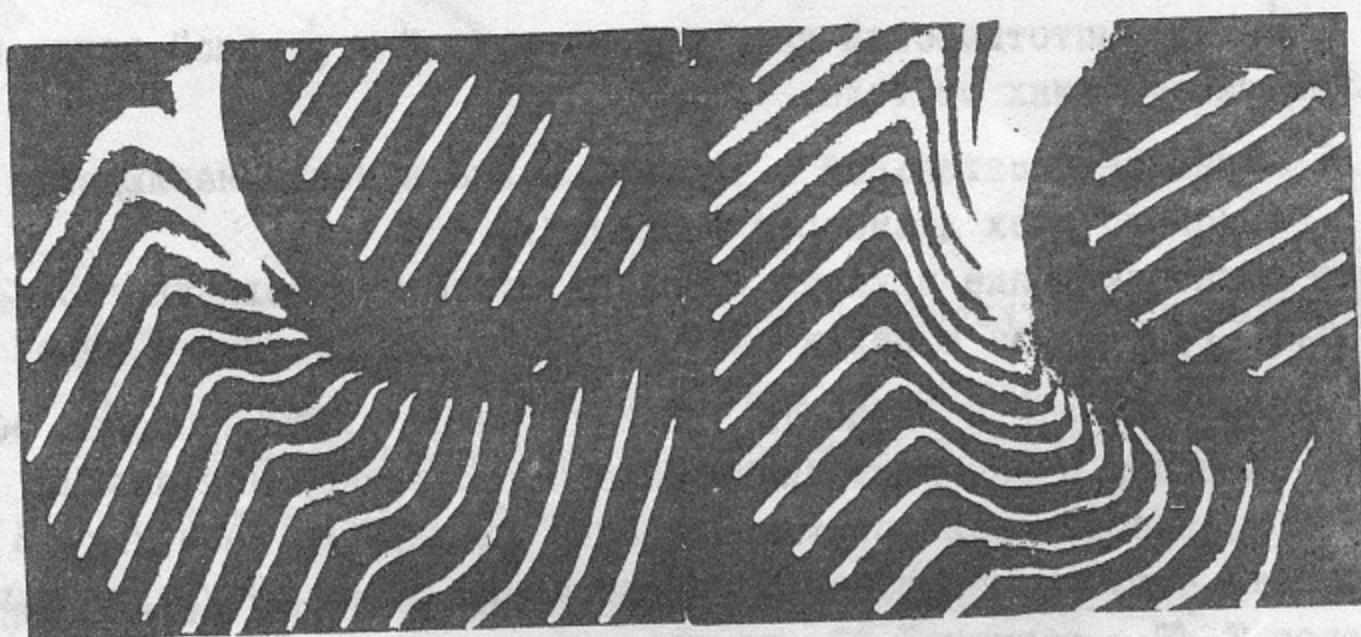
Обычно в газодинамике принято выражать отношение величин ρ_2/ρ_1 , T_2/T_I , P_2/P_I за и перед скачком через определенного вида комбинацию показателя адиабаты γ и числа Маха. Мы проведем обратную операцию и вычислим число Маха через экспериментальные параметры, используя формулы динамики идеального газа [5]. В результате получим число Маха, определенное через ρ_2/ρ_1 , равным 3, через T_2/T_I - равным 3,15, по углу наклона касательной к ударной волне в месте измерений - равным 2,8. При этом предполагалось, что $\gamma = 5/3$. Наименее достоверно, по-видимому, определение числа Маха по углу наклона касательной. Ошибка $\pm 1^0$ в определении угла изменяет M от 2,66 до 2,92.

Число Маха в исходном потоке, вычисленное по направле-

ной скорости и начальной температуре, равно 7,3 тогда как по асимптотическому наклону касательной к ударной волне $M = 5,75$. Столь большое расхождение объясняется той низкой точностью, с которой определяются отклонения интерференционных полос при $\rho_2/\rho_1 \sim 1$, а также конечными размерами камеры наблюдения. Данные остальных измерений согласуются вполне удовлетворительно.

Длина свободного пробега ионов в плазме за скачком уплотнения, вычисленная по экспериментально определенным температуре и плотности, для варианта I равна $0,4 \pm 0,6$ мм, для варианта 2 — $(1,5 \pm 2)$ мм. Ширина фронта волны, определенная по кадровым интерферограммам и пространственно-временным картинам распределения плотности, равна $0,8 \pm 1$ см как для варианта I, так и для варианта 2.

Вблизи обтекаемого тела отношение плотностей ρ_2/ρ_1 превышает 4, что указывает на неравновесность течения и значительную роль релаксационных эффектов, одним из которых является, по-видимому, интенсивная ионизация выделяющихся из поверхности сорбированного газа и паров материала поверхности. В наибольшей степени роль релаксационных эффектов проявляется в зоне головной ударной волны (рис. 5). Расстояние отхода скачка от поверхности



(а)

Рис. 5

(б)

Обтекание цилиндров из нержавеющей стали (а) и органического стекла (б).

$$V_{\parallel} = 9,3 \cdot 10^6 \text{ см/сек}, M = 3,2.$$

тела в отличие от газодинамики уже не характеризует число Маха/5/, а определяется свойствами поверхности тела и энергией набегающего потока.

Любопытно проследить ход зависимости ρ_2/ρ_1 вблизи тела во времени (рис.6). Кривая рис.6 показывает тенденцию к установлению ионизационного равновесия при достаточной длительности процесса обтекания.



Рис.6

Вид зависимости $\rho_2/\rho_1 = f(t)$ вблизи тела. Исходные параметры плазмы соответствуют варианту I.

На расстоянии $3x$ диаметров от обтекаемого тела ход зависимости $\rho_2/\rho_1 = f(t)$ (рис.36) не обнаруживает пика плотности. Это располагает к оптимизму в оценке степени чистоты эксперимента.

ЧИСЛЕННЫЕ РАСЧЕТЫ

Расчет структуры фронта ударной волны в плазме был выполнен в работах /1,6/ для случая сильных ($M \geq 10$) и слабых ($M \sim 1$) волн. Нами была рассчитана структура фронта ударной волны для промежуточных значений числа Маха, соответствующих конкретным условиям эксперимента.

За исходную систему уравнений были взяты уравнения переноса двухкомпонентной ионно-электронной плазмы /7/. Поскольку ионы значительно тяжелее электронов, можно считать, что вязкость является функцией только ионной температуры, а теплопроводность — функцией только электронной, что позволяет пренебречь в расчетах членами, включающими в себя ионную теплопроводность и электронную вязкость. Электростатическими силами, действующими на плазму, также пренебрегаем, т.е. $n_e = n_i = n$

Исходная система (движение предполагается одномерным) содержит уравнение непрерывности

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u)}{\partial x} = 0 \quad (1)$$

Уравнение движения

$$\rho \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} \right) = - \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{4}{3} \mu \frac{\partial u}{\partial x} \right) \quad (2)$$

Уравнение теплового баланса для электронов и ионов

$$\frac{3}{2} nk \left(\frac{\partial T_e}{\partial t} + u \frac{\partial T_e}{\partial x} \right) + P_e \frac{\partial u}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial T_e}{\partial x} \right) - \quad (3)$$

$$\frac{3}{2} nk \left(\frac{\partial T_i}{\partial t} + u \frac{\partial T_i}{\partial x} \right) + P_i \frac{\partial u}{\partial x} = \frac{4}{3} \mu \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \quad (4)$$

Где $\rho = n (m_i + m_e)$ — плотность,
 u — макроскопическая скорость,
 $P = nk (T_i + T_e)$ — давление,
 $T_e(x)$ — электронная (ионная) температура,

$\mu = 0,96 n k T_i \tau_i$ - коэффициент вязкости,

$\lambda = 3,16 n k T_e \tau_e / m_e$ - коэффициент теплопроводности.

В стационарном случае система уравнений (I) - (4) сводится к трем обыкновенным дифференциальным уравнениям первого порядка для нахождения плотности, ионной и электронной температур.

В безразмерных переменных они имеют вид

$$\frac{dn}{d\zeta} = \frac{n^2}{M\Theta^{5/2}} \left[M^2 \left(\frac{n-1}{n} \right) + \frac{3}{5} \left(1 - \frac{n(\tau+\Theta)}{2} \right) \right] \quad (5)$$

$$\frac{d\tau}{d\zeta} = \frac{2PM}{5\tau^{5/2}} \left[\tau + \Theta + \frac{4}{3n} - \frac{10}{3} - \frac{10}{9} M^2 \left(\frac{n-1}{n} \right)^2 \right] \quad (6)$$

$$\frac{d\Theta}{d\zeta} = \frac{2}{3} \frac{EP}{M} \frac{n^2}{\tau^{3/2}} (\tau - \Theta) + \frac{1}{n^2} \frac{dn}{d\zeta} \times$$

$$\times \left[\frac{20}{9} M^2 \left(\frac{n-1}{n} \right) - \frac{4}{3} - \frac{2n\tau}{3} \right] \quad (7)$$

где $n = \frac{\rho}{\rho_1}$; $\tau = \frac{T_e}{T_1}$; $\Theta = \frac{T_i}{T_1}$; $\zeta = \frac{x}{\lambda_1}$

$$E = \frac{4(\gamma-1)\lambda_1 e^4 \Lambda \sqrt{2\pi m_e}}{3\gamma^2 \kappa^2 (kT_1)^{5/2}}$$

M - число Маха

P - число Прандтля

Λ - кулоновский логарифм

Индекс (I) означает, что величины соответствуют состоянию плазмы перед фронтом волны. Решение уравнений (5) - (7) выполнено методом итераций. Основные результаты расчета представлены на рисунках 7,8. Отметим, что при $M = 10$ (рис.7а) ширина фронта волны равна 1,5 длины свободного пробега λ_2 в горячем газе (за волной). С уменьшением числа Маха ширина фронта увеличивается. При $M = 2$ (рис.7в) ширина фронта волны равна 4,5 λ_2 . Зависимость ширины фронта волны от числа Маха приведена на рис.10.

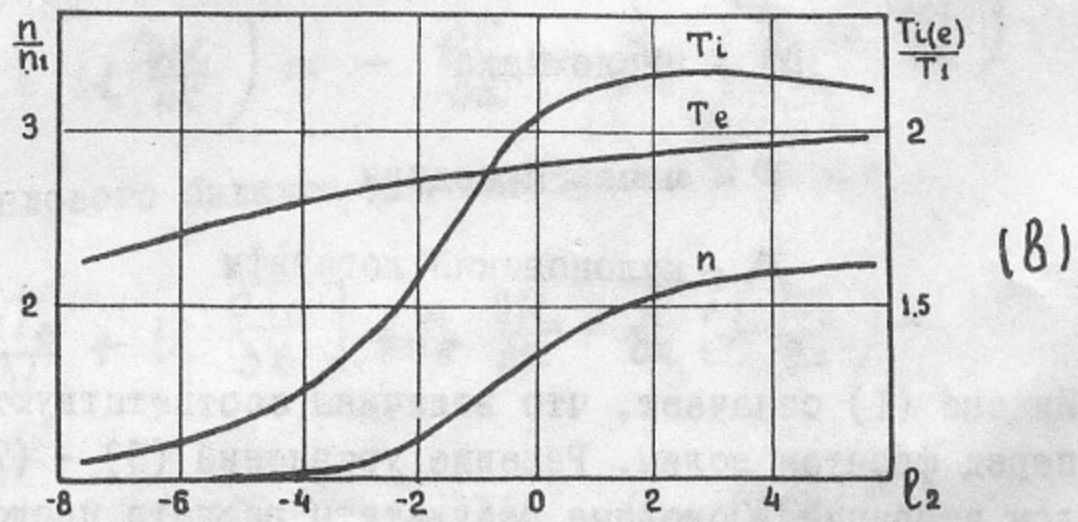
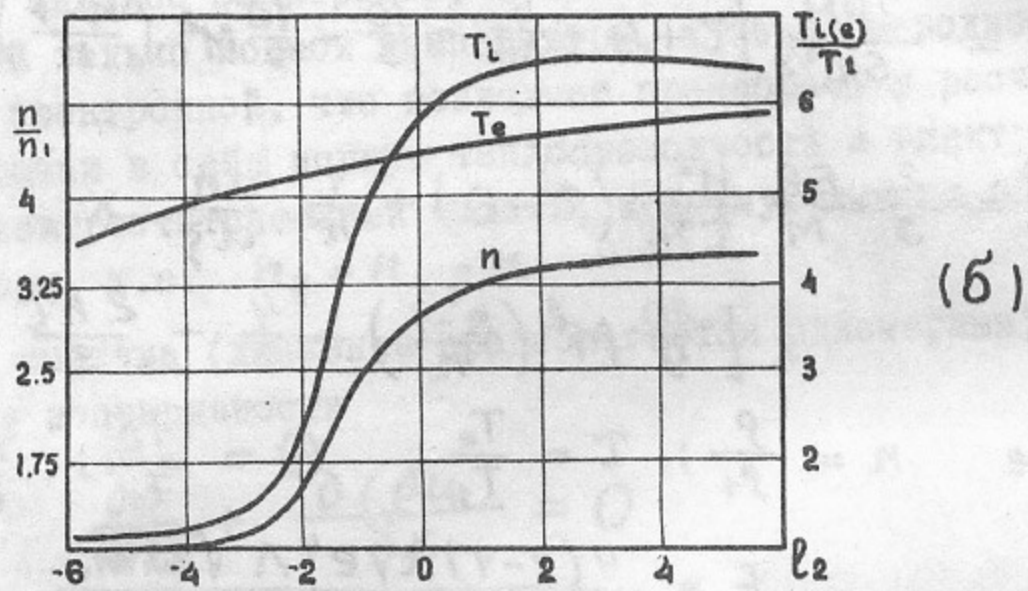
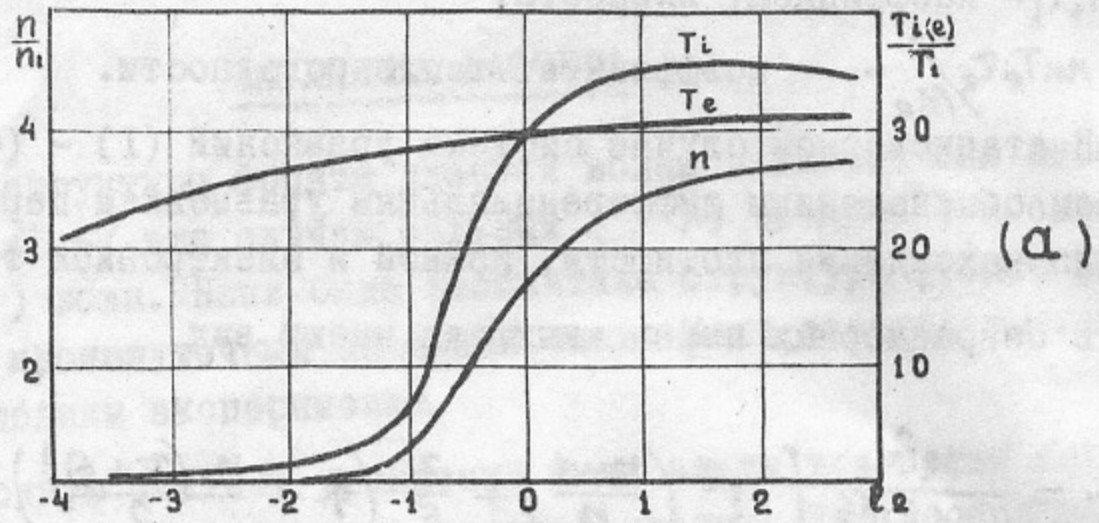


Рис. 7

Структура фронта ударной волны

а) $M = 10$ б) $M = 4$ в) $M = 2$.

Ширина фронта определялась по формуле $(n_2 - n_1) / |dn/dx|_{\text{макс.}}$

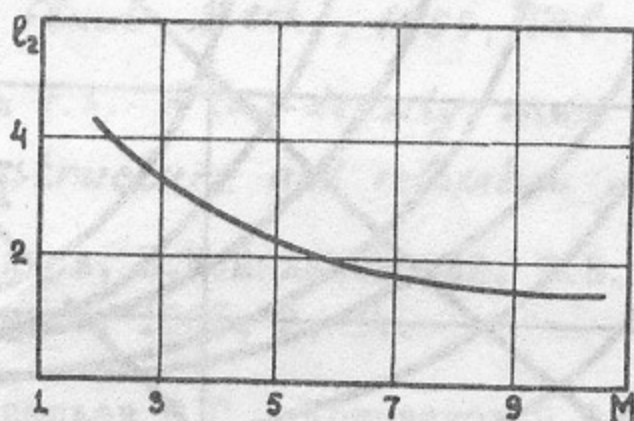


Рис. 8

Зависимость ширины фронта ударной волны от числа Маха

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Сравнение данных эксперимента с расчетом показывает, что измеренная ширина фронта вполне удовлетворительно согласуется с численным счетом для варианта 2 и в несколько раз превосходит расчетную для варианта I. Наиболее вероятная причина этого расхождения может быть связана с присутствием в газоразрядной плазме примесей тяжелых элементов (углерод, кислород, железо) и некоторого количества атомов нейтрального водорода. Повышение температуры во фронте ударной волны приводит к увеличению интенсивности ионизации нейтральных атомов и повышению кратности ионизации тяжелых примесей. Экспериментально это подтверждается появлением линий многозарядных примесей в плазме за скачком уплотнения. Размеры релаксационной зоны определяются скоростью протекания названных выше процессов.

Характерные времена ионизации рассчитаны теоретически (рис. 9). Для параметров плазмы в варианте I ширина зоны релаксации порядка ширины вязкого скачка и $\Delta_{\text{экс.}}$ характеризует, по-видимому, переходной слой в целом. Для параметров плазмы в варианте 2 характерные времена ионизации значительно больше (см. параметры плазмы и рис. 9) и ширина релаксационной зоны $\Delta_{\text{рел}}$ существенно превосходит ширину вязкого скачка. Это позволяет отождествить из-

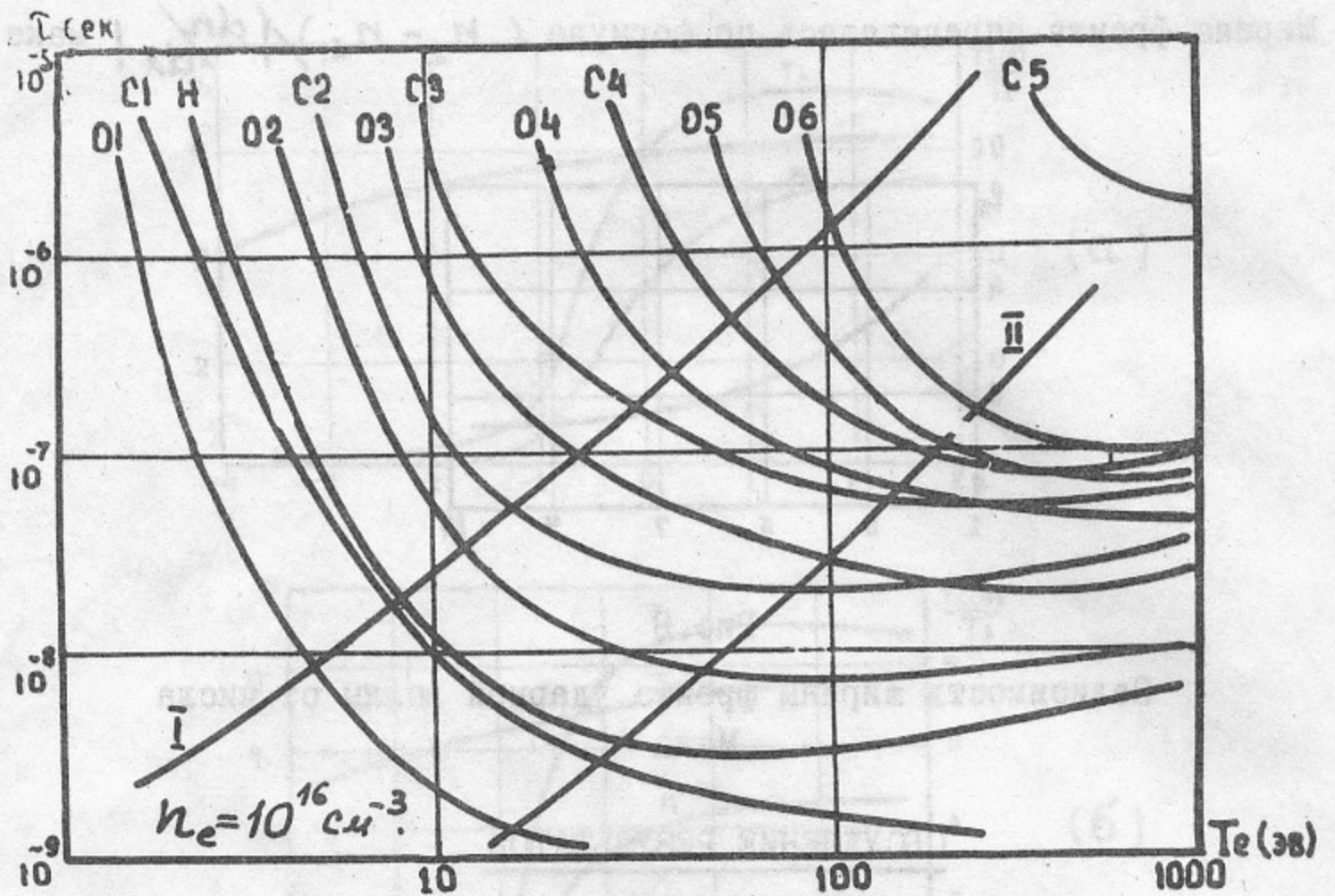


Рис.9

Ионизационные времена для водорода (H), углерода (C_i), кислорода (O_i), где i - степень ионизации. $\tau = 1/n_e \langle \sigma_{i,v} \rangle$.
 I - время установления теплового равновесия между электронами и ионами,

II - время между кулоновскими столкновениями.

меренную ширину фронта волны с шириной вязкого скачка. Совпадение с расчетом, в программу которого не входит учет релаксационных эффектов, в таком варианте должно улучшиться, что и наблюдается экспериментально.

В заключение авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность Р.З.Сагдееву и Ю.Е.Нестерихину за внимание и интерес к работе, Э.П.Круглякову за творческое участие в постановке диагностических методик, И.Ф.Канаеву, В.Ф.Жарову, Л.В.Анкудинову за помощь при наладке аппаратуры и проведении экспериментов.

Л и т е р а т у р а

1. Jukes J.D. The structure of shock wave in a fully ionized gas. *J. Fluid Mech.*, 1957, vol. 3, p. 275.
2. Sherman F.S. A low-density wind tunnel study of shock-wave structure and relaxation phenomena in gases. *NACA TN* #3298, 1955.
3. Э.П.Кругляков, В.К.Малиновский, Ю.Е.Нестерихин. Магнитная гидродинамика, 1965, 2, 34.
4. Долгов-Савельев Г.Г., Кругляков Э.П., Малиновский В.К. Эксперименты по рассеянию света рубинового лазера на плотной водородной плазме. Доклад на Всесоюзной конференции по физике низкотемпературной плазмы. Киев, 1966.
5. У.Д.Хейз, Р.Ф.Пробстин. Теория гиперзвуковых течений ИЛ, Москва, 1962.
6. М.И.Жафрен, Р.Ф.Пробстин. Структура ударной волны в плазме. ПМТФ, № 6, 1964.
7. С.И.Брагинский. Явления переноса в плазме. В сб. "Вопросы теории плазмы", вып. I. Атомиздат, 1963.

Ответственный за выпуск Малиновский В.К.
подписано к печати 19 июня 1967 г.
Усл. 0,8 печ.л., тираж 250 экз. Бесплатно.
Заказ № 139

Отпечатано на ротапинтере в ИЯФ СО АН СССР