

УДК 533.6.011.72

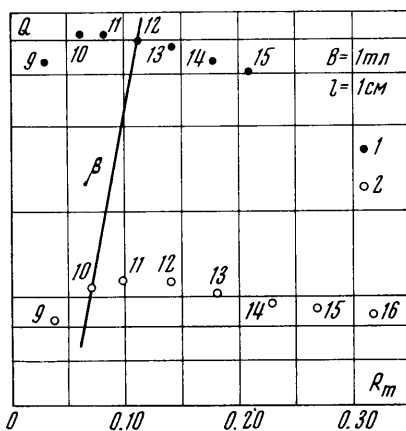
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ УДАРНОЙ ВОЛНЫ С МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

М. Б. БОРИСОВ, С. Г. ЗАЙЦЕВ, Е. И. ЧЕБОТАРЕВА, Е. В. ЛАЗАРЕВА

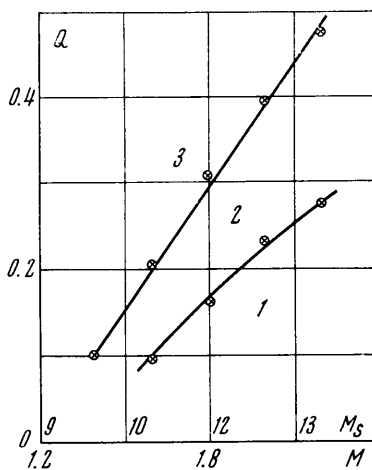
(Москва)

Приведятся некоторые результаты экспериментального исследования распространения ударной волны S через магнитогазодинамический канал фарадеевского типа. При условии короткого замыкания индуцированных токов в сверхзвуковом потоке, следующем за ударной волной, зарегистрировано возникновение ударного фронта T. Определены $x-t$ -диаграммы движения ударных волн S и T в канале и за ним. Для ряда фиксированных сечений канала произведено измерение плотности и степени ионизации газа и определен характер изменения их со временем. Исследуется аргон, ионизирующая ударная волна распространяется с числами Маха $12 \div 13$. Напряженность магнитного поля 1.5 тл.

1. К постановке исследования. Ионизирующие ударные волны, создаваемые в ударных трубах диафрагменного типа, являются удобным средством для исследования взаимодействия потока плазмы с магнитным полем. Установки этого типа позволяют получать сверхзвуковой поток плазмы, параметры которого определяются интенсивностью ионизирующей ударной волны S и параметрами газа перед ней. Протяженность L этого потока и скорость его движения определяют интервал времени Δt (время



Фиг. 1



Фиг. 2

эксперимента), в течение которого плазма проходит через область магнитного поля — магнитогазодинамический канал. В известных установках Δt меняется от 10^{-4} до 10^{-3} сек. Применение импульсных магнитных систем дает возможность создать достаточно большие напряженности магнитного поля и сравнительно просто решить конструктивные вопросы оптической визуализации потока плазмы в канале.

Для оценки величины магнитогазодинамических эффектов, которые могут быть получены на указанных установках, используем значения па-

раметра магнитогазодинамического взаимодействия Q и магнитного числа Рейнольдса R_m , приведенные на фиг. 1

$$Q = \frac{2\sigma B^2}{\rho u} l, \quad R_m = \mu \sigma u l$$

где μ — магнитная проницаемость; ρ , u и σ — плотность, скорость и проводимость потока соответственно; l — длина магнитогазодинамического канала.

Значения Q и R_m рассчитаны для равновесных параметров потока, создаваемого ионизирующими ударными волнами, распространяющимися в аргоне, давление которого 1 и 10 мм рт. ст. (точки 1 и 2 соответственно). Значения Q и R_m , приведенные на фиг. 1, предполагают неизменность V вдоль оси канала, а также «короткое замыкание» индуцированных токов. Индукция магнитного поля $B = 1$ тл, а l равно 1 см. Цифры около точек обозначают числа Маха M_s фронта S . Изменения параметров потока, вызванные магнитогазодинамическими эффектами, не учитываются. Для определения значений σ использовались результаты работы [1]. Линия β на фиг. 1 соответствует значению параметра Холла $\omega\tau$, равному единице. Слева от этой линии располагается область параметров, для которых $\omega\tau > 1$, справа — $\omega\tau < 1$. Для оценки значений $\omega\tau$ использованы данные [2].

Движение сверхзвукового потока плазмы через магнитогазодинамический канал, работающий в генераторном режиме, сопровождается возникновением волн сжатия, вызываемых действием пондеромоторных сил. Использование одномерных решений для установившегося сверхзвукового потока плазмы в канале позволяет выделить следующие режимы течения (фиг. 2). В области 1 сверхзвуковой поток, следующий за фронтом S , после завершения процессов формирования течения будет замедляться, при этом плотность и давление будут расти вдоль по каналу. В области 2 в результате действия пондеромоторных сил внутри канала формируется ударный фронт — волна торможения — T , которая «запирает» поток в канале, переводя его из сверхзвукового на входе в дозвуковой. В области 3 интенсивность образовавшейся волны T оказывается столь большой, что она выходит из канала, при этом на входе в канал устанавливается дозвуковой режим течения с параметрами, определяемыми интенсивностью T , которая распространяется навстречу набегающему потоку.

Указанные выше режимы течения устанавливаются по истечении определенного промежутка времени $[0, t_{s1}]$, отсчитываемого от момента входа фронта S в магнитогазодинамический канал. Время t_{s1} определяется параметрами течения в канале $0 < x < l$, зависящими от параметров на входе в канал и величиной магнитогазодинамических эффектов. Следует подчеркнуть, что параметры потока плазмы на входе в канал, т. е. параметры потока, создаваемого фронтом S , не являются однородными. Непосредственно за фронтом S существует зона неравновесной ионизации, в которой концентрация заряженных частиц, а следовательно, и проводимость малы. Это приводит к тому, что время начала взаимодействия потока с магнитным полем «запаздывает». В качестве первого шага в направлении учета этого запаздывания на развитие магнитогазодинамических процессов в работе [3] было принято, что проводимость σ непосредственно за фронтом S равна нулю, далее в конце зоны неравновесной ионизации она скачком достигает значения, определяемого равновесными параметрами потока. Это грубое приближение позволило значительно приблизить результаты расчета к данным, полученным в эксперименте.

Экспериментальное исследование режимов интенсивного взаимодействия потока плазмы с поперечным магнитным полем проводилось в [4-7]. В этих работах, в частности, было обнаружено возникновение волны торможения. Место возникновения и интенсивность этих волн сопоставлялись с расчетными значениями этих величин, полученными при рассмотрении стационарного течения плазмы в канале. В работах [4-6] авторы приходят к выводу, что при определенных условиях наблюдаемые в эксперименте свойства возникающих волн торможения могут быть удовлетворительно предсказаны при помощи стационарных решений. В [7] были измерены параметры взаимодействия фронта Т с контактной поверхностью. Следует отметить, что во всех названных работах регистрация движения волны торможения проводилась через щель, расположенную вдоль оси канала. В [4-6] осуществлялось наблюдение собственного свечения, а в [7] кроме собственного свечения регистрировались интерферограммы процесса. При этом получаемая экспериментально информация позволяла судить лишь о движении центральной части волны торможения.

В работе [8], выполненной на электромагнитной ударной трубе, регистрировалось собственное свечение во всем поле канала при помощи электроно-оптического преобразователя. Полученные снимки обнаружили, что возникающая волна торможения имеет форму, вытянутую в сторону набегающего потока. В силу малого времени эксперимента, получаемого на установках этого типа, динамика формирования Т не была изучена.

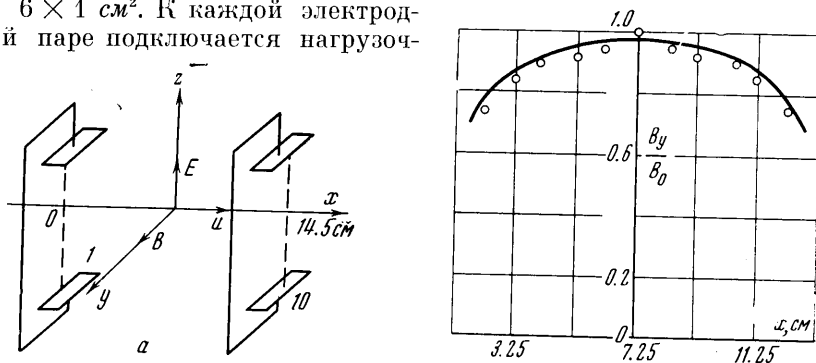
Описанные ниже эксперименты ставили своей целью изучение течения плазмы, создаваемой ионизирующей ударной волной, при условии максимально достижимых эффектов возмущения потока. Для этого в опытах создавался режим, близкий к короткому замыканию. Наибольшее значение Q достигается, как это видно из фиг. 1, для ударных волн с $M_s \approx 12$. Уменьшение начального давления перед фронтом S уменьшает плотность потока за фронтом S и, следовательно, увеличивает величину Q . Однако при этом увеличивается относительная ошибка в регистрации параметров потока интерферометрическим методом, используемым в данной работе, а также сокращается время эксперимента Δt . Для получения максимальных значений Q при уровне точности диагностики процесса, обеспечивающей регистрацию возникающих возмущений потока, в работе использовалось начальное давление, равное 5 мм рт. ст., при этом Δt равнялось 200 мксек, температура потока $\approx 11\,000^\circ\text{K}$, $\sigma \approx 2000\text{ ом}^{-1}\cdot\text{м}^{-1}$, $u \approx 3300\text{ м/сек}$, $\rho \approx 5 \cdot 10^{-5}\text{ г}\cdot\text{см}^{-3}$, $p \approx 1\text{ атм}$.

В работе проводится изучение динамики образования волны Т, определяются ее форма, интенсивность, параметры течения в канале. Последние измерения, выполненные для различных моментов времени, на значительном расстоянии от фронта Т иллюстрируют процесс установления течения. Результаты экспериментов сопоставляются с данными, полученными в работе [3] при численном решении задачи о распространении ионизирующей ударной волны через поперечное магнитное поле.

Исследованию магнитогазодинамических эффектов предпосланы данные о свойствах потока плазмы, создаваемой ионизирующей ударной волной. Параметры этого потока определяют граничные условия для течения на входе в магнитогазодинамический канал.

2. Экспериментальная установка. Эксперименты были выполнены на импульсной установке, состоящей из ударной трубы диафрагменного типа и магнитогазодинамического канала с секционированными электродами. Общая длина камеры низкого давления 5,5 м, внутреннее сечение канала равно $7.2 \times 7.2\text{ см}^2$. Положение электродов, ориентация магнитного поля и принятая система координат приведены на фиг. 3, а; сечение $x = 0$ совмещено с передним краем первой пары электродов. Нумерация элект-

родов ведется в направлении распространения ударной волны. В канале расположено десять пар электродов, поверхность каждого электрода $6 \times 1 \text{ см}^2$. К каждой электродной паре подключается нагрузоч-



Фиг. 3

ное сопротивление из медной шины сечением $0.5 \times 1.0 \text{ см}^2$ и длиной 60 см. Активное сопротивление этих шин не превышает 10^{-3} ом . Индуктивное сопротивление для частот 10^4 гц составляет 10^{-2} ом .

Магнитное поле создается при помощи разряда батарей конденсаторов на катушки, вмонтированные в боковые стенки канала. Период разряда составляет 3.2 мсек. Максимальная величина напряженности магнитного поля B_0 достигается в центре канала (сечение $x = 7.25$). Распределение магнитного поля B для фиксированного момента t вдоль оси x в отсутствие плазмы, измеренное при помощи зонда, приведено на фиг. 3, б. Изменение магнитного поля в направлении оси внутри канала не превышает 10%.

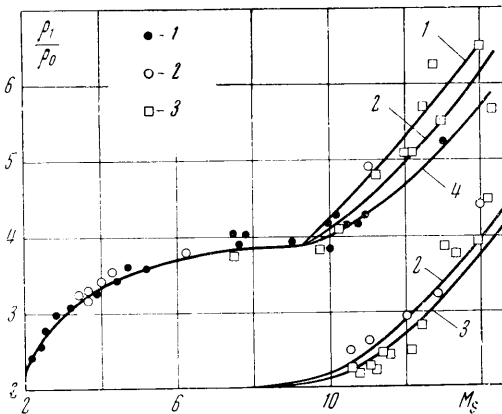
При помощи схемы синхронизации включение импульсного магнита осуществлялось таким образом, что в течение прохождения через магнитогазодинамический канал пробки ионизованного газа, созданной ударной волной, максимальное изменение магнитного поля не превышало 10%. Величина B_0 в описываемых ниже опытах равнялась 1.5 тл.

Внутри магнитных катушек были вмонтированы защитные стекла, позволяющие осуществлять интерферометрические измерения в сечениях $1.25 < x < 13.25$. Эксперименты проводились в аргоне при начальном давлении 5 мм рт. ст. Величина абсолютной ошибки в определении плотности на разрыве для опытов, в которых отсутствует ионизация за ударным фронтом, составляет $0.2 \cdot 10^{-5} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$. Для опытов, в которых электронная компонента вносит измеримый вклад в суммарную рефракцию плазмы, абсолютная ошибка в определении плотности составляет $0.7 \cdot 10^{-5} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$, а абсолютная ошибка в определении концентрации заряженных частиц равна $8 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Эта величина определяет порог чувствительности используемого метода. Приведенные ошибки в определении плотности и концентрации заряженных частиц предполагают, что измеряется рефракция плазмы в длинах волн 4990 Å и 6940 Å. Длина пути луча в исследуемой плазме составляет 7 см. Эти ошибки определяются в основном ошибкой в измерении сдвига на ударном фронте, которая равняется $1/20$ полосы.

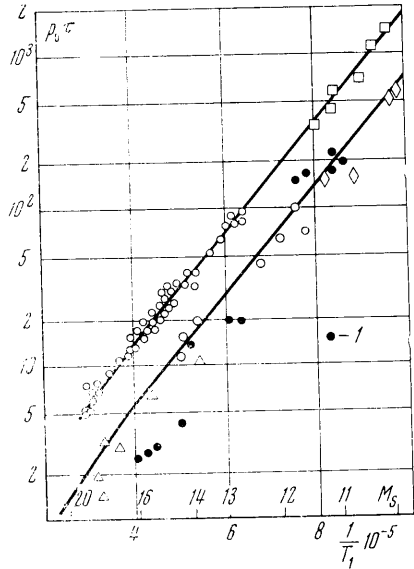
3. Свойства потоков плазмы, создаваемых ионизирующими ударными волнами. 3.1. *Параметры течения в ядре потока.* Используя интерферометрические методы диагностики плазмы, было проведено определение плотности и концентрации заряженных частиц за ударными волнами, распро-

страняющимися в аргоне с числами Маха M_s до 14. Эти измерения обнаружили, что плотность ρ и степень ионизации α в потоке за фронтом вне зоны релаксации в пределах 5—8% совпадают с расчетными значениями величин ρ_1 и α_1 , полученными из решения уравнений сохранения в предположении полного термодинамического равновесия.

В области неравновесной ионизации плотность возрастает от значения ρ_1^0 , соответствующего отсутствию ионизации, до значения ρ_1 . Наблюдаемые ко-



Фиг. 4



Фиг. 5

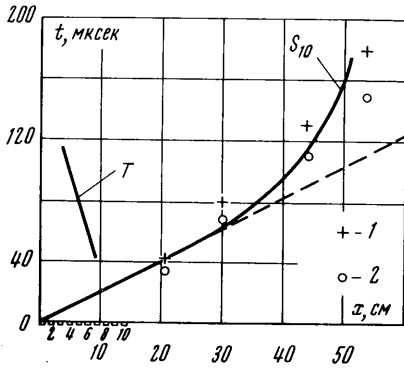
лебания плотности и степени ионизации в равновесной части потока не превышают 3—5%. В опытах с $M_s \geq 13$ наблюдается увеличение плотности в потоке и уменьшение α в направлении к контактной поверхности.

Значения ρ_1 и α_1 в функции от M_s приведены на фиг. 4. Линии 1, 2, 3 и 4 соответствуют значениям ρ_1 и α_1 в потоке за S, распространяющемся по аргону с начальным давлением 5, 10, 25 и 50 мм рт. ст.

Время релаксации τ определяется как интервал времени, отсчитываемый от прихода в рассматриваемое сечение ударного фронта до момента времени, в который плотность в потоке достигает 70% значения ρ_1 . На фиг. 5 приведены значения $\rho_0\tau$, измеренные в данной работе (точки 1) и заимствованные из работы [9] (где ρ_0 — давление перед фронтом S в мм рт. ст., τ — в мксек). Наблюдаемое расхождение обусловлено различным уровнем примеси в опытах различных авторов.

Проведенное экспериментальное исследование свойств потока, создаваемого ударными волнами на описанной импульсной магнитогазодинамической установке, обнаруживает следующее: максимальная протяженность потока, создаваемого ударными волнами, движущимися с $M_s = 12 \div 13$ ($p_0 = 5$ мм рт. ст.), составляет ~ 60 см. На расстоянии 2—6 см за фронтом располагается зона неравновесной ионизации. Вне зоны релаксации параметры потока с точностью 3—5% совпадают с расчетными значениями, полученными из решений уравнений сохранения на ударном фронте в предположении полного термодинамического равновесия.

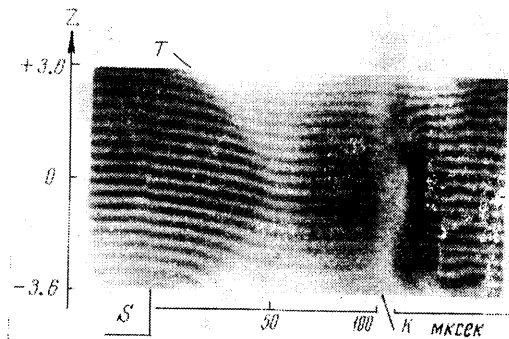
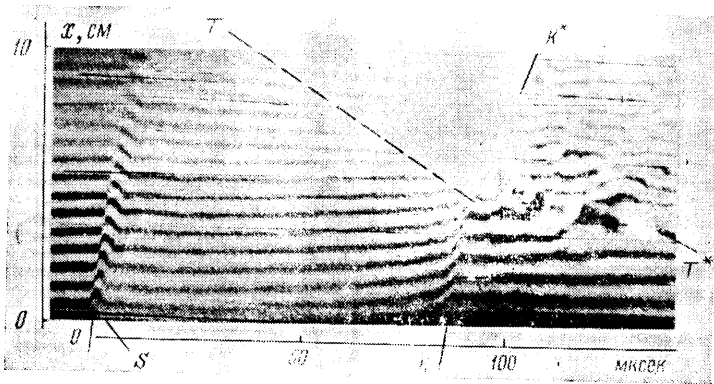
4. Изучение движения ионизирующей ударной волны через поперечное магнитное поле. 4.1. Траектория ионизирующей ударной волны. Оптическая регистрация движения ионизирующей ударной волны через магнитогазодинамический канал показала, что скорость волны S в пределах области, доступной оптическим измерениям, остается неизменной. Точность измере-



Фиг. 6

ния скорости 5%. После выхода из магнитогазодинамического канала скорость ее движения уменьшается. Последнее регистрировалось при помощи пьезоэлектрических датчиков, расположенных в сечениях $x = 22.7, 30.0, 44.1$ и 54.0 . С увеличением интенсивности взаимодействия потока с магнитным полем торможение волны возрастает, а амплитуда давления на фронте убывает. На фиг. 6 приведены траектории движения волны S. Число Маха M_s ударного фронта S перед входом в магнитогазодинамический канал равняется 13.0 ± 0.2 . Точки 2 соответствуют траектории

волны S, прошедшей через канал, в котором лишь к одной пятой паре электродов было подключено нагрузочное сопротивление. Точки 1 соответствуют траектории волны S, прошедшей через канал, в котором нагрузочное сопротивление было подключено ко всем десяти парам электродов. S_{10} — траектория ударной волны, прошедшей через магнитогазодинамический канал с секционированными электродами $l = 14.5$, полученная при расчете [3].



Фиг. 7

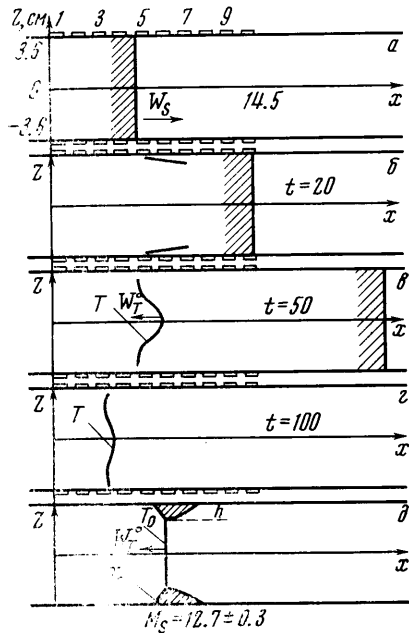
4.2. Волна торможения. В данной работе для исследования формирования были проведены эксперименты, в которых замыкалась одна пара

электродов, расположенная в центре канала. Это давало возможность проследить движение T на сравнительно большом участке канала.

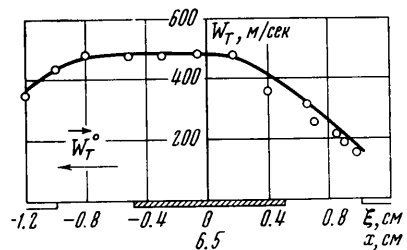
На фиг. 7, *a* приведена интерферограмма процесса, полученная по методу развертки со щелью, ориентированной вдоль оси камеры (ось x) и расположенной в сечении $z = 0$ ($M_s = 12.5$). Интерференционные полосы и направление движения пленки совпадают с осью z . Нагрузочное сопротивление было подключено к восьмой паре электродов. При помощи интерферограмм в области, занятой поперечным магнитным полем, зарегистрировано образование зоны с повышенным значением плотности, электронной концентрации и интенсивности собственного излучения. Фронт T , отделяющий эту зону от невозмущенного потока, начиная с некоторого момента t^* , перемещается к входу в магнитогазодинамический канал. В результате столкновения фронта с контактной поверхностью в область толкающего газа проходит преломленная ударная волна T , а скорость контактной поверхности K уменьшается. В область ионизованного газа распространяется волна сжатия. На фиг. 6 приведена траектория волны T для опыта, в котором нагрузочное сопротивление подключено к пятой паре электродов.

Для определения формы фронта T осуществлялась регистрация интерференционной картины по методу развертки в серии опытов с постоянным значением параметров потока на входе в канал. Фронт волны T определялся как линия, на которой интерференционные полосы испытывают наибольшее искривление. На фиг. 7, *b* приведена интерферограмма, зарегистрированная при помощи щели, ориентированной вдоль оси z , интерференционные полосы и движение пленки были направлены вдоль оси x . Сечение x , в котором расположена щель, совмещено с центром замкнутой пары электродов. Сопоставление интерферограмм, полученных при различном положении щели вдоль оси T , позволило построить схему образования и движения фронта, приведенную на фиг. 8 ($M_s = 13.0 \pm 0.3$, замкнута пятая пара электродов). Заштрихованная область за фронтом S обозначает зону неравновесной ионизации.

Возмущения потока плазмы вначале регистрируются вблизи поверхности электродов (см. фиг. 8, *a*). К моменту $t = t^*$ наблюдается возникновение фронта T (фиг. 8, *b*) на котором регистрируется увеличение плотности, концентрации заряженных частиц и собственного излучения плазмы. Для моментов $t > t^*$ фронт T начинает перемещаться навстречу набегающему потоку. В плоскости zx профиль фронта вытянут в на-



Фиг. 8



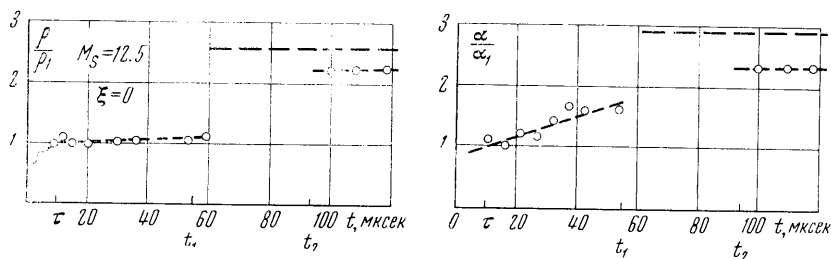
Фиг. 9

правлении движения падающей ударной волны. Стрела прогиба для рассматриваемого на фиг. 8 режима равна $2 \div 2.5$ см, $t^* = 25 \div 30$ мксек. В процессе движения кривизна его уменьшается. Скорость движения различных участков фронта Γ различна; с наибольшей скоростью движется центральная часть фронта. На фиг. 9 приведены значения скорости движения центральной части фронта Γ вдоль оси x в лабораторной системе координат. С наименьшей скоростью движутся участки, примыкающие к боковым стенкам канала, на которых расположены электроды. Эти данные относятся к тем же опытам, что и данные на фиг. 8.

При последовательном увеличении числа пар замкнутых электродов, расположенных в направлении движения набегающего потока 6, 7 и т. д., картина образования фронта Γ не меняется.

Измерение параметров потока в магнитогазодинамическом канале перед волной торможения и за ней осуществлялось в опытах, в которых нагрузочное сопротивление было подключено к одной (пятой) паре электродов, расположенной в центральной части канала. Плотность и электронная концентрация измерялись при помощи регистрации интерференционной картины в двух длинах волн λ_1 и λ_2 . Оптическая щель, направленная вдоль оси z , располагалась в различных сечениях x ; вблизи закороченного электрода $x = 6.5 \pm \xi$. Интерференционные полосы и направление движения пленки совпадали с осью x . Определение плотности и степени ионизации проводилось в центральной части канала $|z| < 0.5$ см.

Полученные кривые (фиг. 10) обнаруживают три характерных участка.



Фиг. 10

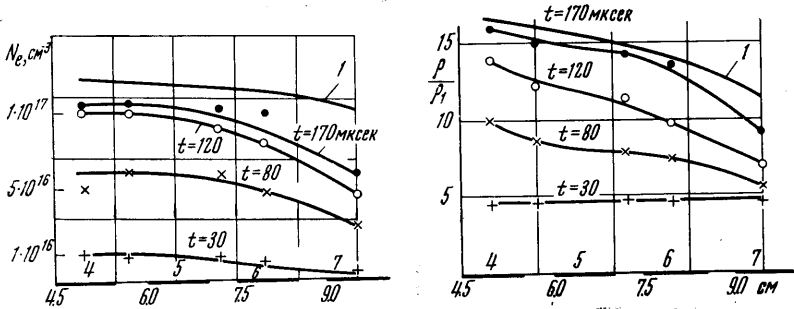
1. $t_0 < t < t_1$. Исключая зону неравновесной ионизации τ , плотность на этом участке сохраняется неизменной в пределах точности измерения и равной расчетному значению плотности в отсутствие магнитного поля. Степень ионизации α для сечений $\xi = 0.5, 1$ также равна расчетному значению α за падающей ударной волной; в сечениях $\xi = 0, -0.5$ α — увеличивается со временем и $\alpha(t_1) \approx 2\alpha_1$ при $t = t_1$.

2. $t_1 < t < t_2$. Анализ картины течения совместно с данными, полученными при расшифровке интерферограмм, указывает, что на этом участке имеет место значительное нарушение одномерности течения в направлении зондирующего луча и определение ρ и α не может быть выполнено.

3. $t > t_2$. Эта область характеризуется постоянным значением плотности и степени ионизации. Она начинается с того момента, когда вершина выпуклого фронта волны торможения входит в исследуемое сечение. Следовательно, значения параметров при $t > t_2$ можно рассматривать как значения параметров за волной торможения.

4.3. *Параметры потока в магнитогазодинамическом канале.* Измерение параметров течения в магнитогазодинамическом канале было выполнено для режима, при котором на входе в канал образовался ударный фронт (волна торможения), вызванный действием пондеромоторных сил. Эти из-

мерения проведены в серии опытов с $M_s = 11.7 \pm 0.2$. Регистрация $\rho(x, z, \eta)$, $\alpha(x, z, \eta)$ проводилась в различных сечениях x . Введение для этих данных единой системы отсчета времени t , отсчитываемого от момента входа фронта S в сечение $x = 0$, позволяет построить распределения $\rho(x, z, t)$ и $N_e(x, z, t)$. На фиг. 11 дано распределение плотности и степени ионизации α для $z = -20$ мм. Заштрихованные участки под осью абсцисс соответствуют положению электродов, а цифры под ними указывают принятую для них нумерацию.



Фиг. 11

В области $|z| < 20$ мм ρ и α для рассматриваемого участка канала в пределах точности эксперимента не зависят от z . Поэтому приведенные на фиг. 11 распределения следует относить к ядру течения в магнитогазодинамическом канале. Эти результаты относятся к потоку на достаточном удалении от фронта волны торможения. В непосредственной близости за ее фронтом особенно в первые моменты ее образования нарушения одномерности потока существенны. В описываемых опытах фронт волны торможения возникал в сечениях между первой и третьей электродными парами ($0 < x < 3,5$) в момент времени $t = t^*$ ($t^* = 30 \pm 5$ мксек).

5. Обсуждение полученных результатов. 5.1. Волна торможения. Наблюдаемая в описанных выше экспериментах волна торможения T распространяется навстречу набегающему потоку. Это обстоятельство свидетельствует о том, что на фронте T должен осуществляться разрыв газодинамических параметров потока. Однако в отличие от фронта падающей ударной волны S , на котором наблюдается разрыв интерференционных полос, на фронте T в описываемых экспериментах разрыва не наблюдалось. Объяснить это можно при сопоставлении процесса движения с процессом нормального отражения ударной волны от твердой стенки [10]. Взаимодействие ударной волны с пограничным слоем потока, навстречу которому распространяется эта волна, приводит к искажению ее фронта вблизи стенки. На фиг. 8, δ приведена предполагаемая форма фронта волны T в сечении xy . Момент времени t_1 (фиг. 10) соответствует моменту входа T_λ в сечение $\xi = 0$. В дальнейшем при движении волны торможения разность фаз для лучей, проходящих через исследуемый объем и компенсатор, монотонно возрастает за счет увеличения протяженности участков, на которых зондирующий луч проходит через газ, сжатый во фронте T_λ . Момент $t = t_2$ соответствует приходу в сечение $\xi = 0$ потока, сжатого центральной частью фронта волны торможения T .

К моменту столкновения фронта волны торможения с контактной поверхностью его кривизна существенно уменьшается и он выходит из сечений, в которых расположены электроды. Качественная картина столкновения фронта T с контактной поверхностью аналогична взаимодействию отраженной ударной волны с контактной поверхностью [10].

Пунктирные линии, нанесенные на фиг. 10, соответствуют значениям ρ и α за фронтом Т, полученным в результате решения задачи о распространении ионизирующей ударной волны через поперечное поле [3].

Проведенные в работе эксперименты показывают: фронт волны торможения Т, возникающий в потоке плазмы, создаваемой ионизирующей ударной волной, является криволинейным. В последующие моменты форма фронта Т, двигающегося навстречу потоку, приближается к плоской. За фронтом Т параметры потока ρ и α , измеряемые при помощи интерферограмм, оказываются на 10% ниже получаемых из расчета. Полученное расхождение может быть объяснено тем, что расчетная схема не учитывает двумерных эффектов, которые наблюдаются. Роль этих эффектов особенно велика в начальные моменты образования волны Т.

5.2. *Параметры течения в канале за волной торможения.* Значения плотности и концентрации заряженных частиц, приведенные в разделе 4.3 данной работы, обнаруживают, что на достаточном удалении от фронта волны торможения течение в ядре канала может рассматриваться с достаточной степенью точности как одномерное. Изменение уровня плотности и концентрации заряженных частиц в различные моменты времени (фиг. 11) отражает процесс установления течения. Действительно, расхождение между распределенным $\rho(x)$ и $\alpha(x)$ для моментов времени 150 и 115 мксек значительно меньше, чем расхождение в более ранние моменты времени. Линия 1 на фиг. 11 соответствует значениям плотности в канале для момента времени $t = 150$ мксек, полученным в результате расчета. Расчет распространения ионизирующей ударной волны в магнитогазодинамическом канале [3] выполнен в предположении одномерности течения, отсутствия продольных токов и индуцированного магнитного поля. С целью приближения постановки задачи к экспериментально реализуемым условиям проведен учет зоны релаксации за ударным фронтом.

Используемая в [3] расчетная схема полностью пренебрегает эффектами отклонения течения от одномерного. Тем не менее интенсивность сформировавшейся волны торможения в моменты времени, когда ее поверхность приближается к плоской, находится в удовлетворительном согласии с результатами расчета.

Данные, полученные в результате расчета концентрации заряженных частиц, для момента времени $t = 150$ мксек, приведены на фиг. 11 (линии 1). Как видно, расчетные значения этого параметра превышают измеренные. При расчете (линия 1) предполагалось, что проводимость в канале является функцией давления и температуры.

Сопоставление экспериментальных результатов по распространению ионизирующей ударной волны через поперечное магнитное поле с результатами численного расчета этой задачи обнаруживает следующее:

- 1) интенсивность возникающей ударной волны торможения после завершения стадии ее формирования совпадает с расчетной величиной в пределах 10%;
- 2) замедления ионизирующей ударной волны, прошедшей через магнитогазодинамический канал, наблюдаемые экспериментально и полученные расчетным путем, совпали в пределах 15%;
- 3) распределения плотности и степени ионизации в дозвуковой области течения за ударным фронтом, полученные в эксперименте и рассчитанные, совпадают в пределах 10 и 20% соответственно;
- 4) полученные в результате экспериментального исследования данные об образовании ударной волны торможения указывают на существенное отклонение течения от одномерного в этой фазе процесса. Тем не менее следует отметить, что время t^* , с которого фронт Т начинает дви-

гаться навстречу набегающему потоку, полученное в эксперименте, совпадает в пределах 20% с временем образования волны торможения, полученным при расчете.

Поступило 23 III 1970

ЛИТЕРАТУРА

1. Lin A. J., Resler E. L., Kantrowitz A. J. Electrical conductivity of highly ionized argon produced by shock waves. *J. Appl. Phys.*, 1955, vol. 26, p. 95.
2. Al-Attar Z., Barrault M. R., McChesney M. Electronic conductivity of shock heated partially ionized argon in the presence of a magnetic field. *Brit. J. Appl. Phys.*, 1964, vol. 15, No. 9.
3. Зайцев С. Г., Фаворская И. К. Расчет процесса распространения ударной волны в магнитогазодинамическом канале. *Изв. АН СССР, МЖГ*, 1970, № 5.
4. Patrick R., Brogan T. One-dimensional flow of an ionized gas through a magnetic field. *J. Fluid. Mech.*, 1959, vol. 5, pt 2, pp. 289–309. (Рус. перев.: *Вопр. ракетн. техн.*, 1959, № 8).
5. Pain H. J., Smy P. R. Experiments on reflected shock waves in plasma flow-magnetic field interactions. *Brit. J. Appl. Phys.*, 1966, vol. 17, No. 12.
6. Горячев В. Л., Сухов Г. С. О взаимодействии движущейся плазмы с поперечным магнитным полем. *Магнитная гидродинамика*, 1969, № 1, стр. 143.
7. Зайцев С. Г., Лазарева Е. В., Чеботарева Е. И., Чекалин Э. К. Структура сверхзвукового потока проводящего газа в поперечном магнитном поле при съеме индуцированных э.д.с. и исследование вольт-амперных характеристик. *Electricity from MHD*, 1968, vol. 11, p. 751. *Internat. Atomic Energy agency. Vienna*, 1968.
8. Beckner E. H. Flow of a hydrogen plasma through a transverse magnetic field. *Phys. Fluids*, 1964, vol. 7, No. 4.
9. Wong H., Bershader D. Thermal equilibration behind an ionizing shock. *J. Fluid Mech.*, 1966, vol. 26, pt 3, p. 459.
10. Зайцев С. Г., Лазарева Е. В., Шатилов А. П. Исследование нормального отражения ударных волн в ударной трубе. *ПМТФ*, 1964, № 4, стр. 143.