

ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ РАЗРЫВА, ВОЗНИКАЮЩЕГО
В СВЕРХЗВУКОВОМ ПОТОКЕ ПЛАЗМЫ, ПРОХОДЯЩЕМ
ЧЕРЕЗ ПОПЕРЕЧНОЕ МАГНИТНОЕ ПОЛЕ

С. Г. ЗАЙЦЕВ, А. В. МИХАЙЛОВ, И. К. ФАВОРСКАЯ

(Москва)

В потоке плазмы, создаваемом ионизирующей ударной волной и движущемся через поперечное магнитное поле, при определенных режимах возникает газодинамический разрыв. Возникновение таких разрывов наблюдалось в экспериментальных [1-4] и теоретических [5-7] работах, где исследовалось взаимодействие плазмы с электрическим и магнитным полями. Цель настоящей работы — определение влияния интенсивности взаимодействия плазмы с магнитным полем на скорость движения этого разрыва. Исследование проведено на импульсной магнитогазодинамической установке, описанной в [8]. Регистрация процесса осуществлялась по методу Теплера (прибор ИАБ-451) через щель, расположенную вдоль оси канала, на пленку, движущуюся в направлении, перпендикулярном щели.

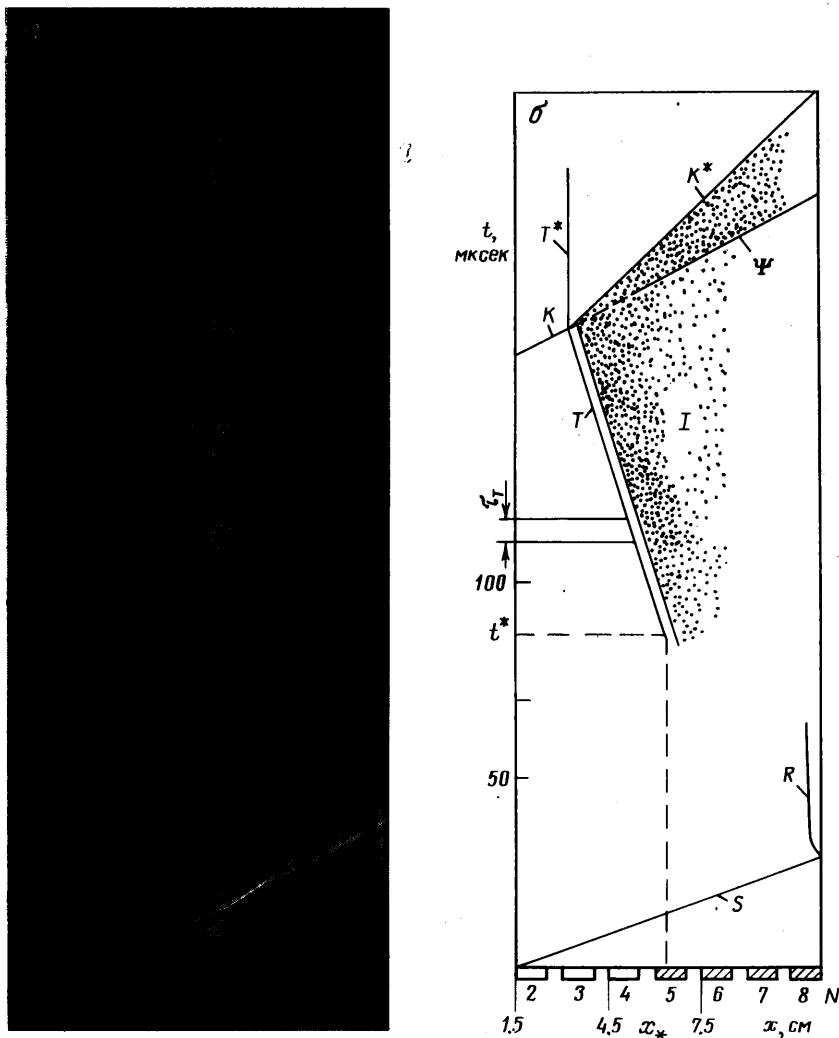
Расчет течения основывается на одномерных нестационарных уравнениях магнитной газодинамики. С использованием модели процесса, описанной в [9], были выполнены расчеты для режимов, близких к осуществляемым экспериментально. Кроме того, проводится упрощенный расчет скорости движения указанного разрыва в предположении, что его фронт движется с постоянной скоростью перед областью взаимодействия, а в самой области взаимодействия течение стационарно.

На фиг. 1, а приведена теплерограмма процесса в аргоне для режима $M_s=11$, $B_0=1.2$ тл, $p_0=10$ мм рт. ст. (щель располагается вдоль оси канала, сечение $z=0$). Схема процесса и обозначение основных линий, регистрируемых на теплерограмме, приведены на фиг. 1, б. Прямоугольники под осью абсцисс обозначают положение электродов. К каждой паре электродов подключается отдельное нагрузочное сопротивление R_i .

Процесс «сильного» взаимодействия плазмы происходит следующим образом. В потоке плазмы, создаваемом интенсивной ударной волной S , начиная с некоторого момента t^* в сечении x^* возникает возмущение, которое распространяется навстречу набегающему потоку — линия T (фиг. 1, б); за этой линией наблюдается увеличение собственного свечения. Линия T в первые моменты возникновения регистрируется нечетко, что, по-видимому, связано с процессом формирования фронта этой волны. Однако в процессе движения навстречу набегающему потоку контраст регистрируемой линии T возрастает и одновременно сокращается, достигая постоянного значения; расстояние между ней и областью повышенного свечения I . Расстояние между T и передним фронтом области I характеризует длительность неравновесных процессов ионизации за фронтом волны торможения. Интервал τ_T (см. фиг. 1, б) определяет время приближения к термодинамическому равновесию за фронтом T в лабораторной системе координат.

Так как поток ионизованного газа сверхзвуковой в лабораторной системе координат, а фронт возникающего возмущения движется в той же системе навстречу этому потоку, то он, очевидно, является газодинамической ударной волной. Ниже этот газодинамический разрыв именуется волной торможения. Столкновение фронта волны торможения с контактной поверхностью, отделяющей толкающий газ от исследуемого, приводит к

резкому замедлению скорости движения контактной поверхности (линия K^*). В области толкающего газа образуется разрыв T^* , в плазме распространяется волна сжатия Ψ . Возникновение в потоке за фронтом ионизирующей ударной волны вначале волны сжатия, а затем ударной волны — волны торможения — сопровождается образованием волны разрежения в области между фронтом T и фронтом ударной волны, создавшей поток плазмы



Фиг. 1

мы (линия S на фиг. 1, б). Эта волна разрежения, догоняя S , уменьшает его интенсивность.

Для диагностики потока за волной T использовалось обтекание цилиндрической модели. Известно, что при обтекании сверхзвуковым потоком притупленной модели перед ее носиком возникает отсоединенная ударная волна R (фиг. 1, б). Специфической особенностью потоков в ударных трубах является сравнительно низкое число Маха потока — ~ 2 . При этих условиях расстояние отхода отсоединенной ударной волны вдоль критиче-

ской линии очень чувствительно к изменениям числа Маха набегающего потока. При переходе течения от сверхзвукового режима к дозвуковому отсоединенная волна должна разрушаться. Это обстоятельство регистрировалось на теплеграммах.

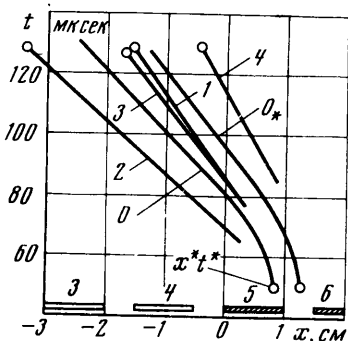
Различная интенсивность взаимодействия плазмы в канале достигалась с помощью изменения длины зоны взаимодействия: (менялось число пар электродов, к которым подключались нагрузочные сопротивления), варьировались нагрузочные сопротивления и индукция внешнего магнитного поля. Наибольшее взаимодействие достигается при прочих равных условиях с помощью замыкания электродов медной шиной — режим «короткого замыкания».

На фиг. 2 приведены траектории движения фронта T (в плоскости x, t) для различных значений величины магнитного поля. В этих экспериментах осуществлялся режим короткого замыкания. Отметим следующее: после того как траектория движения фронта T начинает контрастно регистрироваться на теплеграмме (фиг. 1), ее наклон и, следовательно, скорость движения принимают некоторое постоянное значение. Погрешность в определении скорости не превышает $50 \text{ м} \cdot \text{сек}^{-1}$. На фиг. 2 нанесены траектории волны торможения в сечении плоскостью $z=0$. Ионизирующая ударная волна движется по аргону ($p_0=10 \text{ мм рт. ст.}$), электроды с номерами 5—10 замкнуты (режим короткого замыкания). Значения параметров, осуществляемых в эксперименте, приведены ниже.

Траектории волны торможения (фиг. 2) наглядно демонстрируют уменьшение ее интенсивности с убыванием величины магнитного поля. На этом графике нанесены расчетные значения траекторий волны торможения для $p_0=10 \text{ мм рт. ст.}$, $M_s=11$, $B_0=1.2 \text{ тл}$. Линия O^* соответствует режиму, для которого коэффициент нагрузки $k^*=0.286$, а линия O — режиму с $k^*=0.1$. Осуществляемый в эксперименте режим заключен между ними.

На фиг. 3 приведены данные об изменении W_T в функции от числа замыкаемых электродных пар. Замыкались электродные пары с номерами 5, 6 и т. д. Общее число пар электродов в магнетогазодинамическом канале равнялось десяти. Нумерация электродов и координаты приведены на фиг. 1. Это позволило проследить движение возникающей волны на участке около 2 см , что обеспечивало необходимую точность. При замыкании четвертой и тем более третьей пары электродов участок, на котором движение волны торможения визуализировалось, был недостаточен (менее 1 см) для надежного определения W_T . Как видно, с ростом длины области взаимодействия наблюдается увеличение W_T .

На фиг. 4 приведены значения $W_T(B_0)$, измеренные в экспериментах с длиной области взаимодействия 8.5 см (нагрузочное сопротивление подключалось к шести парам электродов). Эти данные свидетельствуют об увеличении W_T с ростом величины магнитного поля и об уменьшении W_T с увеличением значения нагрузочного сопротивления. Точки 1 соответст-

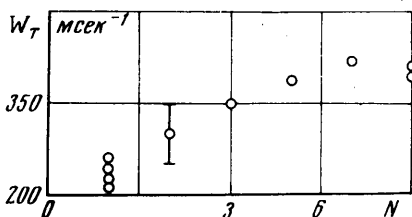


Фиг. 2

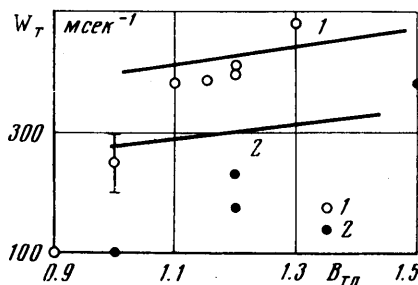
№ линий на фиг. 2	M_s	$B_0, \text{ тл}$	$W_T, \text{ м} \cdot \text{сек}^{-1}$
1	11.1	1.2	400
2	11.6	1.2	600
3	11.2	1.2	400
4	11.2	1.0	260

вуют режимам течения, в которых осуществлялся режим короткого замыкания. Линия 1 — расчетные значения W_T , полученные для режима с $k^*=0.1$. Точки 2 и линия 2 соответствуют режимам течения, для которых $k^*=0.286$.

Измерения W_T выполнены для различных интенсивностей магнитогазодинамического взаимодействия. Сопоставление траекторий, зарегистрированных в опытах, с расчетными указывает на согласие этих данных на участке, где волна торможения может считаться сформировавшейся и скорость ее движения приближается к постоянному значению. Для $1.2 \leq B_0 \leq 1.4$ расчетные и измеренные значения W_T различаются в пределах оши-



Фиг. 3



Фиг. 4

бок при $k^*=0.1$ и 0.286 . Наблюдаемое отклонение измеренных значений W_T от расчетных при $B_0 < 1.1$ может быть качественно объяснено следующим образом: с уменьшением интенсивности взаимодействия время образования фронта T — точка t^* (см. фиг. 1) — увеличивается, т. е. время образования «затягивается». Это приводит к тому, что фронт T формируется вблизи контактной поверхности, где скорость потока увеличивается.

Если принять, что замедление волны торможения обусловлено увеличением скорости потока, то для фиксированного сечения это ускорение составляет $7 \text{ мм} \cdot \text{мсек}^{-2}$ при $80 < t < 160 \text{ мк} \cdot \text{сек}$. Этот разрыв — волна торможения — сравнительно быстро после формирования начинает двигаться с приблизительно постоянной скоростью, о чем свидетельствует и эксперимент и численное решение задачи.

Можно, исходя из решения задачи о стационарном течении плазмы в канале, определить скорость движения волны торможения. Это решение может быть найдено следующим образом. Предполагается, что течение между фронтом волны торможения и выходом из области взаимодействия стационарно. При этом волна торможения движется с постоянной скоростью W_T . Параметры потока между фронтом волны торможения и входом в область взаимодействия ($x=0$) постоянны. Течение в области взаимодействия формируется так, что по окончании нестационарной стадии скорость потока в сечении $x=L$ равняется местной скорости звука. Последнее получается в результате полного решения задачи о движении понизующей ударной волны в магнитогазодинамическом канале [9].

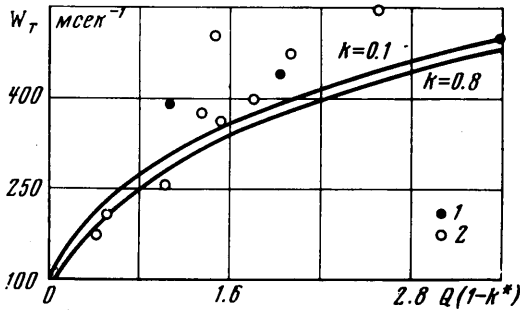
Решение одномерных уравнений, описывающих стационарное течение плазмы в магнитогазодинамическом канале, приводит к соотношению

$$(1) \quad Q = \frac{b+a}{b^2} \ln \frac{(a+b)M_0^2}{aM_0^2+b} + \frac{1}{bM_0^2} - \frac{1}{b}$$

$$a = (1-k^*)(\gamma-1), \quad b = 2\gamma - k^*(\gamma-1), \quad k^* = R_i(R_c + R_i)^{-1}$$

$$(2) \quad Q = \sigma B^2 L / (\rho u)$$

где γ — отношение теплоемкостей; k^* — коэффициент нагрузки; R_e — внутреннее сопротивление плазмы; σ — эффективное значение проводимости потока в области взаимодействия.



Фиг. 5

которое по условию имеет те же параметры, что и на входе в область взаимодействия. Число Маха потока в лабораторной системе за волной торможения равняется M_0 . Это соотношение имеет вид

$$(3) \quad M_0 = \sqrt{\frac{2 + (\gamma - 1)M^2}{2\gamma M^2 - (\gamma + 1)}} - \frac{(M - M_1)(\gamma + 1)}{\sqrt{2(\gamma - 1)(M^2\gamma - (1/M^2)) + (6 - \gamma)\gamma - 1}}$$

где M_1 — число Маха потока перед волной торможения в неподвижной системе координат: $M = M_1 + W_T a_1^{-1}$, a_1 — скорость звука в потоке перед волной торможения.

Решение (1) и (3) позволяет найти $W_T = f(k^*, Q)$. На фиг. 5 сплошными линиями приведены результаты численного решения соотношений (1) и (3) для потока плазмы, создаваемого ударной волной, движущейся в аргоне (число Маха ударной волны $M_s = 11$).

Значение параметра магнитогазодинамического взаимодействия, соответствующее тому или иному эксперименту, определялось по соотношению (2), в которое подставлялись значения ρ и u в потоке плазмы, создаваемом исходной ударной волной. Для эффективного значения проводимости использовалось также значение, получаемое расчетным путем для потока за фронтом исходной ударной волны. Длина зоны взаимодействия определялась как расстояние между крайними сечениями канала, где располагались электроды, к которым была подключена нагрузка. В частности, для шести замкнутых электродов $L = 8.5$ см.

Обработанные таким образом экспериментальные данные нанесены на фиг. 5 (точки 2). Точки 1 соответствуют результату численного решения нестационарной задачи [9].

Как видно, экспериментально найденные значения оказываются большими, нежели расчетные, полученные с помощью описанного выше решения, однако это превышение не более 30%. Следует отметить, что при определении значения Q , соответствующего экспериментальным условиям, использовались заниженные значения σ . Действительно, как температура, так и степень ионизации в области взаимодействия выше, нежели в исходном потоке. Учет этого обстоятельства должен привести к увеличению эффективного значения проводимости, что соответственно увеличит и значение параметра взаимодействия, отвечающего полученному в эксперименте значению W_T . Это может привести к сближению эксперимента и расчета.

В заключение следует подчеркнуть, что выполненные экспериментально измерения относились к течению вблизи оси. Изучение формы фронта волны торможения показало [8, 10], что он является искривленным. Тем не менее выполненное выше сопоставление свойств этого разрыва вблизи оси канала с расчетными, исходящими из одномерной теории, показывает, что существует качественное, а для определенных режимов и количественное соответствие между свойствами этого разрыва, наблюдаемыми в эксперименте и полученными в рамках одномерной теории.

Поступила 29 III 1974

ЛИТЕРАТУРА

1. Зайцев С. Г., Лазарева Е. В., Чеботарева Е. И., Чекалин Э. К. Структура сверхзвукового потока проводящего газа в поперечном магнитном поле при сгеме индуцированной э.д.с. и исследование вольтамперных характеристик. *Electricity from MHD*, 1968, vol. 2.
2. Pain H. L., Smy P. R. Экспериментальное исследование взаимодействия плазмы с магнитным полем. Прямое преобразование тепловой энергии в электрическую и топливные элементы, 1967, вып. 7.
3. Валенси Ж., Инглесакис Г., Парро П. Исследование влияния сильного поперечного магнитного поля на сверхзвуковой поток ионизованного аргона. В сб. «Низкотемпературная плазма». М., «Мир», 1967.
4. Klingenberg H. Arc phenomena and gasdynamic effects due to interaction of shock waves with magnetic fields. *Z. Naturforsch.*, 1968, Bd 23a, Nr 12, 1969, Bd 24a, Nr 4.
5. Джонсон М. Р. Взаимодействие потока за ударной волной с поперечным магнитным полем. Прямое преобразование тепловой энергии в электрическую и топливные элементы, 1968, вып. 1.
6. Klingenberg H., Sardei F., Zimmermann W. Quantitative experimental and theoretical investigations on the interaction of shock waves with magnetic fields. *Z. Naturforsch.*, 1969, Bd 24a, Nr 10.
7. Roschiszewski J., Gallaher W. Взаимодействие потока, создаваемого в ударной трубе с электромагнитным полем. Прямое преобразование тепловой энергии в электрическую и топливные элементы, 1971, вып. 7.
8. Zaytzev S. G., Lazareva E. V., Favorskaya I. K., Chebotareva E. I., Borisov M. B. Study of ionizing flow through a transverse magnetic field. *Shock Tubes. Proc. 7-th Internat. Shock Tube Sympos. Toronto. 1969, Toronto, 1970.*
9. Зайцев С. Г., Фаворская И. К. Расчет распространения ударной волны в магнитогазодинамическом канале. *Изв. АН СССР, МЖТ*, 1970, № 5.
10. Зайцев С. Г., Лазарева Е. В., Мотулевич В. П., Чайковский К. В., Чеботарева Е. И., Чекалин Э. К. Исследование течения плазмы в канале импульсной магнитогазодинамической установки и эрозии электродов при дуговом режиме в потоке неравновесной плазмы. *5-th Internat. Conf. Magnetohydrodynamic Electr. Power Generat.*, 1971, vol. 2.