

ИЗУЧЕНИЕ СТРУКТУРЫ СВЕРХЗВУКОВОГО ПОТОКА ИОНИЗИРОВАННОГО АРГОНА, ДВИЖУЩЕГОСЯ В ПОПЕРЕЧНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ ПРИ СЪЕМКЕ ИНДУЦИРОВАННОЙ Э.Д.С.

С. Г. ЗАЙЦЕВ, Е. В. ЛАЗАРЕВА, Е. И. ЧЕБОТАРЕВА
(Москва)

Для исследования распространения газа, ионизованного ударной волной, в поперечном магнитном поле, при съеме индуцированной э.д.с. использовалась ударная труба с длинами камер низкого и высокого давления 5,5 и 0,9 м, соответственно, сечение канала трубы $7,2 \times 7,2 \text{ см}^2$ [1]. Наблюдения проводились в последней секции ударной трубы, расположенной на расстоянии 4,5 м от диафрагмы. Магнитное поле, ориентированное в направлении оси y , создавалось с помощью разряда батареи конденсаторов на катушки импульсного магнита. Система синхронизации обеспечивала максимальную величину магнитного поля в момент прохождения пробки ионизованного газа через область взаимодействия ($-L < x < L$) (схема постановки эксперимента приведена на фиг. 1). При этом уровень изменения магнитного поля в функции времени не превышал 10% в течение времени взаимодействия T (т. е. промежутка времени, в течение которого ионизованный газ протекает мимо фиксированного сечения x).

Изменение магнитного поля вдоль оси y между боковыми стенками канала не превышает 10%.

Использовались две системы электродов — сплошные и секционированные. Секционированные электроды были выполнены в виде медных пластинок с размерами $10 \times 60 \text{ мм}^2$ и располагались на верхней и нижней стенках измерительной камеры. Общая длина канала, занятая электродами в обоих случаях, была равна 15 см.

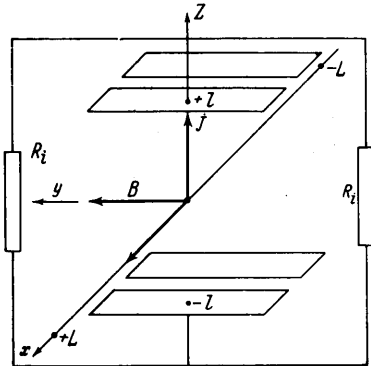
Для получения минимальных значений нагрузочного сопротивления R_i , соответственно, максимального тока через плазму в качестве нагрузочного сопротивления для секционированных электродов использовались медные шины (сечение $10 \times 3 \text{ мм}^2$, длина — 50 см). Схема включения их дана на фиг. 1. Для возникающих на электродах импульсов э.д.с. ($v \sim 10^4 \text{ гц}$) сопротивление нагрузки является индуктивным и не превышает 10^{-2} ом . В опытах со сплошными электродами сопротивление нагрузки было уменьшено на полтора порядка.

Изучение исследуемого процесса осуществлялось с помощью регистрации интерферограммы собственного излучения, а также с помощью пьезоэлектрических датчиков давления.

Интерферограммы регистрировались по методу развертки [1] с различной взаимной ориентацией щели и полос. При ориентации щели и интерференционных полос вдоль осей x и z , соответственно, и регистрации процесса на пленку, движущуюся вдоль оси z , получаемые интерферограммы позволяют определять одновременно с распределением плотности и электронных концентраций также скорость движения ударного фронта, контактной поверхности и возмущений, возникающих в пробке. При определении плотности и электронной концентрации в фиксированном сечении x в функции времени щель и полосы ориентировались вдоль осей z и x , соответственно, регистрация процесса осуществлялась на пленку, движущуюся в направлении x .

Интерферограммы процесса, полученные одновременно в двух длинах волн λ_1 и λ_2 , позволяют определить в исследуемом состоянии коэффициенты преломления n для λ_1 и λ_2 . Благодаря тому, что при концентрациях электронной компоненты плазмы $N_e > 10^{15} \text{ см}^{-3}$ дисперсия световых волн для электронной компоненты превышает дисперсию атомно-ионной компоненты, поэтому $n(\lambda_1) - n(\lambda_2)$ определяется, в основном, дисперсией электронной компоненты. Последнее позволяет найти значение N_e . Для одноатомных газов одновременно с N_e определяется плотность атомно-ионной компоненты плазмы. Обсуждение этой методики приводится в работе [2].

Абсолютная ошибка в определении n с помощью интерферограмм составляет $0,5 \cdot 10^{-6}$. Эта величина определяется ошибкой при измерении смещения полос, которая равна $1/20$ полосы. Абсолютная ошибка в определении плотности аргона равна $0,13 \cdot 10^{-5} \text{ гр.см}^{-3}$. Абсолютная ошибка в определении N_e равна $5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Последняя величина дает минимальную концентрацию электронов N_e^* , регистрируемую данным методом.



Фиг. 1

Эксперименты проводились в аргоне, начальное давление которого равнялось 5 мм рт. ст. В зависимости от необходимого режима в камере высокого давления использовались водород, или кислородо-водородно-гелиевая смесь. Числа Маха ударной волны M_s изменялись в пределах от 10 до 14. Плотность газа между ударным фронтом и контактной поверхностью в отсутствии магнитного и электрического полей испытывает колебания вокруг среднего значения ρ_1 с амплитудой 3—5%. Значение ρ_1 остается в пределах точности измерения постоянной по длине пробки и совпадает с той же степенью точности с расчетным значением, получаемым при решении уравнений сохранения на ударном фронте в предположении термодинамического равновесия.

Приводим расчетные значения параметров за ударным фронтом, иллюстрирующие область их изменения в рассматриваемой серии экспериментов, а также некоторые обозначения и значения параметров для последующего:

$$P_0 = 5 \text{ мм рт. ст.}, \rho_0 = 1.09 \cdot 10^{-5} \text{ г.см}^{-3}, a_0 = 319 \text{ м/сек}^{-1}, T_0 = 293.15^\circ \text{ К}$$

M_s	10.1	12.1	14.2	
$U_1 =$	2500	3124	3859	м/сек
$a_1 =$	1588	1665	1775	м/сек
$T_1 =$	9100	10600	11800	°К
$P_1 =$	1.00	1.407	2.20	атм
$\rho_1 =$	$5.06 \cdot 10^{-5}$	$6.04 \cdot 10^{-5}$	$7.56 \cdot 10^{-5}$	г/см ³
$S_1 =$	1.381	1.415	1.45	
$\gamma =$	1.296	1.111	1.067	
$\alpha =$	0.009	0.04	0.09	
$\tau =$	50 ± 5	20 ± 3	—10	мксек

Измерения N_e , выполненные в фиксированном сечении x , обнаруживают N_e непосредственно за ударным фронтом ниже чувствительности методики. По истечении времени τ , отсчитываемого от момента прохождения ударного фронта, N_e достигает значения $N_e^{(1)}$, которое сохраняется неизменным, почти до момента прихода контактной поверхности. Значения $N_e^{(1)}$, измеренные в этих опытах, оказываются меньшими расчетного значения электронных концентраций. Правда, при этом следует отметить, что значения N_e в данной серии опытов, близки к N_e^* .

Регистрация самосвечения показывает, что достижение значения $N_e^{(1)}$ в пробке сопровождается возникновением собственного излучения плазмы, которое сохраняет приблизительно неизменную интенсивность вплоть до слоев, непосредственно прилегающих к контактной области.

В таблице даны значения времени — τ — приближения электронной концентрации за ударным фронтом к постоянному уровню $N_e^{(1)}$.

Измерение скорости движения ударного фронта при помощи пьезоэлектрических датчиков давления и по интерферограммам показывает, что на участке $100 < x < 100 \text{ см}$ скорость постоянна в пределах ошибки измерения, которая составляет около $\pm 100 \text{ м/сек}$.

V_1 — скорость потока в неподвижной системе координат, a_1 , T_1 , P_1 , ρ_1 — скорость звука, температура, давление и плотность потока; S_1 — энтропия, отнесенная к универсальной газовой постоянной; α — степень ионизации; γ — отношение удельных теплоемкостей; τ — время достижения равновесной ионизации за ударным фронтом в неподвижной системе координат.

Включение магнитного поля и замыкание электродов с помощью минимального нагрузочного сопротивления не меняет скорости движения ударного фронта в области $-L < x < L$. Этот результат наблюдается при замыкании индуцированной э.д.с. с помощью секционированной и сплошной систем электродов. В обоих случаях сопротивление нагрузки R_i меньше внутреннего сопротивления плазмы R_e . Последнее может быть оценено на основании результатов расчета, приведенного в работе [3]. Эти данные удовлетворительно совпадают с результатами экспериментального определения проводимости в работе [4]. Сопротивление между противостоящими электродами R_e в секционированной системе электродов составляет около 0.1 ома для потока за ударной волной с числом Маха $M_s = 12$, распространяющейся в поперечном магнитном поле ($B = 2 \text{ тесла}$). Сопротивление R_i для сплошных электродов около 0.005 ома.

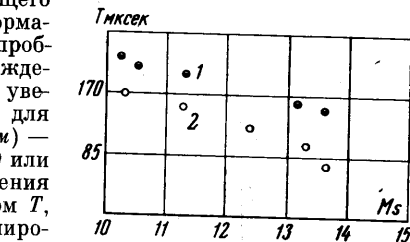
При этом плотность тока в ядре потока должна быть близка к значению $j^* = 900 \text{ а/см}^2$, достигаемому в режиме «короткого замыкания». Следует подчеркнуть, что приводимые выше оценочные значения R_e и j^* относятся к потоку, находящемуся в равновесии.

Измерение скорости движения ударного фронта после прохождения области взаимодействия $x > L$, осуществляемое при помощи пьезоэлектрического датчика давления показывает, что на этом участке ударный фронт испытывает заметное тор-

можение. Для ударного фронта, движущегося со скоростью $V_s = 3200$ м/сек, $x < L$ на участке $L < x < 35$ см, средняя скорость составляет 2800—2900 м/сек, при этом амплитуда давления на ударном фронте в сечении $x = 35$ см уменьшается по сравнению с амплитудой в $x < L$ на $30 \pm 5\%$.

В то время как скорость движения ударного фронта в $-L < x < L$ не изменяется под действием магнитного поля при «коротком замыкании» ($R_i < R_e$) электродов, структура потока ионизованного газа, следующего за фронтом, претерпевает существенную деформацию. Это прежде всего относится к размерам пробки: интервал времени T , равный времени прохождения пробки мимо фиксированного сечения x , увеличивается. На фиг. 2 приведены значения T для пробки газа в функции M_s (сечение $x = 5$ см) — точки 1. Точки 2 соответствуют опытам с $B = 0$ или с $B \neq 0, R_i > 1$ ома. Приведенные выше измерения размеров пробки, характеризуемые параметром T , получены для съема э.д.с. при помощи секционированных электродов.

Интерферограммы, зарегистрированные в опытах, в которых съем индуцированной э.д.с. осуществляется при помощи сплошных электродов, обнаруживают возникновение градиента плотности в направлении оси z . В потоке, движущемся со скоростью 3200 м.сек⁻¹ в поле 2 тесла величина $\Delta\rho$ составляет около 10% значения плотности в сечении $z = 0$. При перемене направления магнитного поля знак $\Delta\rho$ меняется на обратный. Последнее свидетельствует о том, что возникновение $\Delta\rho$ обусловлено взаимодействием токов Холла с магнитным полем. В случае съема э.д.с. с помощью секционированной системы электродов поток в интервале $-L < x < L$ остается одномерным.



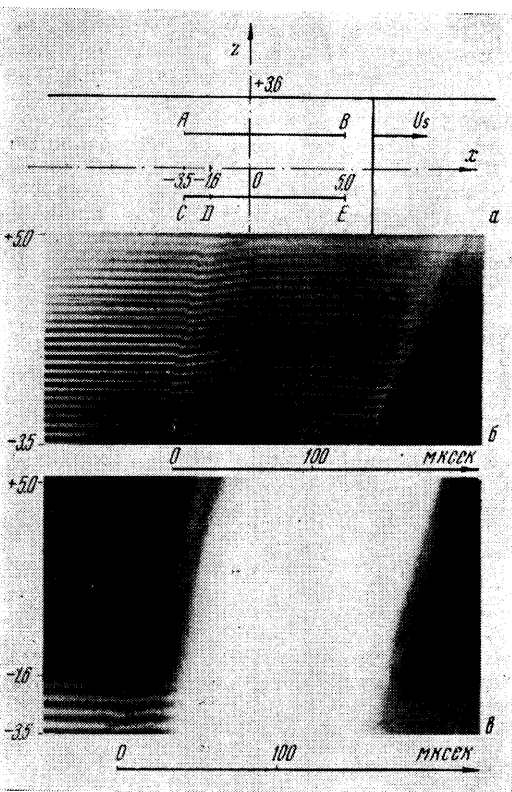
Фиг. 2

Процесс распространения ионизованного потока в магнитном поле при минимальных значениях R_i сопровождается возникновением собственного излучения, интенсивность которого возрастает в направлении к контактной области, вблизи которой достигает наибольшей величины. На фиг. 3 приведены фотограмма собственного излучения и интерферограмма для опыта, в котором использовалась секционированная система электродов, $B_0 = 2$ тесла, $V_s = 3000$ м/сек, $R_i = 10^{-2}$ ома. Волнам повышенной интенсивности излучения, наблюдаемым в начале процесса, соответствуют волны повышенной плотности и электронной концентрации.

Интерферограмма процесса, приведенная на фиг. 3, зарегистрирована при помощи щели, ориентированной вдоль оси x ; направление полса и скорости движения пленки совпадает с осью z .

Щель, при помощи которой регистрировалась фотограмма собственного излучения, была смещена на 3 см вниз относительно щели, через которую регистрировалась интерферограмма.

Интерферограммы процесса обнаруживают возрастание параметров потока вдоль z по области взаимо-

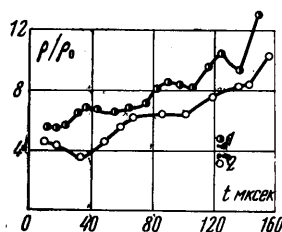


Фиг. 3

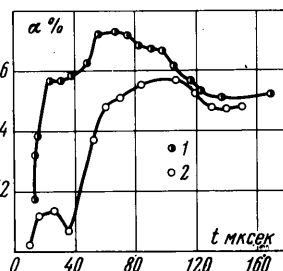
действия, наибольшие изменения наблюдаются для x , близких к L , в то время как для $x = -L$ плотность и электронная концентрация остаются равными таковым в опытах с $B = 0$ или $B \neq 0$, но $R_i > R_e$. Возникновение разрывов ρ и N_e в интервале $-L < x < L$ для описываемых опытов не наблюдалось.

На фиг. 4, 5 приведены значения $\rho(t)$ и $\alpha(t)$ для сечения $x = 5$ см. Точки 2 и 1 соответствуют опытам с $M_s = 10$ и 14 соответственно. Для съема э.д.с. использовалась секционированная система электродов, $B = 2$ тесла, $R_i = 0.01$ ома.

Проведенные опыты показывают, что фронт ударной волны не меняет своей скорости в $-L < x < L$ для режима «короткого замыкания» и индуцированной э.д.с., обеспечивающего наибольшую величину возмущения потока. Данный результат может быть объяснен тем, что благодаря зоне неравновесной ионизации к моменту достиже-



Фиг. 4



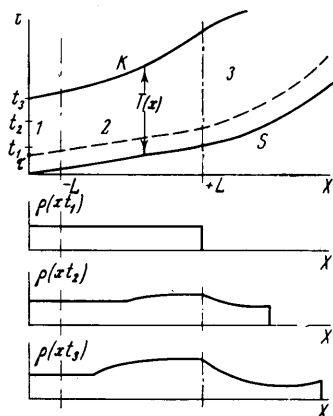
Фиг. 5

ния ударным фронтом сечения $x = L$ почти вся область взаимодействия занята зоной неравновесной ионизации, в которой проводимость значительно меньше, чем в равновесной части потока и, следовательно, величина возмущения параметров потока, вызванного взаимодействием с электрическим и магнитным полем, мала. Кроме этого, необходимо подчеркнуть, что поперечная сила, тормозящая поток, и джоулев нагрев потока, оказывающий на скорость движения ударного фронта противоположное действие и благодаря этому частично компенсируются. В результате скорость движения ударного фронта при движении по области взаимодействия будет испытывать лишь небольшое уменьшение. Приближенный метод расчета, проведенный в работе [5], подтверждает эти качественные соображения.

Совместное действие поперечной силы и джоулева нагрева на поток, заключенный между ударным фронтом (линия S) (фиг. 6) и контактной поверхностью (линия K), приводит к перераспределению параметров в нем. В области $-L > x > L$ формируется волна сжатия, ее амплитуда с течением времени возрастает, о чем свидетельствуют измерения ρ и α , проведенные в фиксированных сечениях x в зависимости от времени. Образование волны сжатия сопровождается возникновением в $x > L$ волны разрежения. Последняя, достигая ударный фронт, уменьшает его интенсивность, о чем свидетельствуют измерения скорости ударного фронта и амплитуды давления на нем.

В проведенных опытах наибольшая величина времени, в течение которого через область взаимодействия протекал ионизованный газ, составляла около 200 мксек. Величина параметра магнитогазодинамического взаимодействия

$$S^* = \frac{2jBL^*}{\rho_1 v_1^2}$$



Фиг. 6

в зависимости от режима менялась от трех до четырех. При оценке использовались средние значения j , B , ρ_1 и v_1 вдоль по области взаимодействия, протяженность которой без учета изолирующих прокладок между электродами L^* . Процесс формирования волны сжатия в пределе должен приводить к образованию ударного фронта в этой области. Для режимов, осуществляемых в данных опытах ($L^* = 10$ см, $2L = 15$ см, протяженность пробки около 50 см) ударный фронт не успевает образоваться. Этот вывод подтверждается также данными, содержащимися в работе Заудерера [6].

В работе Пэйна и Смэй [7] было обнаружено, что для зоны взаимодействия малой протяженности наблюдается возникновение скачка торможения, в то время как в опытах с большими длинами зоны взаимодействия не наблюдалось возникновения скачка торможения.

Результаты проводимых экспериментов позволяют предложить схему (фиг. 6) начальной стадии формирования потока при движении ударной волны ионизирующей газ через поперечное магнитное поле при съеме индуцированной э.д.с.

Область 1. $x < -L$. В этой области значения параметров потока определяются интенсивностью ударного фронта S . Между пунктирной линией и S заключается область неравновесной ионизации потока, создаваемого ударным фронтом. Изменения плотности вследствие неравновесной ионизации за S не указаны на эшорах $\rho(xt)$, приведенных на фиг. 6. Магнитное и электрическое поля, приложенные в области $-L < x < L$, не изменяют параметров потока в $x \leq -L$.

Область 2. $-L < x < L$. Фронт S движется с практически неизменной скоростью, равной таковой для $-L < x$. Контактная поверхность K испытывает замедление, обусловленное образованием волны сжатия (см. эшоры $\rho(xt)$ фиг. 6). Процесс формирования ударного фронта из волны сжатия не успевает завершиться до прихода K .

Область 3. $x > L$. Фронт S движется со значительным замедлением, вызванным возникновением волны разрежения (см. эшоры $\rho(xt)$, фиг. 6). Вследствие конечной величины времени рекомбинации электронов в этой области можно ожидать, что концентрация их будет превышать равновесное значение. Входя в область разрежения K ускоряется.

После направления настоящей работы в печать авторы провели эксперименты, в которых L^* менялось от 1 до 10 см. При этом были зарегистрированы скачки торможения для $L^* \leq 6$ см. Получены данные о влиянии на процесс формирования скачка торможения последовательного увеличения зоны взаимодействия.

Поступило 4 IX 1967

ЛИТЕРАТУРА

1. Зайцев С. Г., Лазарева Е. В., Шатилов А. П. Исследование нормального отражения ударных волн в ударной трубе. ПМТФ, 1964, № 4, стр. 143.
2. Зайцев С. Г., Лазарева Е. В., Чеботарева Е. И. Исследование ионизированного аргона за ударной волной интерферометрическим методом. Магнитная гидродинамика, 1967, № 3, стр. 86.
3. Al-Atter Z., Barrault M. R., Mechesny M. Electronic conductivity of shock heated partially ionized argon in presence of a magnetic field. Brit. J. Appl. Phys., 1964, vol. 15, No. 9, p. 1057.
4. Pain H. J., Smy P. R. Experiments on power generation from a moving plasma. J. Fluid Mech., 1961, vol. 10, pt. 1, p. 51—64.
5. Roscizewski J., Oppenheim A. K. Shock Interaction with an Electromagnetic Field. Phys. Fluids, 1963, vol. 6, No. 5, p. 689.
6. Zauderer B. Effects Governing Magnetically Induced Ionization. Internat. Sympos. Magnetohydrodynamic Electrical power Generation, Paris, 1964, vol. 1.
7. 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, p. 585—1593.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ПОПЕРЕЧНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА КОНВЕКТИВНЫЙ ТЕПЛОБМЕН ПРИ ТУРБУЛЕНТНОМ ТЕЧЕНИИ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОЙ ЖИДКОСТИ В КАНАЛЕ

Д. С. КОВНЕР, Е. Ю. КРАСИЛЬНИКОВ, В. С. НИКОЛАЕНКО, И. Г. ПАНЕВИН

(Москва)

Характер течения электропроводной жидкости в канале при наложении на него внешнего поперечного магнитного поля, как известно, значительно изменяется. При этом в случае турбулентного течения жидкости поперечное магнитное поле взаимодействует как с осредненным потоком, так и с пульсационным движением. Первое взаимодействие приводит к уплощению профиля средней скорости (эффект Гартмана), а второе — к подавлению турбулентных пульсаций скорости. Последнее обстоятельство оказывает существенное влияние на процесс теплопереноса в потоке проводящей жидкости, поскольку подавление полей турбулентных пульсаций скорости вызывает снижение интенсивности теплообмена. Наличие эффекта Гартмана при ламинарном течении жидкости приводит к некоторой интенсификации теплообмена вследствие перестройки профиля температуры [1]. В случае турбулентного течения жидкости эффект Гартмана может привести, с одной стороны, к увеличению интенсивности теплообмена, а с другой — к ее снижению, что обусловлено уменьшением интенсивности турбулентных пульсаций.

Аналитическое решение задачи о теплообмене при турбулентном течении проводящей жидкости в канале при наличии поперечного магнитного поля представляет сложную проблему и может быть выполнено лишь на базе полуэмпирических ме-