

- [3] И г н а т ч е н к о В.А., И с х а к о в Р.С. Физика магнитных материалов. Новосибирск, 1983. 180 с.
- [4] Т и к а д з у м и С. Физика ферромагнетизма. М., 1987. 420 с.
- [5] С т е п а н о в А.В., Ш е л а г и н А.В. // Кр. сообщ. по физике, 1977. № 9. С. 37-43.
- [6] Ф и ш е р М. Природа критического состояния М., 1968. 157 с.
- [7] А н т о н о в А.В. и др. // ФТТ. 1984. Т. 26. В. 6. С. 1585-1596.
- [8] А н т о н о в А.В. и др. // Кр. сообщ. по физике. 1985. № 3. С. 46-49.
- [9] С z e r l i n s k y Е. // Ann. Physik. 1932. V. 13. P. 80-87.
- [10] B r o w n W.F. // Phys. Rev. 1941. V. 60. N 2. P. 139-147.
- [11] N e e l L. // J. Phys. Rad. 1948. V. 9. P. 184-192.
- [12] L e r m e r R., S t e y e r l A. // Phys. St. Sol. (a), 1976. V. 33. N 2. P. 531-541.

Поступило в Редакцию
6 июля 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 20

26 октября 1989 г.

04

РАСПРОСТРАНЕНИЕ УДАРНЫХ ВОЛН В НЕСТАЦИОНАРНОМ ТЛЕЮЩЕМ РАЗРЯДЕ

А.И. К л и м о в, Г.И. М и ш и н,
А.Б. Ф е д о т о в, В.А. Ш а х о в а т о в

Аномальные свойства ударных волн (УВ) в стационарной плазме тлеющего разряда (ТР) в разных газах были обнаружены в работах [1, 6].

Распространение УВ в распадающейся после обрыва тока плазме ТР было исследовано в работе [7].

Данная статья посвящена изучению поведения УВ в нестационарной развивающейся плазме ТР после момента подачи напряжения на электроды.

Эксперименты проводились в электромагнитной ударной трубе [1] в различных газах (воздух, N_2 , Ar , CO_2) при давлениях $P = 3-30$ Тор; начальные скорости УВ лежали в диапазоне $U_0 = 400-1500$ м/с; продолжительность спутного потока за УВ составляла ~ 300 мкс.

В экспериментах исследовалась плазма как продольного, так и поперечного ТР со следующими параметрами: $j = 0.01-0.4$ А/см²,

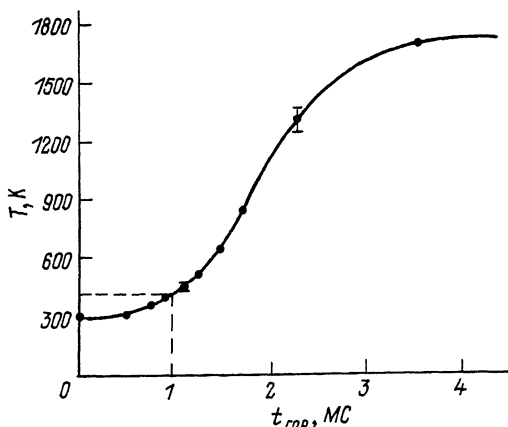


Рис. 1. Зависимость газовой температуры T в продольном тлеющем разряде в воздухе.

$$j = 0.125 \text{ A/cm}^2, \quad p_0 = 6 \text{ Тор.}$$

$E/P = 5-24 \text{ В/см} \cdot \text{Тор}$, $n_0 = 10^{11}-10^{12} \text{ см}^{-3}$. Тиратронная схема поджига разряда обеспечивала его выход на „стационар“ по току за время $\tau_i \sim 1 \text{ мкс}$. Характерные размеры протяженности плазменных зон: в продольном ТР $\sim 30 \text{ см}$, диаметр 3 см , в поперечном ТР $\sim 20 \text{ см}$, сечение $10 \times 10 \text{ см}^2$. Во всех экспериментах балластное сопротивление схемы питания было много больше сопротивления плазменного промежутка.

Распределение температуры газа T по сечению разряда исследовалось методом оптической интерферометрии. Измерения проводились в тестовой камере, снабженной с торцов оптическими окнами, геометрия которой была идентична геометрии рабочей секции ударной трубы. Точность измерения сдвига полос была $\sim \lambda/10$.

Анализ интерференционных картин, полученных покадровой съемкой процесса нагрева газа с помощью СФР, показал, что распределение T по сечению трубы близко к П-образному при $P \ll 6 \text{ Тор}$ (при этом давление газа практически не изменялось в течение $t \leq 3 \text{ мс}$).

Динамика нагрева воздуха на оси трубы в продольном ТР представлена на рис. 1, из которого видно, что при временах горения разряда $t_{гор} \ll 1 \text{ мс}$ изменения T малы ($\Delta T \leq 100 \text{ К}$). В поперечном ТР температура газа при $t_{гор} \leq 2 \text{ мс}$ не превышала 350 К . Все приведенные далее результаты исследований получены в экспериментах, проведенных в воздухе при $t_{гор} < 1 \text{ мс}$, т.е. в условиях слабого нагрева плазмы.

Скорости УВ в плазме v_n и без нее v_0 изменялись с помощью разнесенных пьезодатчиков давления и датчиков лазерной шпирен-системы. Кроме того, в экспериментах с плазмой контролировалась массовая скорость спутного потока за УВ по смещению передней границы плазменной зоны [контактной поверхности (КП)] относительно луча шпирен-датчика. Идентификация положения КП дополни-

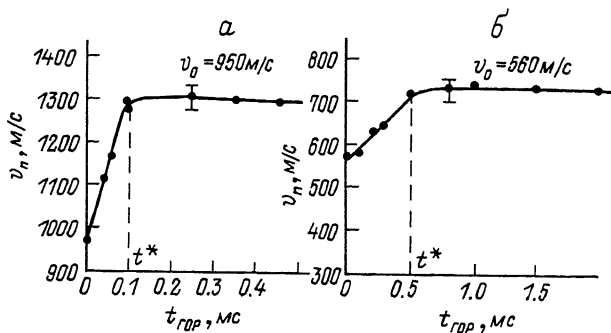


Рис. 2. Зависимость скорости ударной волны U_n в плазме продольного тлеющего разряда (воздух, $P_0 = 6$ Тор, $j = 0.125$ А/см²) от времени горения разряда $t_{гор}$; v_0 , м/с: а - 970, б - 560.

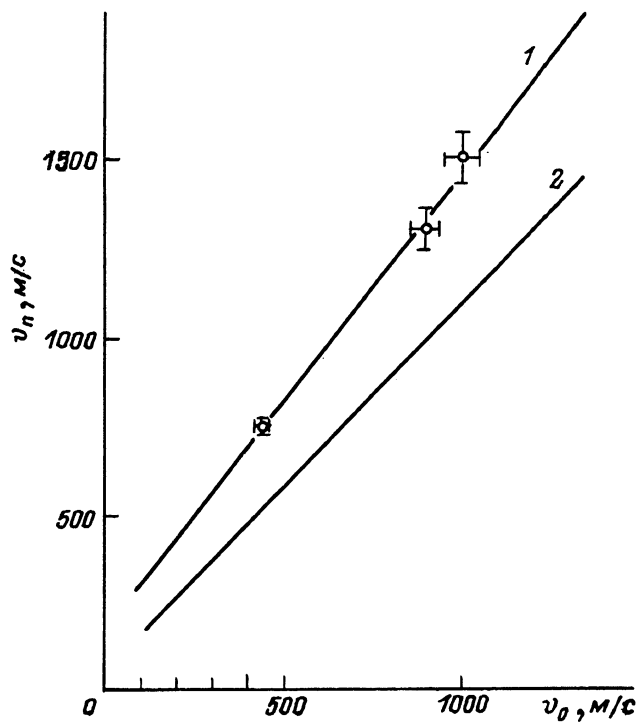


Рис. 3. Зависимость скорости ударной волны в плазме продольного тлеющего разряда (воздух, $P_0 = 6$ Тор, $T = 400$ К, $j = 0.125$ А/см², $t_{гор} \leq 1$ мс) от скорости входящей ударной волны: 1 - эксперимент; 2 - расчет ($T = 400$ К).

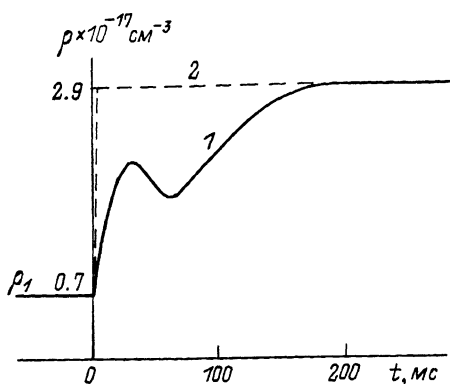


Рис. 4. Изменение плотности в ударной волне в плазме поперечного тлеющего разряда в воздухе ($P_0 = 2$ Тор, $T = 350$ К, $j = 0.1$ А/см², $v_0 = 1250$ м/с): 1 - в плазме, 2 - разряд выключен.

тельно осуществлялась по спаду электронной концентрации за КП, регистрируемой с помощью СВЧ интерферометра. Точность измерения скоростей УВ и КП была $\sim(2-4)\%$.

На рис. 2 представлены зависимости $v_n(t)$ от времени горения разряда $t_{гор}$ от момента поджига продольного ТР до момента входа УВ в плазменную зону. Видно, что скорость УВ сначала растет с увеличением $t_{гор}$, а затем, начиная с момента t^* (рис. 2), практически не изменяется, причем для слабых волн ($v_0 = 560$ м/с) t^* больше, чем для сильных ($v_0 = 970$ м/с), и составляет соответственно ~ 0.5 и ~ 0.1 мс.

Согласно рис. 1, при тех же условиях выход на стационарное значение температуры происходит за $t > 3$ мс. Поскольку время пролета УВ через плазменную зону было много меньше характерных времен изменения температуры, становится ясным, что зависимость $v_n(t)$ не коррелирует с соответствующей зависимостью $T(t)$. Таким образом, скорость УВ в плазме наряду с газодинамической температурой определяется и специфическими динамическими свойствами электрически возбужденного газа.

На рис. 3 приведена зависимость измеренных значений v_n в продольном ТР от начальной скорости волны v_0 для $T = 400$ К. Там же представлена соответствующая зависимость, полученная расчетным путем из модели распада разрыва на тепловой неоднородности при той же температуре T . Видно, что экспериментальные значения v_n превышают расчетные приблизительно на 40%, а наклон экспериментальной прямой $v_n(v)$ больше наклона соответствующей теоретической зависимости [8]. При этом (рис. 3) экстраполяция в сторону малых интенсивностей УВ позволяет сделать вывод о том, что скорость трансзвуковых волн превосходит тепловую скорость звука более чем на 50%.

Исследование скачков плотности ρ на УВ производилось как с помощью шпирен-системы (регистрирующей динамику градиента плотности $\nabla\rho$), так и методом двулучевой интерферометрии (регистрируемый с помощью ФЭУ набег фазы полагался пропорциональным изменению плотности, усредненной вдоль зондирующего луча, параллельного фронту УВ). Лучи шпирен-системы и интерферометра располагались в одном и том же сечении трубы вблизи ее оси на расстоянии 60 мм от входа в плазменную зону. Точность определения ρ составляла $\sim 10\%$.

На рис. 4 показана зависимость $\rho(t)$, полученная в экспериментах с плазмой и без нее при следующих условиях: газ-воздух при $P = 2$ Тор, поперечный ТР, $U_0 = 1250$ м/с, $t_{\text{гор}} = 1$ мс, $j = 0,01$ А/см², $U = 1.17$ кВ. Следует отметить существование полого фронта плотности в плазме (длительность фронта ~ 30 мкс) по сравнению со ступенчатым изменением плотности в контрольных экспериментах без разряда. Зарегистрированный профиль плотности в плазме отличается от приведенного в работе [8].

Кроме того, в плазме наблюдается четко выраженный провал в $\rho(t)$ при $t \sim 60-90$ мкс с последующим подъемом до уровня плотности за УВ без плазмы при $t \gtrsim 150-200$ мкс. Максимальное значение плотности в плазме оказалось в 1,5-2 раза меньше расчетного, полученного с учетом повышения T на 50 К.

При измерениях скорости движения границы „плазма-холодный газ“ в спутном потоке за УВ скорость контактной поверхности оказалась в 2-3 раза меньше расчетного значения, соответствующего температуре газа 350 К. Этим подтверждается существование в ударном слое УВ в плазме низкой плотности газа.

Размытость фронта УВ не является следствием его искривления в поперечном сечении в плазме, так как дополнительные эксперименты в двумя датчиками давления, расположенными в пристеночной и осевой зонах рабочей секции, показали, что прогиб фронта не превышает 8% от поперечника трубы.

Таким образом, регистрируемые скорости УВ и изменения плотности на волне не могут быть объяснены в рамках модели распада разрыва на тепловой неоднородности, существующей в разрядах как с продольной, так и поперечной геометрией. Детонационная модель также несостоятельна, поскольку оценка энерговыклада в разряд приводит к значениям параметра Дамкелера $Q = \frac{q}{C_p T} \sim 0.1-1$

(здесь $q = jEt_{\text{гор}}$), тогда как для объяснения экспериментально наблюдаемых эффектов требуется $Q \gtrsim 4$.

Возможно, что для объяснения наблюдаемых эффектов необходимо изменить традиционную форму уравнений состояния среды. Кроме того, можно допустить наличие структурной неоднородности плазмы. Косвенным подтверждением этого служит имеющее место в данной серии экспериментов отсутствие скачков электронной концентрации (n_e) на фронте УВ, что дает возможность предположить существование локализации электронов главным образом в определенных структурных зонах, слабо сжимаемых газовым потоком за волной.

- [1] К л и м о в А.И., К о б о л о в А.Н., М и ш и н Г.И., С е р о в Ю.Л., Я в о р И.П. // Письма в ЖТФ. 1982. Т. 8. В. 7. С. 439-443.
- [2] Б а с а р г и н И.В., М и ш и н Г.И., // Препринт ФТИ им. А.Ф. Иоффе АН СССР. Л. 1984. № 800.
- [3] Г о р ш к о в В.Г., К л и м о в А.И., К о б о л о в А.Н., М и ш и н Г.И., Х о д а т а е в К.В., Я в о р И.П. // ЖТФ. 1984. Т. 54. В. 5. С. 995-998.
- [4] Б а с а р г и н И.В., М и ш и н Г.И. // Письма в ЖТФ. 1985. Т. 11. В. 4. С. 209-215.
- [5] Г о р ш к о в В.А., К л и м о в А.И., М и ш и н Г.И., Ф е д о т о в А.Б., Я в о р И.П. // ЖТФ. 1987. Т. 57. В. 10. С. 1893-1898.
- [6] Б а с а р г и н И.В., М и ш и н Г.И. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. В. 8. С. 55-60.
- [7] К л и м о в А.И., К о б о л о в А.Н., М и ш и н Г.И., С е р о в Ю.Л., Х о д а т а е в К.В., Я в о р И.П. // Письма в ЖТФ. 1982. Т. 8. В. 9. С. 551-554.
- [8] Б ы с т р о в С.А., И в а н о в В.И., Ш у г а е в Ф.В. // Физика плазмы. 1989. Т. 15. В. 5. С. 558-562.

Физико-технический институт
им. А.Ф. Иоффе АН СССР,
Ленинград

Поступило в Редакцию
1 августа 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 20

26 октября 1989 г.

04; 12

О МГД ГЕНЕРАТОРЕ ЗАКРЫТОГО ЦИКЛА, РАБОТАЮЩЕМ НА РЕЛАКСИРУЮЩЕЙ ПЛАЗМЕ АРГОНА

Р.В. В а с и л ь е в а, А.В. Е р о ф е е в,
А.Д. З у е в, Т.А. Л а п у ш к и н а

В настоящее время МГД генераторы закрытого цикла разрабатываются весьма интенсивно [1-6]. В качестве рабочего вещества в них, как правило, используется инертный газ с присадкой щелочного металла. Практическая реализация такого генератора осложняется необходимостью ввода присадки. Основным физическим явлением, снижающим коэффициент преобразования энтальпии, является развитие ионизационной неустойчивости [7], что приводит к уменьшению эффективной проводимости.

С нашей точки зрения, актуальна задача создания МГД генератора на релаксирующей плазме чистых инертных газов. При этом