

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

04:12

Журнал технической физики, т. 63, в. 3, 1993

© 1993 г.

РАСПРОСТРАНЕНИЕ УДАРНЫХ ВОЛН
В ПЛАЗМЕ ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА

А.Ю.Гридин, А.И.Климов, Н.Е.Молевич

В настоящее время усилился интерес к изучению взаимодействия акустических и ударных волн (УВ) с неравновесной газовой средой [1,2]. Настоящая работа посвящена вопросу распространения относительно слабых УВ с числами $M = 1.1-1.7$ в стационарном тлеющем разряде (ТР) с $j \simeq 6 \text{ mA/cm}^2$ в воздухе и азоте при давлении $P_a \leq 30 \text{ Тор}$.

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1. Ударная труба 1 внутренним диаметром 32 мм была изготовлена из кварцевого стекла и состояла из генератора УВ 2, формирующей секции 3, рабочей секции 4 и гасящего бака 5. Генератором ударных волн являлась электроразрядная пушка, позволявшая получать на входе рабочей секции плоские ударные волны со скоростями 370–600 м/с. В зависимости от конструкции и режима работы пушки получались ударные волны с коротким треугольным профилем давления длительностью $t_{\text{и}} \simeq 50 \text{ мкс}$ (N-образная УВ), либо с протяженным равномерным профилем давления за фронтом длительностью 200–300 мкс.

Тлеющий разряд создавался между кольцевыми электродами 6, смонтированными заподлицо с внутренними стенками трубы. Протяженность плазменной зоны в эксперименте могла изменяться от 16 до 30 см. В разряде контролировались напряжение U_p и ток I_0 . В ряде экспериментов ток разряда мог обрываться к моменту входа ударной волны в рабочую секцию с помощью электронного ключа, в качестве которого использовался тиратрон ТГИ-325/16. Обрыв тока происходил за характерное время порядка 1–10 мкс. В этом случае исследовалось взаимодействие ударной волны с распадающейся плазмой тлеющего разряда при отсутствии внешних полей. В наших экспериментах внутреннее сопротивление плазмы $R_{\text{пл}}$ было много меньше балластного сопротивления R_0 .

Профиль давления за ударной волной, а также ее средняя скорость регистрировались двумя пьезодатчиками 7 и 8, расположенными на входе и выходе рабочей секции. ПД₂ являлся датчиком давления торцевого типа, его чувствительный элемент большого диаметра такой, что закрывал все выходное сечение трубы. Такой датчик позволял регистрировать интегральное давление за ударной волной, усредненное по всему сечению

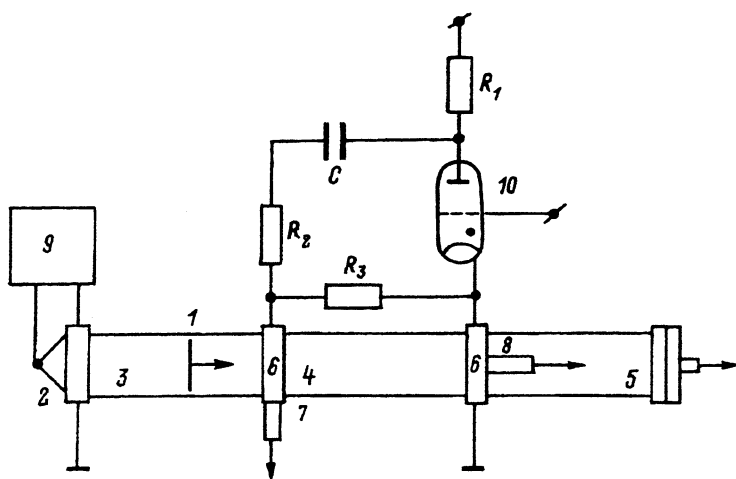


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

1 — ударная труба; 2 — ЭРП; 3 — формирующая секция; 4 — рабочая секция; 5 — гасящий бак; 6 — электроды; 7, 8 — пьезодатчики; 9 — блок питания; 10 — ТГИ-325/16.

трубы. Пьезодатчики имели линейные характеристики во всем интервале давлений в наших экспериментах. Точность определения средней скорости была не хуже 5%.

Температура газа $T_a(R, Z)$ по сечению трубы и вдоль нее определялась с помощью хромель-алюмелевых термопар, а также методом оптической интерферометрии. В последнем случае эксперименты проводились в камере, конструктивно подобной рабочей секции, но с оптическими окнами на торцах.

Колебательная температура T_v в плазменной области определялась методом относительных интенсивностей линий переходов $C^3P_u - B^3P_u$ полосы азота [3].

В ряде дополнительных экспериментов для выяснения влияния неоднородного нагрева газа в рабочей секции на распространение и структуру ударной волны плазменный столб моделировался радиальной тепловой неоднородностью в газе без разряда (РТН), создаваемой электрическим нагревателем, расположенным вдоль оси трубы. При этом контролировалась температура нагревателя и стенок трубы. Сам нагреватель представлял собой тонкую керамическую трубку диаметром 2 мм с протянутой внутри нее нихромовой нитью. При этом было показано, что холодный нагреватель такой конструкции практически не влиял на структуру ударной волны и ее скорость.

В эксперименте было показано, что при $j \approx 6 \text{ мА/см}^2$ стационарная температура на оси тлеющего разряда T_c достигала 600 К при $P_a = 16-18 \text{ Тор}$. При уменьшении P_a в трубе значение T_c уменьшалось: так, при $P_a = 6 \text{ Тор}$ T_a составляла 450 К. Профили $T_a(R)$ и $T_a(Z)$ показаны на рис. 2. T_v в разряде достигла 3000 К в воздухе и 4000 К в азоте ($P_a = 2-6 \text{ Тор}$). Значение параметра E/P в разряде составило 5–10 В/см · Тор.

Как было показано в [4] при близких условиях эксперимента в разряде, величина электронной концентрации N_e была близка к 10^{10} см^{-3} , значение электронной температуры T_e составляло 1–2 эВ.

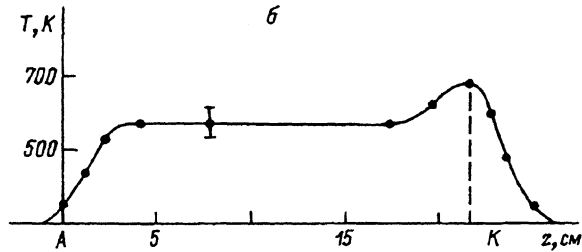
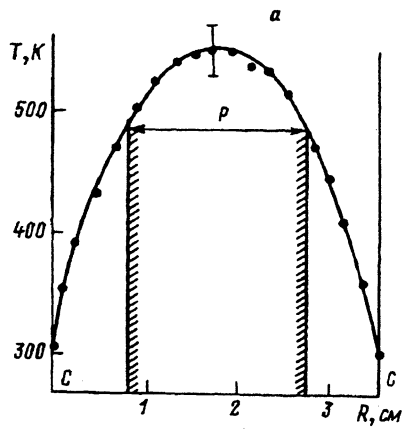


Рис. 2. Поперечный профиль $T_a(P)$ в разряде (P — светящаяся зона разряда, C — стенки трубы) (а) и продольный профиль $T_a(Z)$ по оси трубы в разряде ($j = 6 \text{ mA/cm}^2$, $P_a = 15 \text{ Тор}$, воздух) (б).

В ходе экспериментальных исследований были обнаружены следующие режимы взаимодействия ударной волны с плазмой тлеющего разряда в зависимости от условий эксперимента.

1. Режим слабого уширения фронта (слабой дисперсии) ударной волны N-типа с $v_0 = 380 \text{ м/с}$ в плазме тлеющего разряда. Характерные эпюры давления за слабыми ударными волнами в разряде и без него показаны на рис. 3,а. Там же для сравнения приведена эпюра давления за ударной волной в условиях существования радиальной тепловой неоднородности с температурой нагревателя T , равной 600 К, при прочих равных условиях. Видно, что в эксперименте с разрядом имелось уширение фронта ударной волны $\Delta t_p = 60 \text{ мкс}$. Величина этого уширения превышала более чем в 2 раза величину Δt_g ударной волны в пазе с радиальной тепловой неоднородностью. Измеренная скорость ударной волны в плазме v_p превышала расчетную скорость v_T , соответствующую $T_c = 600 \text{ К}$, на 12%. Было показано, что наблюдаемое уширение фронта ударной волны в плазме не объяснялось его искривлением в неоднородно нагретом разряде. В то же самое время величина скорости ударной волны в пазе с радиальной тепловой неоднородностью с точностью до ошибок эксперимента совпадала с расчетной скоростью, а уширение фронта объяснялось возможным искривлением его из-за тепловой неоднородности. Амплитуда ударной волны N-типа в плазме слабо увеличивалась не более чем на 20%.

2. Режим усиления слабых ударных волн с протяженным равномерным спутным потоком ($v_0 = 600 \text{ м/с}$) в плазме тлеющего разряда ($j \leq 6 \text{ mA/cm}^2$, $P_a = 6\text{--}20 \text{ Тор}$). Характерные эпюры давления за ударной

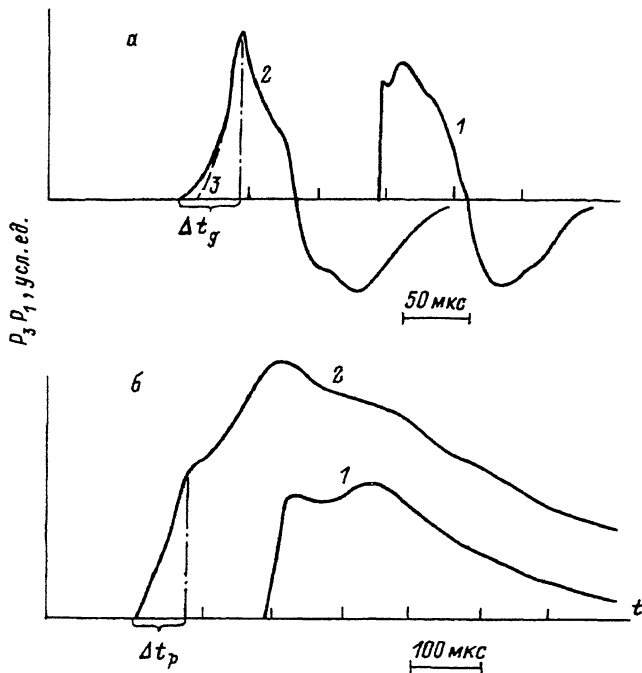


Рис. 3.

a — эюры давления за УВ (N-типа) с $v_0 = 380$ м/с: 1 — без плазмы, 2 — в плазме, 3 — в РТН; *б* — эюры давления за УВ (протяженный спутный поток) с $v_0 = 600$ м/с; $j = 6$ А/см², $P_a = 15$ Тор, воздух.

волной в разряде и без него в этом режиме показаны на рис. 3,б. Из этого рисунка видно, что за отраженной волной в плазме разряда происходило повышение давления P_3 . Величина его относительного приращения $k = \Delta P_3 / \Delta P_{30}$ ($\Delta P_3 = P_3 - P_1$ — прирост давления за отраженной волной в разряде, ΔP_{30} — прирост давления за волной без разряда, P_1 — начальное давление в рабочей секции монотонно возрастала с ростом P_1 : $k_1 = 0.36$ при $P_1 = 8$ Тор, $k_2 = 0.78$ при $P_1 = 18$ Тор). Величина k достигала максимума достаточно далеко за фронтом отраженной ударной волной через характерное время 200–300 мкс. В эксперименте было обнаружено, что в этом режиме за фронтом отраженной ударной волны имелись значительные пульсации плотности газа, о чем свидетельствовали заметные всплески на зарегистрированных интерференционных и шпирен-сигналах. В этих экспериментах величина прироста скорости $\Delta v / v_0$ ударной волны в плазме тлеющего разряда достигала 40%. Величина уширения фронта Δt_p волны в разряде была близка к соответствующей величине для волны N-типа.

Обнаруженные эффекты сохранялись и при обрыве тока в распадающейся плазме в момент вхождения в нее волны.

Использование результатов работы [5] позволило оценить нестационарное усиление слабых ударных волн в колебательно-возбужденном азоте тлеющего разряда. При этом параметры прошедшей через границу плазмы ударной волны рассчитывались по схеме распада разрыва на тепловой неоднородности, созданной разрядом [6]. По мере движения

волны через плазменную зону происходило изменение давления $P_2(Z, t)$, плотности $\rho_2(Z, t)$ за ее фронтом и скорости v_p самой волны вследствие процессов стимулированной $V-T$ -релаксации в ударно-сжатом газе. Согласно [5], изменение этих величин (при условии постоянства инкрементов плотности g_ρ и давления g_P вдоль всей плазменной зоны) даются следующими выражениями:

$$P_{2p} = \Delta P_{2T} \exp(g_P L / V_p) + P_{1T}, \quad \rho_{2p} = \Delta \rho_{2T} \exp(g_P L / V_p) + \rho_{1T},$$

$$\frac{V_p}{c_{s',p}} = \sqrt{\frac{P_{2p}/P_1}{1 - \rho_1/\rho_{2p}} \frac{1}{\gamma}},$$

где $\Delta P_{2T} = P_{2T} - P_{1T}$, $\Delta \rho_{2T} = \rho_{2T} - \rho_{1T}$;

$$g_p = \frac{(1 + 0.5\gamma) \cdot S}{2c_{p\infty}\tau_{2T}} - \alpha_\infty \cdot c_{s,T};$$

$$g_\rho = \frac{(1 - 1.5\gamma) \cdot S}{2c_{p\infty}\tau_{2T}} - \alpha_\infty \cdot c_{s,T};$$

$$s/\tau_1 = Ej/P_1; \quad s = [E_k(T_v) - E_k^p(T_1)]/T_1;$$

$$\alpha_\infty(T_{2T}) = \frac{C_k + s \cdot (\hat{\tau} - c_{v\infty})}{2c_{p\infty}c_{v\infty}c_{3s,T}\tau(T_{1T}, \rho_{2T})}; \quad \hat{\tau} = \frac{\partial(\ln\tau)}{\partial(\ln T)},$$

$c_{p\infty} = 3.5$, $c_{v\infty} = 2.5$, $\gamma = 1.4$, $P_T = 550$ К, $P_1 = 15$ Тор, $L = 30$ см, $E/P = 5$ В/см · Тор, $j = 6$ мА/см², τ — время $V T$ -релаксации, $c_{s,T}$ — скорость звука в тепловой неоднородности, $E_k(T_v)$ — энергия колебательно-возбужденных молекул в разряде, $E_k^p(T)$ — равновесная колебательная энергия; индексы 1, 2 относятся к потоку перед и за фронтом ударной волны, индекс p соответствует плазме, T — тепловой неоднородности с $T = T_p$.

В расчетах полагалось, что рабочим газом является технический азот с малой примесью паров воды, $\delta_{H_2O} = 1\%$. При этом времена релаксации τ_{VT} в азоте с примесью паров воды определялись формулой $\tau_{VT}^{H_2O} = m/\rho\delta_{H_2O}k_{VT}$, где $k_{VT} = 3.2 \cdot 10^{-8} \cdot \exp(-117/T^{1/3})$ [7], а в чистом азоте определялись согласно [8]. Результаты расчета параметров ударной

	$v_0 = 380$ м/с $M_0 = 1.1$		$v_0 = 590$ м/с $M_0 = 1.7$	
	расчет	эксперимент	расчет	эксперимент
v_T , м/с	510	510	740	—
v_p , м/с	580	570	1020	820
M_T	1.09	1.09	1.57	—
M_p	1.23	1.16	2.17	1.68
$\frac{P_{s,p} - P_1}{P_{s,o} - P_1}$	1.11	1.15	1.72	1.78

П р и м е ч а н и е. $L_p = 30$ см.

волны на выходе из рабочей секции представлены в таблице ($P_{s,p}$, $P_{s,o}$ — давление за отраженной волной в плазме и без нее соответственно, M_p , M_T — числа Маха в плазме и газе в условиях радиальной тепловой неоднородности соответственно).

Из таблицы видно, что расчетные значения скорости ударной волны, v_p и числа M волны близки к экспериментальным величинам даже для волн с относительно большими числами Маха (1.7). Имеется также удовлетворительное согласие расчета с экспериментом для величины давления $P_{s,p} - P_1$ за ударной волной. Полученные результаты (особенно для $M = 1.7$) явились неожиданными, так как в упрощенном расчете, приведенном выше, не учитывался целый ряд важных физических процессов и особенностей эксперимента, таких как реальный профиль $T_a(r, Z)$ в тлеющем разряде, роль источника тока, который осуществлял дополнительный энергоз вклад в ударно-сжатый слой газа за фронтом волны в разрядной зоне; перераспределение параметров плазмы по мере движения волны вдоль рабочей секции и т.д.

Времена $\tau_{2,VT}$ в ударно-сжатом газе оказались достаточно большими по сравнению с характерными газодинамическими временами (временем движения через рабочую секцию, продолжительностью течения за фронтом ударной волны. Поэтому в наших экспериментах за фронтом ударной волны происходил неполный сброс энергии колебательно-возбужденного газа, и режим стационарной детонации был недостижим.

Необходимо отметить также, что аномально большое уширение фронта волны в плазме в рамках данного теоретического подхода не имело объяснения.

Таким образом, в экспериментах со слабыми ударными волнами в плазме продольного тлеющего разряда было обнаружено превышение скорости ударной волны над расчетной "тепловой" скоростью, соответствующей измеренной температуре T_c на оси разряда на 12–40%; значительное уширение фронта волны, не объяснимое его искривлением в неоднородном плазменном столбе; рост давления до 20% за фронтом отраженной ударной волны с треугольным профилем давления (N-типа) и до 80% за ударной волной с протяженным однородным спутным потоком и показано, что в условиях конкретного эксперимента имеется неплохое согласие теории и эксперимента.

Список литературы

- [1] Галечян Г.А., Мкртчян А.Р. Препринт ИППФ. № 5-89. Ереван, 1989. 77 с.
- [2] Мишин Г.И. Препринт ФТИ АН СССР. № 1357. Л., 1989. 29 с.
- [3] Очкин В.Н., Савинов С.Ю., Соболев Н.Н. // Тр. ФИАН. М., 1985. Т. 157. С. 6–85.
- [4] Климов А.И., Мишин Г.И., Федотов А.Б. и др. // ЖТФ. 1987. Т. 57. Вып. 10. С. 1893–1898.
- [5] Молевич Н.Е., Ораевский А.Н. // Акуст. журн. 1989. Т. 35. № 2.
- [6] Найдис Г.В., Румянцев С.В. // ТВТ. 1987. Т. 25. № 2. С. 389–393.
- [7] Встовский Г.В., Козлов Г.И. // ЖТФ. 1986. Т. 56. Вып. 8. С. 1536–1542.
- [8] Гуреев К.В., Золотарев В.О. // ЖТФ. 1990. Т. 60. Вып. 2. С. 22–31.

Московский радиотехнический институт

Поступило в Редакцию
4 февраля 1992 г.