

03:04

## Об особенностях течений низкотемпературной газоразрядной плазмы

© А.П. Бедин

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург

Поступило в Редакцию 25 апреля 1997 г.

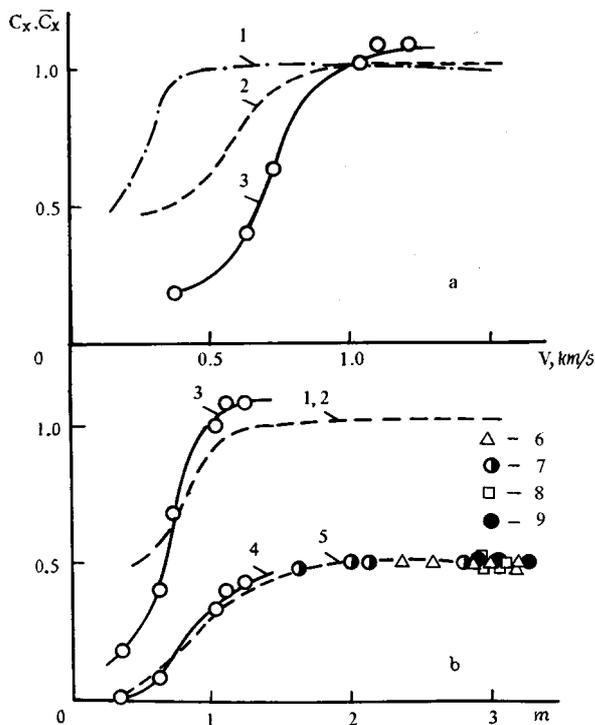
Исследуется природа газодинамических аномалий, возникающих при движении ударных волн и тел в низкотемпературной неравновесной плазме. Показано, что возникновение аномалий обусловлено особенностями распространения звука в плазме.

Исследования последних лет выявили ряд особенностей течений низкотемпературной плазмы по сравнению с течениями нагретого и холодного воздуха. К их числу можно отнести расширение диапазона скоростей с дозвуковым режимом обтекания тел в плазме [1]; увеличение отхода головной ударной волной от тел, летящих в плазме [1]; уменьшение интенсивности ударных волн, увеличение скорости их распространения, изменение их структуры [2–8], изменение сопротивления тел [9,10] и др.

Большинство этих особенностей обусловлено, по нашему мнению, изменением скорости звука и его дисперсией из-з релаксационных процессов, протекающих при прохождении звуковой волны в плазме.

Для установления величины скорости звука в плазме рассмотрим зависимости коэффициента сопротивления  $C_x$  от скорости ее движения  $V$  в холодном ( $T_x = 290$  К) и нагретом ( $T_T = 1200$  К) воздухе, а также в плазме ( $T_p = 1200$  К,  $T_e = 4–6$  эВ), представленные на рис. 1, а. Здесь и далее индексы  $x$ ,  $t$ ,  $p$  относятся соответственно к холодному и горячему воздуху и к плазме. Все кривые на графике соответствуют давлению  $P = 15$  Тор и диаметру сферы  $d = 15$  мм, кривые 1, 2 построены по нашим данным и данным работы [11], кривая 3 — по нашим данным [10]. При этом показатель адиабаты принят  $\gamma_t = \gamma_x = 1.4$ .

Сравнивая характер сдвига по  $V$  зависимостей  $C_x = C_x(V)$  и зная, что сдвиг кривых в холодном и горячем воздухе обусловлен различием



**Рис. 1.** Зависимость коэффициента сопротивления сферы от скорости — *a* и числа  $M$  — *b*.  $C_x$ : 1 — холодный воздух, 2 — нагретый воздух, 3 — плазма;  $\bar{C}_x$ : 4 — плазма, 5 — воздух,  $Re = 1.2 \cdot 10^3 M$ , 6 — воздух, 7 —  $CO_2$ , 8 —  $Ar$ , 9 — фреон-12 при  $Re \sim 10^6$  [12].

скоростей звука, не трудно прийти к выводу, что скорость звука в плазме  $a_p$  отличается от скорости звука в холодном и нагретом воздухе ( $a_x$ ,  $a_T$ ), причем  $a_x < a_T < a_p$ . Отсюда, полагая, что при  $M_x = M_T = M_p$ :  $C_{xx} \approx C_{xT} \approx C_{xp}$ , можно оценить величину скорости звука в плазме. Согласно оценкам  $a_p \approx 1.45a_T$  ( $T_p = T_T = 1200$  К,  $T_e = 4-6$  эВ). Аналогичные оценки, приведенные в работе 1 по отходу головной ударной волны от сферы, дали величину  $a_p \approx 1.5a_T$  ( $T_p = T_T = 1400$  К,  $T_e = 1-2$  эВ). Отсюда ясно, что в диапазоне  $T_e = 1-6$  эВ скорость

звука в воздушной плазме практически не зависит от  $T_e$  и ее можно принять равной  $a_p = 1.48a_t = 29.7\sqrt{T}$ . Это позволяет представить результаты измерений коэффициента  $C_x$  сферы в плазме в зависимости от числа  $M$  (см. рис. 1, *b*, на котором, кроме того, приведены зависимости  $C_x = C_x(M)$  в холодном и горячем воздухе при  $Re_t = Re_x = 1.2 \cdot 10^3 M$  и  $\gamma_t = \gamma_x = 1.4$ ). Из рассмотрения рисунка видно, что при числах  $M > 0.8$  коэффициент  $C_x$  в плазме несколько больше, чем в воздухе. Это может быть вызвано уменьшением показателя адиабаты, некоторым увеличением вязкости плазмы, а также расщеплением ударной волны на две (предвестник и остаточная ударная волна). Учитывая, что в равновесно нагретом воздухе при  $T = 1200$  К  $\gamma_t \approx 1.3$ , можно принять  $\gamma_p = 1.25$ . Это вместе с ранее установленной скоростью звука в плазме дает возможность рассчитать величину отношения  $\bar{C}_x = C_x/\bar{P}'_0$  в плазме ( $\bar{P}'_0 = 2P'_0/\rho V^2$  — относительное давление торможения за ударной волной) и в воздухе. Результаты расчета представлены на рис. 2, *b*, там же по данным работы [12] нанесены значения  $\bar{C}_x = C_x/\bar{P}'_0$  для сферы в разных газах при  $Re \sim 10^6$ . Как видно из рисунка показатель адиабаты практически не влияет на величину  $C_x/\bar{P}'_0$  (в плазме это наблюдается при  $M > 0.8$ ). Согласно [12] автомодельность  $C_x/\bar{P}'_0$  по  $\gamma$  имеет место для любых тел и любых чисел  $M$ . Если положить, что это свойство сохраняется и для плазмы, причем не только в диапазоне  $M = 0.8-1.2$ , но и при  $M > 1.2$ , то величину коэффициента  $C_{xp}$  и силы сопротивления  $X_p$  тел можно оценивать по известному их коэффициенту сопротивления в воздухе  $C_{xx}$ , используя соотношение пересчета:

$$C_{xp} = C_{xx} P'_{0p} / \bar{P}'_{0x},$$

$$X_p = C_{xx} \rho_p V^2 \bar{P}'_{0p} / 2 \bar{P}'_{0x}.$$

Так для сферы при  $V > a_p$  :  $X_p \approx X_x T_x / T_p$ . В нашем случае  $X_p \approx 0.25 X_x$ .

При числах  $M < 0.7$  коэффициент сопротивления сферы в плазме, судя по данным рис. 1, *b*, уменьшается по сравнению с воздухом в  $\sim 2.5$  раза. Возможно это уменьшение как-то связано с переходом через тепловую скорость звука  $a_t$ . Аналогичное уменьшение коэффициента  $C_x$  сферы в аргоновой плазме (в  $\sim 2$  раза по сравнению с аргоном) зафиксировано при числах  $M$ , близких к 0, в [9]. Поэтому при числах  $M < 0.7$  сила сопротивления сферы в воздушной плазме составляет величину  $X_p \approx 0.1 X_x$ .

Близость зависимостей  $C_{xp}/P'_{0p} = f(M_p)$  и  $C_{xx}/P'_{0p} = f(M_x)$  друг к другу при  $M > 0.8$ , а также зависимостей  $\Delta_p = \bar{\Delta}_p(M_p)$  и  $\bar{\Delta} = \bar{\Delta}_x(M_x)$ , где  $\bar{\Delta}$  — относительный отход головной ударной волны от сферы, указывает на то, что давление торможения за ударными волнами и распределение давления по телу в плазме и воздухе при  $M_p = M_x > 1$  близки друг к другу. Это дает возможность оценивать величину аэродинамических характеристик и нагрузок на летящие в плазме тела по заданным  $M_p$  и  $\gamma_p$ , используя обычные методы.

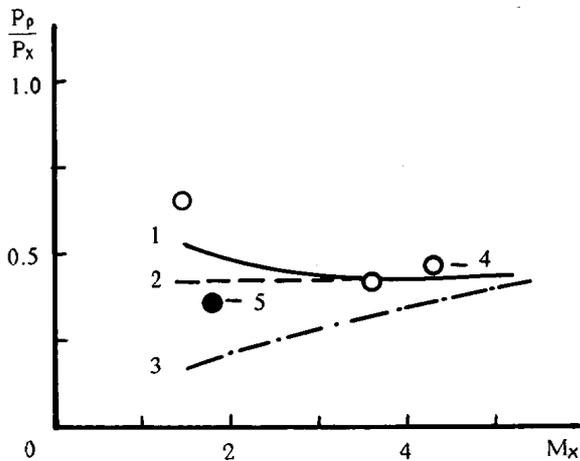
Особенностью распространения ударных волн в разрядной плазме является их ускорение при входе в область разряда. В работе [4] расчетным методом показано, что ускорение ударных волн в плазме обусловлено только тепловыми эффектами. Этот вывод подтверждается и данными экспериментов [2, 4–6, 8, 13, 14], в чем легко убедиться, если составить на основе измеренных в этих работах величин отношение  $\bar{V}_p/\sqrt{\bar{T}_p}$ , где  $\bar{V}_p = V_p/V_x$  и  $\bar{T}_p = T_p/T_x$ . В воздушной и аргоновой плазме и в нагретом воздухе это отношение оказывается близким к 1, что может быть только в том случае, если скорости распространения ударной волны в плазме и нагретом воздухе одинаковы и подчиняются одному закону [15]:

$$V = \frac{b}{r^n} \sqrt{\frac{E}{\rho_1}},$$

где  $E$  — энергия ударной волны,  $\rho_1$  — плотность невозмущенной среды;  $r$  — координата;  $n = 1.5, 1, 0.5$  и  $b = 0.4, 0.5, 2/3$  соответственно для сферических, цилиндрических и плоских волн. Так, что в плазме одинакового с холодным воздухом состава:

$$V_p = V_t = V_x \sqrt{T_p/T_x}; \quad M_p = 0.675M_x = 0.675M_t.$$

Это дает возможность рассчитать по формулам прямого скачка отношения давлений за ударной волной  $P_{2p}/P_{2x}$ , давлений торможения  $P'_{0p}/P'_{0x}$  и давлений за отраженной волной  $P_{3p}/P_{3x}$  в плазме (предвестник) и в холодном воздухе. При расчете параметры падающей ударной волны предполагались одинаковыми, и было принято  $\gamma_p = 1.25, \gamma = 1.4$ . Результаты расчета представлены на рис. 2, рассмотрение которого показывает, что давление за ударной волной (статическое и торможения) в плазме составляет 40–50% от давления в холодном воздухе. Этот результат подтверждается экспериментальными данными [5,6,8] (см. рис. 2).



**Рис. 2.** Относительное давление за ударной волной в зависимости от числа  $M_x$ . Расчет: 1 —  $P'_0/P_1$ , 2 —  $P_2/P_1$ , 3 —  $P_3/P_1$ ; Эксперимент: 4 — [5,6], 5 — [6].

В релаксирующих средах скорость звука зависит от частоты  $\omega$ , меняясь ступенчато при  $\omega = 1/\tau$ , где  $\tau$  — время релаксации [16]. При низких частотах она совпадает с обычной адиабатической скоростью звука  $a_T$ , на высоких частотах — с замороженной или плазменной  $a_p$ . Поскольку скорость распространения ударной волны в среде пропорциональна скорости звука, то при входе в разрядную область ударная волна должна расщепляться на две волны — высокочастотную или плазменную, скорость распространения которой  $V_p \sim a_p$ , и низкочастотную или остаточную с  $V_0 \sim a_0$ , откуда  $V_p/V_0 = a_p/a_0 = 1.48$ . Согласно экспериментальным данным [5,6]  $V_p/V_0 = 1.39$  при скорости падающей волны  $V = 500$  м/с и  $V_p/V_0 = 1.43-1.6$  при  $V = 1500$  м/с. С учетом полученных результатов для падающей ударной волны ( $V = 1500$  м/с), входящей в холодную плазму ( $T_p = 350$  К), были рассчитаны отношения статического давления и давления торможения за остаточной волной и предвестником. Эти отношения оказались равными соответственно 1.5 и 2. В то же время отношение давлений за остаточной волной и предвестником, измеренных торцевым пьезодатчиком [6], оказалось равным 2.5.

## Список литературы

- [1] Мишин Г.И., Серов Ю.Л., Явор И.П. // Письма в ЖТФ. 1991. Т. 17. В. 11. С. 65–71.
- [2] Басаргин И.В., Мишин Г.И. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. В. 8. С. 55–60.
- [3] Климов А.И., Мишин Г.И., Федотов А.Б. и др. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. В. 20. С. 31–36.
- [4] Войнович П.А., Ершов А.П., Пономарева С.Е. и др. // ТВТ. 1991. Т. 29. № 3. С. 582–590.
- [5] Гридин А.Ю., Климов А.И. // ХФ. 1993. Т. 12. № 3. С. 363–365.
- [6] Гридин А.Ю., Климов А.И., Ходатаев К.В. // ТВТ. 1994. Т. 32. № 4. С. 486–490.
- [7] Гридин А.Ю., Климов А.И., Ходатаев К.В. и др. // ТВТ. 1994. Т. 32. № 6. С. 809–812.
- [8] Басаргин И.В., Мишин Г.И. В кн.: Основные результаты научной деятельности 1989/90. ФТИ АН СССР. Л. 1991. С. 100–103.
- [9] Асаналиев М.К., Энгельшт В.С., Пахомов Е.П. и др. В кн.: Труды 15 международной конференции по явлениям в ионизированных газах. Минск. 1981. С. 959–960.
- [10] Бедин А.П., Мишин Г.И. Письма в ЖТФ. 1995. Т. 25. В. 1. С.14–19.
- [11] Bailey A.V., Hiatt J. AIAA Journal. 1972. V. 10. № 11. P. 1436–1440.
- [12] Бедин А.П., Мелешико В.П., Мишин Г.И. и др. В кн.: Физикогазодинамические баллистические исследования. Л.: Наука, 1980. С. 25–33.
- [13] Басаргин И.В., Мишин Г.И. // Препринт ФТИ АН СССР. № 880. Л. 1984. 22 с.
- [14] Басаргин И.В., Мишин Г.И. // Письма в ЖТФ. 1985. Т. 11. В. 4. С.209–215.
- [15] Седов Л.И. Методы подобия и размерности в механике. М.: Наука, 1981. 448 с.
- [16] Михайлов И.Г., Соловьев В.А., Сырников Ю.П. Основы молекулярной акустики. М.: Наука, 1964. 516 с.