

03;04
©1994

ПОЛНОЕ ДАВЛЕНИЕ ЗА УДАРНОЙ ВОЛНОЙ В СЛАБОИОНИЗОВАННОМ ВОЗДУХЕ

Г.И.Мишин

Сложная структура ударной волны (УВ) в слабоионизованном воздухе, обнаруженная в работах [1-4], объясняется существованием в газоразрядной плазме специфического механизма формирования и распространения возмущений. Фронт УВ в плазме оказывается сильно размытым, появляется предвестник и опережающий его лидер, то есть УВ трансформируется в трехволновую конфигурацию.

Однако замена одного скачка несколькими более слабыми должна приводить к уменьшению суммарного скачка энтропии и, следовательно, снижению потерь полного давления (давления торможения).

Величину полного давления за УВ в плазме можно определить, анализируя результаты экспериментов в воздухе, описанные в [4]. Там представлены данные одновременных измерений профилей плотности (интерферометр Майкельсона, рис. 1, а) и давления (пьезодатчик, рис. 1, б) в УВ в нестационарной импульсной (время горения менее 1 мс, средняя плотность тока 40 Ма/см^2) холодной (газодинамическая температура $T_1 \leq 300 \text{ К}$) плазме, создаваемой в диафрагменной ударной трубе прямоугольного сечения $10 \times 10 \text{ см}$. Рабочий газ — воздух при давлении $P_1 = 5 \text{ Тор}$. Температура электронов $T_e = 1 - 2 \text{ эВ}$, концентрация электронов $n_e = 3 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$. Скорость входа УВ в рабочую зону ударной трубы $V = 1500 \text{ м/с}$.

Поскольку структура ударной волны в плазме зависит от нескольких параметров, в том числе температуры, длины свободного пробега и концентрации электронов, то вычисление давления торможения P_T по результатам экспериментов в ударной трубе в настоящее время не является надежным. Поэтому о влиянии ионизации на полное давление будем судить по изменению давления $P_{2П}$ на контактной поверхности по сравнению со случаем неионизованного воздуха P_2 .

Примем во внимание, что при скорости УВ около 1500 м/с давление торможения менее чем на 4% превышает P_2 . Таким образом, давление на контактной поверхности в данном случае является хорошим приближением к величине полного давления.

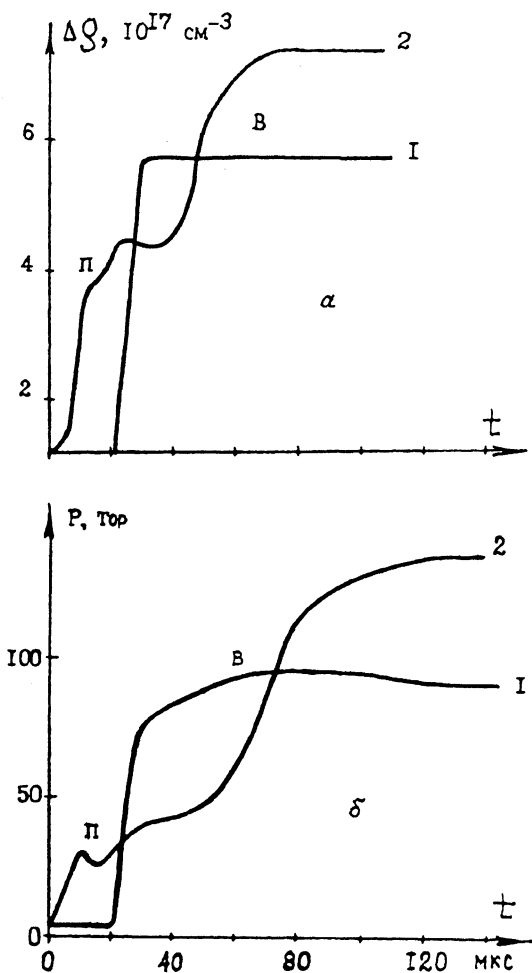


Рис. 1. Изменение плотности (а) и давления (б) в ударной волне в нестационарной плазме воздуха — (1) и неионизованном воздухе — (2). П — предвестник, В — волна. Температура $T_1 \leq 300 \text{ K}$, давление $P_1 = 5 \text{ Тор}$, скорость входа ударной волны в плазму $V = 1500 \text{ м/с}$.

Рассмотрение экспериментальных данных рис. 1, а, б показывает, что $P_{2п}/P_2 \approx 1.5$, а $\rho_{2п}/\rho_2 \approx 1.3$, т.е. давление ионизованного воздуха на границе с контактной поверхностью оказывается примерно на 50% большим по сравнению с соответствующим значением в воздухе практически при тех же начальных условиях.

Обратимся теперь к результатам исследования обтекания тел в слабоионизованном воздухе на баллистической установке [5].

Эксперименты были проведены в протяженном стационарном разряде при давлении $P_1 = 40$ Тор и газокинетической температуре $T_1 = 1350$ К (отношение удельных теплоемкостей $\gamma = 1.33$, $a_T = 717$ м/с). Диапазон скоростей моделей V охватывал интервал $\sim 1300 - 2300$ м/с (от $M = 1.81$ до $M = 3.2$), что соответствовало более чем трехкратному изменению интенсивности УВ.

Анализ результатов экспериментов привел к констатации факта, что числа Маха полета сферы в низкотемпературной плазме, рассчитанные с использованием "тепловой" скорости звука

$$a_T = \sqrt{\gamma r T / \mu}$$

(R — универсальная газовая постоянная, μ — молекулярный вес), не соответствует регистрируемому величинам отхода УВ.

Для объяснения обнаруженного явления была выдвинута версия, что в ионизованном воздухе скорость распространения слабых возмущений, называемая в дальнейшем "плазменная" скорость звука a_* , значительно превосходит a_T , достигая в условиях данных экспериментов при температуре электронов 1–2 эВ величины ~ 1084 м/с.

Дальнейшее рассмотрение результатов экспериментов позволило сделать вывод об обоснованности данного предположения.

В защиту реальности "плазменной" скорости звука можно высказать конкретные аргументы.

Во-первых, величина a_* остается практически постоянной во всем диапазоне исследованных скоростей, т. е. при изменении интенсивности УВ более чем в три раза.

Во-вторых, форма головной УВ в плазме при числе Маха, рассчитываемом по a_* , была практически идентичной форме УВ перед сферой в неионизованном воздухе при том же числе Маха [6], т. е. участок УВ вблизи нулевой линии тока не имел каких-либо особенностей по сравнению с периферийными участками. Это свидетельствует о том, что динамические свойства газоразрядной плазмы достаточно изотропны и, следовательно, УВ не стимулирует в плазме значительные энергетические процессы, способные привести к увеличению скорости возмущений.

В-третьих, с помощью датчиков давления и ФЭУ было установлено, что в случае входа сферы в плазму со скоростью $v \leq 1100$ м/с УВ отделяется от сферы на большое расстояние и реализуется типичное дозвуковое обтекание.

Таким образом, именно "плазменная" скорость звука, поскольку она фактически всегда больше a_T , определяет число Маха и характер обтекания тел в слабоионизованном газе, по-видимому независимо от величины его газокинетической температуры.

Опираясь на сформулированное выше заключение о существовании "плазменной" скорости звука и принимая во внимание отмеченные выше результаты исследования УВ в воздушной плазме, можно оценить величину полного давления при сверхзвуковом движении в ионизованном воздухе.

С целью упрощения расчетов и их наглядности во всех областях течения как плазмы, так и воздуха при температуре плазмы будем полагать удельную теплоемкость постоянной, т. е. $\gamma = 1.33 = \text{const}$.

Используя "плазменную" скорость звука, найдем число Маха сферы, летящей со скоростью V в ионизованном воздухе:

$$M_* = v/a_*,$$

что дает возможность установить значения всех параметров УВ (скачка давления на фронте P_{2*}/P_1 , плотности ρ_{2*}/ρ_1 и температуры T_{2*}/T_1). При этом

$$\frac{P_{2*}}{P_1} = \frac{2\gamma}{\gamma+1} M_*^2 - \frac{\gamma-1}{\gamma+1}.$$

Сделанное допущение относительно постоянства удельной теплоемкости позволяет записать отношение температуры торможения к статической температуре, одинаково применимое для плазмы и неионизованного воздуха:

$$\frac{T_T}{T_1} = 1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2, \text{ здесь } M = V/a_T.$$

Отсюда для отношения температуры торможения к температуре за фронтом УВ получаем

$$\frac{T_T}{T_{2*}} = \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2\right) \frac{(\gamma+1)^2 M_*^2}{[2\gamma M_*^2 - (\gamma-1)][(\gamma-1)M_*^2 + 2]}.$$

В целом уравнение для расчетов полного давления в ионизованном воздухе имеет вид

$$\frac{P_{T*}}{P_1} = \left[1 + \frac{2\gamma}{\gamma+1} (M_*^2 - 1)\right] \times \\ \times \left\{ \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2\right) \frac{(\gamma+1)^2 M_*^2}{[2\gamma M_*^2 - (\gamma-1)][(\gamma-1)M_*^2 + 2]} \right\}^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}.$$

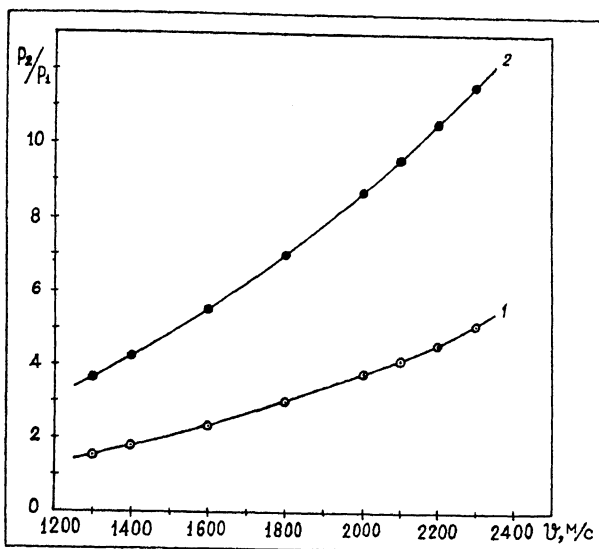


Рис. 2. Расчеты скачка давления на фронте ударной волны в ионизованном (1) и неионизованном воздухе (2) в зависимости от скорости движения волны v .

При $M_* = M$ это выражение преобразуется в формулу Рэля для полного давления в обычном неионизованном газе.

Величины скачка давления на фронте УВ в плазме и воздухе при одинаковой температуре $T_1 = 1350$ К представлены в функции от скорости движения волны V на рис. 2.

Сравнение приведенных величин показывает, что при одной и той же скорости v интенсивность УВ в ионизованном воздухе примерно вдвое меньше, чем в неионизованном воздухе. Это различие возрастает при уменьшении температуры воздуха. Так, например, при $T_1 \sim 300$ К и $v = 1800$ м/с P_{2*}/P_1 составляет уже около $0.1 P_2/P_1$.

Результаты расчетов P_{T*}/P_1 и P_T/P_1 также в зависимости от скорости УВ v приведены на рис. 3.

Из рассмотрения графиков видно, что кривая 1 для полного давления в плазме $P_{T*}/P_1(v)$ проходит много выше, чем кривая 2 $P_T/P_1(v)$ для воздуха, т.е. даже при малой степени ионизации ($\alpha \sim 10^{-6}$) происходит значительное восстановление полного давления. Причем отношение полного давления в плазме к соответствующему полному давлению в воздухе растет с увеличением скорости. Так, например, при $v = 1600$ м/с $P_{T*}/P_T \simeq 1.3$, а при $v = 2300$ м/с $P_{T*}/P_T \simeq 2.6$.

Следует также упомянуть, что P_{T*}/P_T быстро возрастает при уменьшении температуры T_1 .

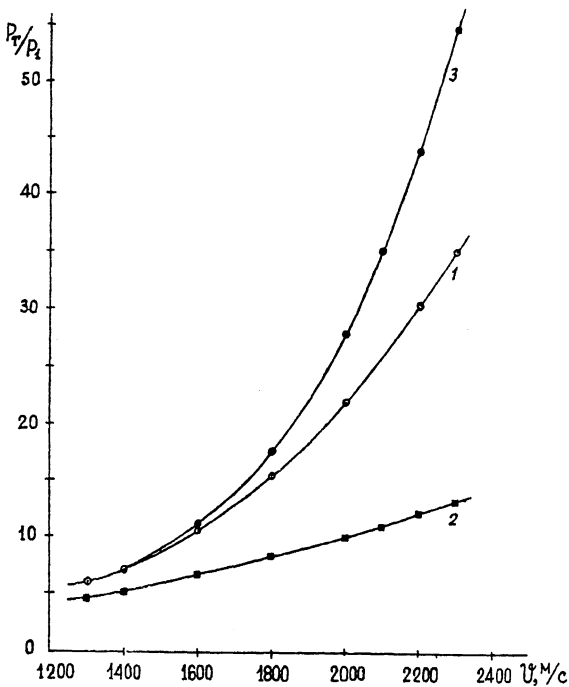


Рис. 3. Результаты расчетов отношения полного давления P_T к статическому давлению P_1 в ионизованном (1) и неионизованном воздухе (2) в зависимости скорости ударной волны u . Параметры плазмы и воздуха такие же, как на рис. 2.

На рис. 3 нанесены также ориентировочные значения относительного полного давления при адиабатическом торможении воздуха P_{T0}/P_1 (кривая 3). Сопоставление кривых 1 и 3 указывает на то, что в ионизованном воздухе достигаются большие значения коэффициента восстановления полного давления P_{T*}/P_{T0} .

В заключение отметим, что выводы, вытекающие из данной газодинамической модели УВ в газоразрядной воздушной плазме, находятся в полном соответствии с представленными в начале статьи результатами исследования УВ в ударной трубе.

Предложенная схема оценок параметров УВ в слабоионизованном воздухе вследствие сделанных допущений показывает феноменологическую картину явления и ее использование требует предварительного экспериментального определения "плазменной" скорости звука.

Для построения физически обоснованной модели УВ в плазме необходимо изучение механизма коллективного взаимодействия заряженных и нейтральных частиц, приводящего к возникновению anomalously высокой скорости распространения возмущений давления и плотности.

Список литературы

- [1] Басаргин И.В., Мишин Г.И. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. В. 8. С. 55.
- [2] Климов А.И., Мишин Г.И. // Письма в ЖТФ. 1990. Т. 16. В. 24. С. 89.
- [3] Мишин Г.И., Климов А.И., Гридин А.Ю. // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18. В. 6. С. 37.
- [4] Мишин Г.И., Климов А.И., А.И. Гридин // Письма в ЖТФ. 1991. Т. 17. В. 16. С. 84.
- [5] Мишин Г.И., Серов Ю.Л., Явор И.П. // Письма в ЖТФ. 1991. Т. 17. В. 11. С. 65.
- [6] Масленников В.Г. Аэрофизические исследования сверхзвуковых течений. Сб. ст. / Под ред. Ю.А. Дунаева. М.; Л., 1967. С. 256-264.

Физико-технический
институт им. А.Ф. Иоффе
Санкт-Петербург

Поступило в Редакцию
31 августа 1994 г.
