

## ИЗМЕРЕНИЕ СКОРОСТИ СПУТНОГО ПОТОКА ГАЗА В УДАРНОЙ ТРУБЕ ПО ИНДУЦИРОВАННОЙ Э.Д.С.

Р. В. Васильева (Ленинград)

В работе показано, что по индуцированной э. д. с. можно определять скорость спутного потока газа в ударной трубе для Ag и Xe при начальных давлениях, больших 1 мм рт. ст., и расчетных проводимостях, больших 1 мо / см. В сильно ионизованном газе ( $\alpha > 0.01$ ) скорости потока, измеренные непосредственно за фронтом ударной волны, близки к скоростям потока, соответствующим установившемуся ионизационному равновесию. Отмечено, что затраты энергии на диссоциацию примеси воздуха вызывают заметное увеличение скорости потока вдоль всей пробки горячего газа. Наблюдается ускорение потока на 3—6% вдоль пробки в зоне равновесной ионизации, которое обусловлено, вероятно, воздействием на свободный поток пограничного слоя, образующегося на стенках ударной трубы.

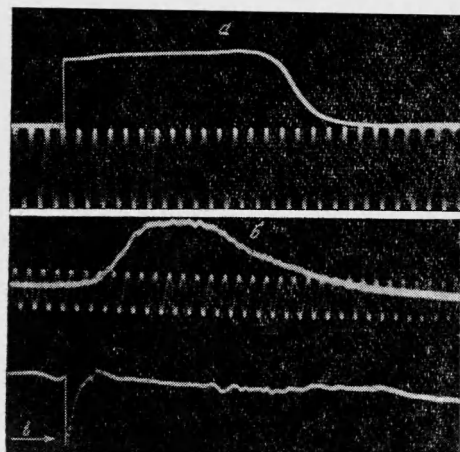
Исследовалась скорость спутного потока ионизованного газа за ударной волной в аргоне и ксеноне. Скорость потока определялась по э. д. с., индуцированной плазмой, движущейся через постоянное поперечное магнитное поле<sup>[1]</sup>.

Поток ионизованного газа создавался в металлической ударной трубе с камерами низкого и высокого давления длиной 4.5 и 1 м соответственно и внутренним диаметром 5 см. Начальные давления газа в камере низкого давления составляли 20, 7 и 1.3 мм рт. ст. Числа Маха  $M$  для Ag изменялись от 7 до 14, для Xe — от 7.5 до 18.5.

Измерения скорости спутного потока проводились в стеклянной секции длиной 23 см, которая помещалась на расстоянии 3.7 м от диафрагмы. Внутри измерительной секции диаметрально противоположно располагалась пара медных электродов диаметром 1 см, заделанных заподлицо со стенками трубы. У концов измерительной секции находились ионизационные зонды, при помощи которых определялась скорость распространения фронта ударной волны. Для выяснения, насколько исследуемый поток газа можно считать установившимся, скорость фронта ударной волны измерялась также в втором участке трубы, отстоящем от измерительной секции на расстоянии 0.7 м вниз по потоку. Скорость распространения фронта ударной волны на обеих базах была постоянной с точностью измерения 2%.

Контроль за изменением концентрации заряженных частиц вдоль пробки горячего газа производился при помощи ФЭУ, который регистрировал интенсивность сплошного излучения газа в области, расположенной недалеко от электродов. В этом же сечении измерительной секции был помещен ионизационный датчик, локализирующий положение фронта ударной волны.

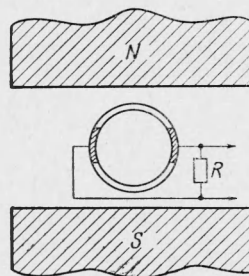
Магнитное поле создавалось электромагнитом, позволяющим изменять величину магнитной индукции от 0 до 7000 гс. Диаметр сердечников электромагнита 14 см, расстояние между ними 7 см. Поперечное сечение измерительной секции и схема измерения э. д. с. показаны на фиг. 1. Э. д. с., индуцированная плазмой, определялась по падению напряжения на внешнем сопротивлении нагрузки  $R$ , которое в процессе эксперимента подбиралось много большим, чем внутреннее сопротивление плазменного промежутка в любом сечении горячей пробки, ограниченном электродами. Максимальная величина сопротивления нагрузки составляла 500 ком. Для регистрации э. д. с. напряжение сопротивления нагрузки подавалось на пластины



Фиг. 2

осциллографа ОК-17М, вход которых был сделан симметричным.

Э. д. с., индуцированная при движении плазмы через поперечное магнитное поле, определяется соотношением  $e = uBd \cdot 10^{-8}$ , где  $e$  — э. д. с. [э],  $u$  — скорость потока [см / сек],  $B$  — магнитная индукция [гс],  $d$  — расстояние между электродами [см].

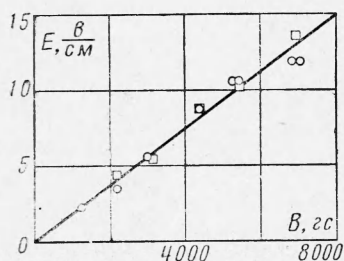


Фиг. 1

В качестве примера на фиг. 2 приведены осциллограммы импульса э. д. с. и излучения ударной волны в Ag для числа  $M = 10.4$  при давлении  $p_0 = 7$  мм рт. ст.; на фигуре: *a* — индуцированная э. д. с.,  $B = 6800$  гс, метка времени 10 мксек; *b* — верхний импульс — излучение, нижний импульс — сигнал с ионизационного датчика, локализирующий фронт ударной волны, метка времени — 5 мксек.

Наблюдаемое на осциллограмме э. д. с. резкое возрастание сигнала соответствует скачкообразному изменению направленной скорости частиц непосредственно за фронтом ударной волны. Далее за фронтом ударной волны по направлению к контактной поверхности имеет место увеличение э. д. с., которое в разных опытах составляло 3–10%, что указывает на возрастание скорости спутного потока вдоль пробки горячего газа. За контактной поверхностью э. д. с. падает до нуля, так как в области течения холодного газа концентрация заряженных частиц равна нулю.

Время установления э. д. с. при подходе фронта ударной волны к электродам определяется временем, в течение которого потоком ионизованного газа будет занята такая часть площади электродов, что внутреннее сопротивление плазмы станет, по крайней мере, на два порядка меньше, чем сопротивление нагрузки. В условиях эксперимента это время оказалось меньшим или равным 1 мксек. Напряжение, снимаемое с сопротивления нагрузки, мало чувствительно к изменению концентрации заряженных частиц, поэтому по-



Фиг. 3

ложение передней кромки зоны перемешивания в контактной области определялось точкой на осциллограмме, где импульс уменьшался на 10% по сравнению с максимальной величиной.

Интенсивность сплошного излучения, как известно [2], зависит в основном от квадрата концентрации электронов. По сигналу излучения длина горячей пробки измерялась как расстояние от фронта до той точки за фронтом ударной волны, где излучение уменьшалось в 10 раз по сравнению с максимальной величиной. Длины горячей пробки, измеренные двумя методами, с точностью до 10–15% совпадали. При различных параметрах набегающего потока длина горячей пробки изменялась от 60 до 10 см и была в три-четыре раза меньше рассчитанной по идеальной схеме.

Во всем исследуемом диапазоне чисел  $M$  и начальных давлений были получены линейные зависимости индуцированной э. д. с. от величины магнитной индукции при одинаковых параметрах набегающего потока и постоянном сопротивлении нагрузки, что указывает на отсутствие влияния на измерение э. д. с. побочных процессов, таких, как электростатический эффект, перетекание зарядов по стенке ударной трубы и т. п. Скорости спутного потока определялись по наклону прямых, представляющих эти зависимости. По приведенной выше формуле можно определить действительную скорость потока только в том случае, если имеет место однородное распределение скорости по поперечному сечению трубы, т. е. влияние пограничного слоя мало. Чтобы оценить влияние пограничного слоя на профиль скоростей, были поставлены опыты с использованием электродов, выдвинутых внутрь трубы на 1.4 см. Электроды были изготовлены в виде дисков диаметром 2.1 см, закрепленных на изолированных державках, которые были вмонтированы в плексигласовую секцию.

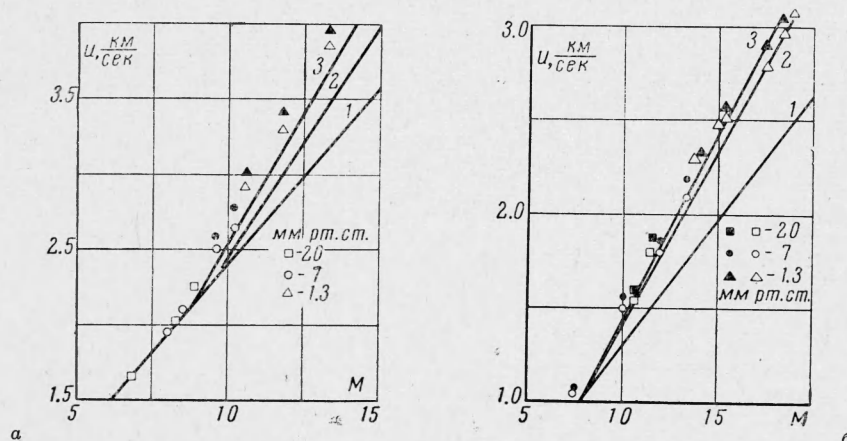
На фиг. 3 показаны зависимости напряженности индуцированного электрического поля от магнитной индукции ударной волны в Хе при  $M = 11.8$  и  $p_0 = 7$  мм рт. ст.; кружки — для  $d = 5$  см; квадратiki — для  $d = 2.2$  см. Измерения были произведены на расстоянии 5 см (длина зоны релаксации) от фронта ударной волны. Как следует из графика, напряженность электрического поля не зависит от расстояния между электродами. Отсюда можно сделать вывод, что при исследуемых начальных давлениях газа влияние пограничного слоя на профиль скоростей мало, и э. д. с., по-видимому, определяется скоростью в ядре потока. Однако необходимо отметить, что при меньших начальных давлениях газа неоднородность скорости потока по сечению из-за увеличения пограничного слоя более значительна и может привести к уменьшению импульса э. д. с. вдоль пробки. Контрольные опыты, проведенные при  $p_0 = 0.7$  мм рт. ст.,  $M = 15–19$  в Хе показали, что в этом случае наблюдается тенденция к уменьшению э. д. с. по мере увеличения расстояния от фронта ударной волны.

Кроме влияния пограничного слоя на распределение скорости потока по сечению, пограничный слой, что существенно при малых числах  $M$ , влияет также на внутреннее сопротивление плазмы. Проведенные опыты показали, что в Ag при  $M < 7$ , не зависимо от начального давления газа, импульс, снимаемый с сопротивления нагрузки, падает вдоль пробки по направлению к контактной поверхности, что происходит, вероятно, потому, что внутреннее сопротивление становится сравнимым с сопротивлением нагрузки за счет холодных пограничных слоев [3].

Таким образом, в результате влияния пограничного слоя метод измерения скорости потока по индуцированной э. д. с. можно считать не применимым при малых начальных давлениях газа  $p_0 < 1$  мм рт. ст. и малых проводимостях  $\sigma < 1$  мо/см.

Наблюдаемое возрастание скорости потока за фронтом ударной волны по направлению к контактной поверхности обуславливается действием нескольких процессов: затрат энергии на ионизацию газа, выхода излучения из объема горячей пробки и нарастанием пограничного слоя, который вызывает ускорение газа в ядре потока.

В результате ионизации газа наблюдается увеличение скорости потока в зоне релаксации. Время установления равновесной ионизации для каждого отдельного опыта определялось как время нарастания импульса сплошного излучения до мак-



Фиг. 4 а, б

симальной величины. На приведенной осциллограмме фиг. 2, б время релаксации в лабораторной системе координат составляет примерно 25 мксек. Из фиг. 2, а следует, что наибольший градиент скорости будет в зоне релаксации процесса ионизации.

При самых низких исследуемых  $M$  в  $Ag$  импульс излучения возрастал вплоть до прихода контактной поверхности. При более высоких  $M$  длина зоны релаксации составляла не более трети длины всей горячей пробки и изменялась от 15 до 0.5 см.

Результаты измерения скорости спутного потока непосредственно за фронтом ударной волны и в момент установления ионизационного равновесия для различных чисел  $M$  и различных начальных давлений представлены на фиг. 4, а, — для  $Ag$  и на фиг. 4, б — для  $Xe$ ; светлые точки — скорости, измеренные непосредственно за фронтом ударной волны; черные точки — скорости потока в момент установления равновесной ионизации; 1 — расчет при условии  $\alpha = 0$ , 2 — расчет для равновесной ионизации,  $p_0 = 7$  мм рт. ст., 3 — для равновесной ионизации,  $p_0 = 1.3$  мм рт. ст.

Анализ экспериментальных результатов показывает, что скорости потока, соответствующие установлению ионизационного равновесия, примерно на 8% выше, чем теоретически рассчитанные при тех же условиях, без учета влияния вязкости.

Скорости спутного потока, измеренные непосредственно за фронтом ударной волны, при малых  $M$  в  $Ag$  совпадают с рассчитанными. При более высоких  $M$  скорости потока непосредственно за фронтом значительно выше, чем рассчитанные в предположении, что во фронте ударной волны степень ионизации  $\alpha = 0$ , и приближаются к равновесным значениям скорости потока. Вероятно, это обусловлено тем, что при сильных ударных волнах ( $\alpha > 0.01$ ) непосредственно за фронтом волны уже существует значительная ионизация газа. При больших  $M$  в  $Xe$  электрический сигнал на электродах наблюдался за 2—3 см до прихода фронта ударной волны, что указывает на наличие заметной концентрации заряженных частиц и перед фронтом волны [4].

Завышение скорости потока, по сравнению с расчетом, отчасти объясняется наличием примеси воздуха, появляющегося в трубе в результате течи установки (0.01 мм рт. ст. за 1 мин). При давлениях  $p_0 = 1.3$  мм рт. ст. содержание воздуха составляет около 3%. Согласно теоретическим оценкам, затраты энергии на диссоциацию такого количества воздуха повышают скорость спутного потока на 4—5%. Так как в атмосфере ионизованного газа время релаксации процесса диссоциации мало, то приращение скорости потока за счет диссоциации сказывается сразу за фронтом ударной волны и остается приблизительно постоянным вдоль всей пробки горячего газа. Контрольные опыты с малым дозированным содержанием воздуха показали, что скорости потока, измеренные непосредственно за фронтом, совпадают с рассчитанными при условии равновесной диссоциации и полностью возбужденных колебательных степеней свободы.

Увеличение скорости спутного потока газа из-за охлаждения излучением было оценено теоретически по схеме, используемой в работе [2]. Расчет показал, что выход излучения вносит заметную поправку в скорость потока лишь при более высоких  $M$  в Хе. При  $M = 18$  скорость потока к концу горячей пробки повышается на 3%. При меньших числах  $M$  охлаждение излучением не оказывает существенного влияния на профиль скоростей.

Наблюдавшееся на осциллограммах увеличение скорости потока на 3—6% к концу горячей пробки после установления ионизационного равновесия, вероятно, обусловливается воздействием пограничного слоя на внешний поток [5,6].

Поступила 4 V 1965

#### ЛИТЕРАТУРА

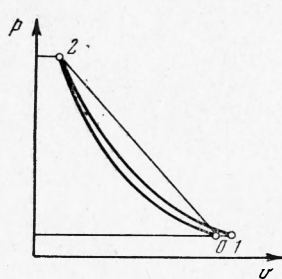
1. Sakuntala M., Clotfelter B. E., Edwards W. B. Electromotive Force in a Highly Tonized Plasma moving Across a magn. Field. J. App. Phys. 1959. vol. 30, No. 11, p. 1669. (Русск. пер.: в сб. «Движущаяся плазма», Изд. иностр. лит., 1961).
2. P e t s h e k H., R o u s s e P., G l i c k H., K a n e A., K a n t r o v i t z A. Spectroscopic Studies of Highly Ionized Argon Produced by Shock Waves, J. App. Phys., 1955, vol. 2, No 6, p. 83 (русск.перев.: сб. «Вопросы ракетной техники», 1956, № 1).
3. N a g a m a t s u H. T., S p e e r R. E. Magnetohydrodynamic Results for Highly Dissociated and Ionized Air Plasma. Phys. Fluids, 1961, vol. 4, No 9, p. 1073. (русск. перев.: сб. «Плазма в магнитном поле и прямое преобразование тепловой энергии в электрическую». Атомиздат, 1962).
4. G l o e r s e n P. Some Unexpected Results of Shock Heating Xenon. Phys. Fluids, 1960, vol. 3, No 6, p. 857).
5. Б а ж е н о в а Т. В. Изменение скорости потока за скачком в ударной трубе. Сб. «Физическая газодинамика и теплообмен». Изд-во АН СССР, 1961, стр. 31.
6. Б а ж е н о в а Т. В., Н а б о к о И. Н., П р е д в о д и т е л е в а О. А. Влияние диссипации на параметры потока за скачком в ударной трубе. Сб. «Физическая газодинамика и свойства газов при высокой температуре». Изд. «Наука», 1964.

#### РАСЧЕТ ЭНЕРГИИ УДАРНОЙ ВОЛНЫ В ВОДЕ

Л. П. Орленко, Л. П. Паршев (Москва)

Определена энергия излучения в ударную волну при подводном взрыве через энергию необратимых потерь в ударной волне и механическую энергию ударной волны.

Диссипация энергии в ударной волне в воде определена при помощи ударной адиабаты, изэнтроп разгрузки и зависимости давления на фронте ударной волны от расстояния. Полная величина необратимых потерь энергии  $E_1$  в ударной волне при подводном взрыве сферического заряда взрывчатого вещества равна



Фиг. 1

$$E_1 = \frac{4\pi}{v_0} \int_{r_0}^r e(p_2) r^2 dr \quad (1)$$

где удельные потери энергии  $e(p_2)$  равны [1]

$$e(p_2) = \frac{p_2 + p_0}{2} (v_0 - v_2) - \int_{v_2}^{v_1} p dv \quad (2)$$

Здесь  $p_0, v_0$  — начальное давление и удельный объем воды,  $p_2(r), v_2(r)$  — давление и удельный объем воды на фронте ударной волны,  $r$  — координата фронта ударной волны,  $r_0$  — радиус заряда.

Интеграл в уравнении (2) вычисляется вдоль изэнтропы расширения воды после расширения до объема  $v_1$ , который соответствует состоянию воды после расширения до начального давления  $p_0$ .

Для вычисления величины  $E_1$  необходимо знать ударную адиабату воды, изэнтропы разгрузки и зависимость давления на фронте ударной волны  $p_2$  от расстояния  $r$ .

Для расчетов величины  $e(p_2)$ , приведенной на фиг. 2, использовалась ударная адиабата воды [3]

$$p = 3045 [(v_0 / v)^{7.15} - 1] \quad \text{при } p_2 \leq 25 \cdot 10^3 \text{ кг / см}^2$$

Для  $p_2 > 25 \cdot 10^3 \text{ кг / см}^2$  использовались ударная адиабата и изэнтропы разгрузки [2]. Зависимости давления  $p_2 r^0 \cdot 10^{-3} \text{ кг / см}^2$  от безразмерного расстояния  $r^0 = r / r_0$  приведены на фиг. 3, где кривая 1 — для пентолита [3] и кривая 2 — для тэна плотности  $1.6 \text{ г / см}^3$  [4].