

УДК 533.6.011.72

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВРЕМЕНИ ИОНИЗАЦИИ ЗА СИЛЬНОЙ УДАРНОЙ ВОЛНОЙ В ВОЗДУХЕ

М. К. ГЛАДЫШЕВ, В. А. ГОРЕЛОВ

(Москва)

Определяется время ионизации в воздухе за фронтом сильной ударной волны для скоростей $6 \div 14 \text{ км} \cdot \text{сек}^{-1}$. Исследование проводится в электроразрядной ударной трубе зондовым методом. Полученные экспериментальные данные по временам ионизации согласуются с расчетными во всем исследуемом диапазоне скоростей.

В последние годы появилось много работ, посвященных как теоретическому, так и экспериментальному определению зависимости времени ионизации τ_i за фронтом сильной ударной волны от ее скорости V_s . Достаточно полно исследована кинетика ионизации при скоростях $V_s < 8 \text{ км} \cdot \text{сек}^{-1}$ [1-5].

Существует ограниченное число работ, особенно экспериментальных, посвященных определению времени ионизации и выяснению процессов, идущих за фронтом ударной волны при скоростях $V_s > 8 \text{ км} \cdot \text{сек}^{-1}$.

Здесь в первую очередь следует отметить экспериментальные результаты, полученные в работе [6]. Время ионизации в этой работе определялось путем регистрации инфракрасного излучения ударно нагретого газа в области $\lambda = 6.1 \text{ мкм}$. При этом предполагалось отсутствие излучения в линиях этой области спектра. Было обнаружено наличие ярко выраженного экстремума в зависимости $\tau_i = f(V_s)$ при $V_s \approx 9.7 \text{ км} \cdot \text{сек}^{-1}$, что объясняется сменой основных механизмов ионизации. До скоростей $9.5-9.7 \text{ км} \cdot \text{сек}^{-1}$ основной вклад в образование свободных электронов вносят атом-атомные столкновения (реакция ассоциативной ионизации), при скоростях $V_s \geq 9.7 \text{ км} \cdot \text{сек}^{-1}$ доминирующим механизмом становится электронный удар.

Экспериментальные результаты работы [6] хорошо согласуются с расчетными данными работ [7, 8]. Результаты более поздней экспериментальной работы [5], в которой время ионизации определялось при помощи электростатических зондов, не полностью согласуются с результатами работы [6]. Совпадая с результатами других работ в области скоростей $V_s < 8 \text{ км} \cdot \text{сек}^{-1}$, они не подтверждают наличие сильного экстремума зависимости $\tau_i = f(V_s)$. Однако в этой области скоростей ($8-10 \text{ км} \cdot \text{сек}^{-1}$) в [5] получено весьма малое число экспериментальных точек.

В связи с тем, что имеющиеся экспериментальные данные по скорости ионизации, полученные различными методами, не полностью согласуются друг с другом, представляет интерес проведение дополнительных экспериментов по измерению времени ионизации единым методом в широком диапазоне скоростей.

Проведено определение времени ионизации в диапазоне скоростей $V_s = 6 \div 14 \text{ км} \cdot \text{сек}^{-1}$ зондовым методом, аналогичным применяемому в работе [5], имеющим высокое пространственное разрешение и позволяющим непосредственно регистрировать профиль нарастания концентрации электронов n_e .

Исследование проводилось на электроразрядной ударной трубе диафрагменного типа. Канал стеклянный длиной 4500 мм с внутренним диаметром 57 мм. Разрядная камера цилиндрическая с керамическими стенками. Толкающим газом служил гелий, начальное давление которого в ходе эксперимента менялось от 1 до 2.5 атм. Пустота разрядной камеры отделялась от канала целлофановой диафрагмой толщиной 0.06-0.07 мм. Диафрагма разрушалась через 20-30 мксек после разряда конденсаторной батареи ($C = 36 \text{ мкф}$, $U = 20 \text{ кв}$, $W = 7 \div 16 \text{ кдж}$). Период разряда батареи 12-14 мксек. Исследовался воздух, который перед напуском в канал предварительно осушался селкагелем. Эксперимент проводился при давлениях в канале $p_1 = 0.085, 0.1$ и 0.2 мм рт. ст.

Скорость ударной волны определялась при помощи систем фотоумножителей и ионизационных датчиков, регистрирующих прохождение фронта ударной волны через определенные сечения канала. Различие в показаниях систем составляло менее 2% измеряемых значений скоростей.

Ввиду малого времени регистрации требовалась надежная система синхронизации (система запуска). Пусковой ионизационный датчик был установлен в непосредственной близости от измерительного зонда и обеспечивал запуск регистрирующей аппаратуры за $2 \div 4 \text{ мксек}$ до прихода фронта ударной волны в рабочее сечение.

Необходимо отметить, что при всех рабочих режимах наблюдалась пробка ударно нагретого воздуха протяженностью от 2 см при $V_s = 13 \text{ кмсек}^{-1}$ до 10 см при $V_s = 6 \text{ км} \cdot \text{сек}^{-1}$.

Для регистрации профиля электронной концентрации n_e использовался электростатический зонд. На основе теоретических данных работы [9] было выбрано смещение на зонд относительно потенциала плазмы U_p ($U_p = 3 \text{ в}$), которое обеспечивало работу зонда в режиме насыщения.

Классическая теория зондов разработана для случая $d_p \ll \lambda_e$, $a_s \ll \lambda_e$, где d_p — диаметр зонда, a_s — толщина приэлектронного слоя объемного заряда, λ_e — длина свободного пробега электронов. Как известно, в случае $d_p \geq \lambda_e$, $\lambda_D \ll \lambda_e$ теория зонда усложняется и выражение для плотности зондового тока в режиме насыщения имеет вид

$$j = \frac{1}{4} e n_e v_e f(K_e, T_e)$$

где n_e , v_e , e , T_e — соответственно плотность, средняя скорость, заряд и температура электронов, λ_D — длина Дебая, K_e — число Кнудсена.

В работе [5] проводились измерения τ_i и n_e при помощи цилиндрических зондов различных диаметров ($r_{p1} = 0.254$, $r_{p2} = 0.0254$ мм). Было показано, что при $K_e \geq 1$ и $n_e > 10^{12}$ см⁻³ теория свободно-молекулярного зонда удовлетворительно согласуется с экспериментальными данными с погрешностью, не превышающей множитель 2. В этом случае возрастание j обуславливается в основном нарастанием n_e .

В условиях проведенных экспериментов $K_e = 4 \div 7$, $n_e > 10^{12}$ см⁻³ и рассчитанное по приближенной формуле работы [10] значение тока на зонд составляет 70% значения тока на зонд в бесстолкновительном случае.

При измерении времени ионизации регистрировалось относительное нарастание n_e и точный расчет функции f не требовался, поэтому полагалось, что для анализа зондового сигнала также можно было пользоваться выражением

$$j = \frac{1}{4} n_e v_e e$$

Предполагалось также постоянство T_e во времени за ударной волной в зоне, близкой к равновесной. Действительно, если воспользоваться результатами работы [7], можно показать, что изменение T_e приводит к ошибкам, меньшим, чем ошибки обработки осциллограмм. Можно считать, что $j(t) \sim n_e(t)$.

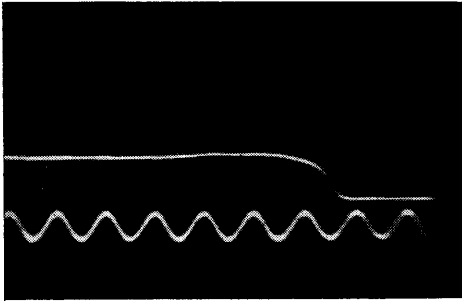
В работе регистрировался профиль нарастания концентрации электронов n_e с длительностью фронта τ_i от 0.1 до 1.6 мксек. В ходе эксперимента выполнялись условия

$$d_p / V_s \ll \tau_i, \quad d_s / V_s \ll \tau_i$$

Это обеспечивало необходимое пространственное разрешение.

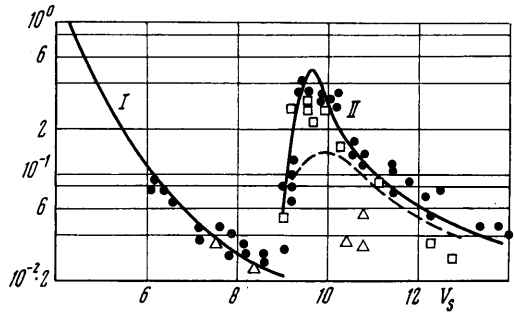
Использовался цилиндрический ($d_p = 0.1$ мм) нихромовый зонд длиной 15 мм, расположенный в плоскости, перпендикулярной направлению потока. Сигнал с зонда усиливался и регистрировался осциллографом ОК-17М. Полоса пропускания измерительного тракта до 12 Мгц. Типичный зондовый сигнал, полученный при скорости ударной волны $V_s = 9.3$ км·сек⁻¹ и начальном давлении $p_1 = 0.2$ мм рт. ст., представлен на фиг. 1.

Результаты данной работы представлены на фиг. 2, где по оси ординат в логарифмическом масштабе откладывается произведение начального давления на время ионизации в мм рт. ст.·мксек, а по оси абсцисс скорость ударной волны V_s в км·сек⁻¹. Экспериментальные значения, обозначенные кружочками, получены при определении времени ионизации как времени достижения электронной концентрацией 90% своего равновесного значения. Зависимость, обозначенная пунктирной кривой, получена при определении времени ионизации как $\tau_i = n_{e0} (dn_e / dt)^{-1}_{\max}$ — отношение равновесного значения и максимального градиента концентрации электронов. Сплошная кривая I представляет собой усредненную зависимость $\tau_i = f(V_s)$, построенную по результатам многочисленных работ [1-5], кривая II — расчетные результаты работы [7]. Треугольниками обо-



Фиг. 1

для плотности зондового тока в свободно-молекулярном режиме



Фиг. 2

значены экспериментальные данные работы [5], квадратиками — некоторые результаты [6].

Большая часть результатов работы получена при начальном давлении в канале 0.2 мм рт. ст. и лишь режимы высоких скоростей $V_s \geq 12$ км/сек⁻¹ осуществлялись при давлениях 0.1 и 0.085 мм. Отношение протяженности зоны релаксации к длине пробки D для характерных значений скоростей $V_s = 8 \cdot 10 \cdot 13$ км/сек⁻¹ имело соответственно следующие значения: 0.03, 0.4, 0.3. Для таких значений D влияние пограничного слоя приводит к изменению максимальной абсолютной величины n_e на 1—2%, что по-видимому, не вносит практически ошибок в измерение протяженности зоны релаксации. Охлаждение газа в пробке вследствие излучения в условиях проверенных экспериментов можно также не учитывать (при $V_s = 13$ км/сек на расстоянии от фронта 1—2 см температура газа к концу пробки уменьшается не более чем на 1—2%).

На фиг. 2 видно, что результаты работы в области скоростей $V_s < 8.5$ км/сек⁻¹ хорошо согласуются с результатами [1], что указывает на корректность применения зондового метода для определения времени ионизации. В диапазоне скоростей 9—9.7 км/сек⁻¹ полученные результаты подтверждают выводы работы [6] о наличии сильного экстремума в области $V_s \approx 9$ км/сек⁻¹. Наблюдается также хорошее согласие с теоретическими результатами работы [7] (кривая II), что говорит о правильности выбранной в работе [7] расчетной модели.

Авторы благодарят В. М. Чернышева и И. А. Капрэяна за помощь при проведении эксперимента.

Поступила 29 X 1971

ЛИТЕРАТУРА

1. Lin S. C., Neal R. A., Fyfe W. Rate of ionisation behind shock waves in air, I. Phys. Fluids 1962, vol. 5, N 12. Рус. перев.: Вопросы ракетной техники. 1964, № 4.
2. Lin S. C., Teare J. D. Rate of ionisation behind shock waves in air, II. Phys. Fluids 1963, vol. 6, No 3. Рус. перев.: Вопросы ракетной техники. 1964, № 5.
3. Frohn A., de Voer P. C. T. «Ion density profiles behind shock waves in air AIAA Journal 1967, vol. 5, No 2.
4. Баженова Т. В., Гвоздева А. Г., Лобастов Ю. С., Набоко И. М., Немков Р. Г., Предводителева О. А. Ударные волны в реальных газах. М., «Наука», 1968.
5. Shearfman W. E., Taylor W. C., Use of ion probes in supersonic plasma flow. AIAA Journal, 1970, vol. 8, No 6. Рус. перев.: Ракетная техника и космонавтика. 1970, т. 8, № 6.
6. Wilson J. Ionisation Rate in air behind high-speed shock waves. Phys. Fluids, 1966, vol. 9, No 10.
7. Железняк М. Б., Мнацаканян А. Х. Ионизационная релаксация за ударными волнами в воздухе. ТВТ, 1968, № 3.
8. Лосев С. А., Полянский В. П. О длине релаксационной зоны ионизации за фронтом сильной ударной волны в воздухе. Докл. СССР, 1968, т. 182, № 1.
9. Laframbois J. G. Theory of spherical and cylindrical Langmuir probes in a collisionless Maxwellian plasma at rest. Rarefied Gas Dynamics, vol. 2, suppl. 3. New York — London, Acad. Press, 1966.
10. Talbot L., Chow Y. S. Langmuir probes response in the transition Regime, Rarefied Gas Dynamics, vol. 2, suppl. 5. New York — London, Acad. Press. 1969, pp. 1723—1737.

УДК 533.6.011.8

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛОПЕРЕДАЧИ В РАЗРЕЖЕННОМ МОЛЕКУЛЯРНОМ ГАЗЕ С ПОМОЩЬЮ ЭФФЕКТА ЗЕНФТЛЕБЕНА

В. Д. БОРМАН, Л. А. МАКСИМОВ, Б. И. НИКОЛАЕВ, В. И. ТРОЯН

(Москва)

Приведены результаты исследования влияния электрического поля на теплопроводность полярного газа NF_3 (эффект Зенфтлебена) при низких давлениях.

Показано, что наблюдаемое в экспериментах отклонение зависимости $\epsilon = f(V/p)$ ($\epsilon = \Delta\kappa/\kappa$ — относительное изменение коэффициента теплопроводности κ , V — разность напряжений между электродами цилиндрического датчика теплопроводности, p — давление газа) от теоретической — $\epsilon = f(V/p)$ может быть связано с влиянием на теплопередачу взаимодействия молекул со стенкой. Зависимости эффективной теплопроводности κ от p и ϵ от V и p , полученные теоретически при решении кинетического уравнения, в котором взаимодействие молекул со стенкой учитывается в