

О ПРИМЕНЕНИИ ИМПУЛЬСНОГО ЗОНДА ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ ПЛОТНОЙ ПОКОЯЩЕЙСЯ ПЛАЗМЫ ПРИ НАЛИЧИИ ХИМИЧЕСКИХ РЕАКЦИЙ

Г. С. Аравин, П. А. Власов, Ю. К. Карасевич,
Е. В. Маколкин, В. А. Полянский

(Москва)

В настоящее время для исследования плазменных образований широко используется метод импульсных зондовых характеристик. При высокой информативности, быстродействии и простоте калибровки указанному методу присущ существенный недостаток, заключающийся в том, что при импульсном возбуждении зонда его динамический отклик носит характер переходного процесса, сопровождающегося выбросами зондового тока, превышающими стационарное значение. Эти искажения зондового тока снижают точность измерений.

Усилия экспериментаторов до настоящего времени были направлены на создание измерительных систем, в которых с целью устранения мешающего воздействия нестационарных выбросов зондового тока, исключалась информация о токе зонда на время переходного процесса. Так, в [1] каждое следующее изменение импульсного напряжения на зонде производят только после окончания переходного процесса, вызванного предыдущим изменением. Однако при этом происходит потеря информации на время переходного процесса и требуется достаточно сложная измерительная аппаратура. Нами предпринята попытка использовать «мешающий» выброс зондового тока при импульсном зондировании для определения параметров исследуемого плазменного образования.

В данной работе рассматривается случай плотной покоящейся плазмы при наличии в ней химических реакций ионизации и рекомбинации и при подаче на зонд ступенчатого потенциала относительно плазмы. Динамические свойства системы зонд — плазма исследуются на стационарном участке зондового тока (рис. 1), когда полный ток на зонд $I = \text{const}$ и концентрация заряженных частиц в невозмущенной зондом области плазмы $n = \text{const}$ в условиях равновесия скоростей ионизации и рекомбинации.

Уравнения, описывающие в рамках электродинамики сплошных сред распределение электрического потенциала φ и концентрации однозарядных положительных ионов n_i и электронов n_e в окрестности цилиндрического зонда, записываются в следующем безразмерном виде [2]:

$$\frac{\partial n_s^*}{\partial t^*} + \frac{\delta_s}{r^*} \frac{\partial}{\partial r^*} (r^* j_s^*) = w^* (t^*) - \alpha^* n_i^* n_e^*, \quad (1)$$

$$\frac{\varepsilon}{r^*} \frac{\partial}{\partial r^*} \left(r^* \frac{\partial \varphi^*}{\partial r^*} \right) = n_e^* - n_i^*, \quad (2)$$

$$j_s^* = - \frac{\partial n_s^*}{\partial r^*} - (\text{sign } e_s) n_s^* \frac{\partial \varphi^*}{\partial r^*}, \quad s = i, e, \quad (3)$$

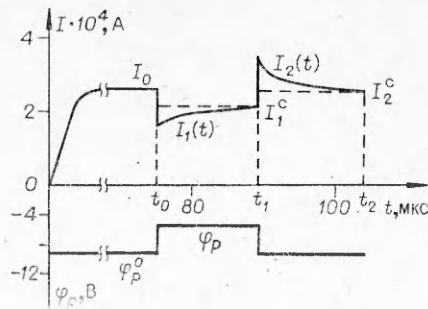
$$j^* = j_i - \frac{\delta_e}{\delta_i} j_e - \frac{\varepsilon}{\delta_i} \frac{\partial^2 \varphi^*}{\partial r^* \partial t^*}.$$

Безразмерные переменные, отмеченные звездочкой, введены следующим образом:

$$\begin{aligned} r^* &= r/R_p, & t^* &= t(\alpha_0 w_0)^{1/2}, & w^* &= w/w_0, \\ \varphi^* &= e\varphi/kT, & n_s^* &= n_s(\alpha_0/w_0)^{1/2}, & \alpha^* &= \alpha/\alpha_0, \\ j_s^* &= j_s/j_{sd}, & j^* &= j/j_{sd}, & j_{sd} &= \frac{kTb_s}{(\alpha_0/w_0)^{1/2} R_p}, \quad s = i, e, \end{aligned} \quad (4)$$

где w — эффективная скорость ионизации ($w = \text{const}$); α — коэффициент

Рис. 1. Теоретическая зависимость зондового тока I от времени t при ступенчатом изменении потенциала зонда относительно потенциала плазмы; $w = 10^{16} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$, $n = 4,25 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$.



рекомбинации ($\alpha = \text{const}$); w_0 , α_0 — характерные значения этих величин; R_p — радиус зонда; T — температура; k — постоянная Больцмана; b_s — коэффициенты подвижности, j — плотность полного тока, регистрируемого зондом, j_s — плотность токов заряженных компонент; e_s — заряд частиц сорта s ($e_s = -e$). При таком определении безразмерных параметров в систему уравнений (1)–(3) входят три безразмерных коэффициента

$$\delta_s = \frac{kTb_s}{eR_p^2 (\alpha_0 w_0)^{1/2}}, \quad s = i, e, \quad \varepsilon = \frac{kT (\alpha_0 / w_0)^{1/2}}{4\pi e^2 R_p^2}. \quad (5)$$

Параметры δ_s в уравнениях неразрывности компонент (1) имеют смысл отношения характерного времени развития химического процесса $\tau_x = (\alpha_0 w_0)^{-1/2}$ к характерному времени диффузии заряженных частиц $\tau_s^{\text{II}} = R_p^2 / D_s$, где $D_s = kTb_s / e$ — коэффициент диффузии компоненты s . Параметр ε в уравнении Пуассона (2) представляет собой отношение квадрата характерной дебаевской длины R_D ($R_D^2 = \frac{kT (\alpha_0 / w_0)^{1/2}}{4\pi e^2}$) к квадрату радиуса зонда. Безразмерные переменные (4) удобны при численном решении задачи. Начальные условия:

$$t^* = 0, \quad n_s^*(r^*, 0) = 0, \quad s = i, e. \quad (6)$$

Граничные условия:

$$\begin{aligned} r^* = 1, \quad n_s^*(1, t^*) = 0, \quad s = i, e; \\ \varphi^*(1, t^*) = \varphi_p^* = \text{const}, \quad t^* < t_0^*; \\ \varphi^*(1, t^*) = \varphi_p^* + \Delta\varphi^*, \quad t_0^* \leq t^* < t_1^*; \\ \varphi^*(1, t^*) = \varphi_p^*, \quad t^* \geq t_1^*; \\ r^* = r_m^*, \quad \varphi^*(r_m^*, t^*) = 0, \quad \frac{\partial n_s^*}{\partial r^*} = 0, \quad s = i, e. \end{aligned} \quad (7)$$

Моменты времени t_0^* и t_1^* соответствуют времени подачи на зонд импульса, изменяющего его потенциал на величину $\pm\Delta\varphi^*$ ($\Delta\varphi^* > 0$). Эти моменты выбирались на участках после выхода тока на стационарное значение (см. рис. 1).

Допущения, сделанные при постановке задачи: 1) принимается цилиндрическая симметрия, при этом асимптотические граничные условия при $r^* \rightarrow \infty$ заменяются условиями в некоторой конечной точке $r^* = r_m^*$ ($r_m^* \gg 1$). Граничные условия при $r^* = r_m^*$ соответствуют предположению о том, что достаточно далеко от зонда плазма не возмущена, внешние электрические поля и токи отсутствуют; 2) пренебрегается температурными возмущениями, вносимыми холодной поверхностью зонда в плазму; 3) поверхность зонда предполагается идеально каталитической — реакции рекомбинации заряженных частиц на поверхности идут с бесконечной скоростью. Термоэлектронная эмиссия с поверхности зонда отсутствует; 4) температура электронов T_e считается равной температуре T тяжелых частиц.

Из решения задачи (1)–(3), (6), (7) необходимо найти при заданных значениях величин w^* и α^* зависимость полного тока на зонд $I = S j_{ij}^*$ от времени (S — площадь поверхности зонда).

Задача решалась численно на основе метода, развитого в [3]. Использовалась неявная по времени разностная схема. Краевая задача для системы получающихся разностных уравнений решалась методом матричной прогонки с итерациями и переменным по пространственной координате шагом интегрирования. При этом применялся специальный способ задания предыдущей итерации, основанный на анализе решения в точках с наибольшими градиентами параметров. Для контроля точности решения использовался интеграл системы уравнений (1)–(3) $r^{*j*} = f^*(t^*)$, где $f^*(t^*)$ — некоторая функция, зависящая только от времени. Разработанная программа для ЭВМ позволяет находить численное решение задачи для произвольных функций $w^*(t^*)$ и α^* . В рассматриваемом случае, когда параметры $w^* = \text{const}$, $\alpha^* = \text{const}$ для $\varphi_p^* = \text{const}$, решение при достаточно больших t^* выходит на стационарное.

Ниже приводятся результаты решения задачи для плазмы, образующейся за отраженной ударной волной в воздухе при $T = 3200$ К и $p = 1$ атм. Как известно, в этих условиях основным процессом ионизации является реакция



Первичный ион NO^+ является одновременно и доминирующим [4]. Поэтому величины n_i^* и w^* в уравнениях (1)–(3) соответствуют концентрации ионов NO^+ и скорости их образования (скорости ионизации) по процессу (8). Поскольку в рассматриваемых условиях степень ионизации мала ($< 10^{-5}$), при расчете свойств переноса пренебрегается взаимодействием заряженных частиц между собой и считается, что зонд не оказывает влияния на распределение нейтральных частиц, а следовательно, и на скорость процесса ассоциативной ионизации (8).

В расчете приняты следующие данные: $b_i = 38,6 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$, $b_e = 2 \cdot 10^4 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$, $\alpha^* = 1$, $\alpha_0 = 5 \cdot 10^{-3} \text{ см}^3/\text{с}$ [5], $w_0 = 10^{16} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$, $R_p = 0,015 \text{ см}$, $S = 1,51 \text{ см}^2$, $\varphi_p^0 = -9 \text{ В}$, $\varphi_p = -5 \text{ В}$. Рассчитывались также варианты с $\varphi_p = -11$ и $-12,8 \text{ В}$.

При вычислении коэффициента подвижности ионов использовались сечения упругих столкновений иона NO^+ с молекулами N_2 , O_2 , рассчитанные с учетом поляризационного взаимодействия частиц по методике, изложенной в [6]. Коэффициент подвижности электронов определен по данным о сечениях упругих столкновений электронов с молекулами азота и кислорода, приведенными в [7]. При численном решении задачи о зонде величина b_i варьировалась с целью определения характера зависимости тока на зонд от b_i .

На рис. 1 приведены результаты численного расчета зависимости зондового тока от времени при ступенчатом изменении отрицательного потенциала зонда относительно плазмы. Вначале, в момент времени t_0 , ток резко уменьшается от значения I_0 , а затем плавно возрастает, приближаясь к новому стационарному значению I_1^c . При обратном изменении потенциала зонда в момент t_1 ток резко возрастает и затем медленно спадает, достигая к моменту t_2 значения I_2^c , равного I_0 . В момент изменения потенциала зонда наблюдается выброс тока, обусловленный большими токами смещения. На рис. 1 эти выбросы не показаны, поскольку их величина существенно зависит от параметров генератора, а не от свойств плазмы. Как показывают расчеты, в рассматриваемых условиях при временах, больших $\sim 0,5$ мкс, с момента изменения потенциала зонда ток смещения становится уже существенно меньше тока проводимости, и дальнейшее изменение полного тока происходит вследствие перестройки слоя пространственного заряда около зонда, которая определяется свойствами плазмы. С ростом концентрации заряженных частиц в плазме время достижения стационарного состояния по току уменьшается.

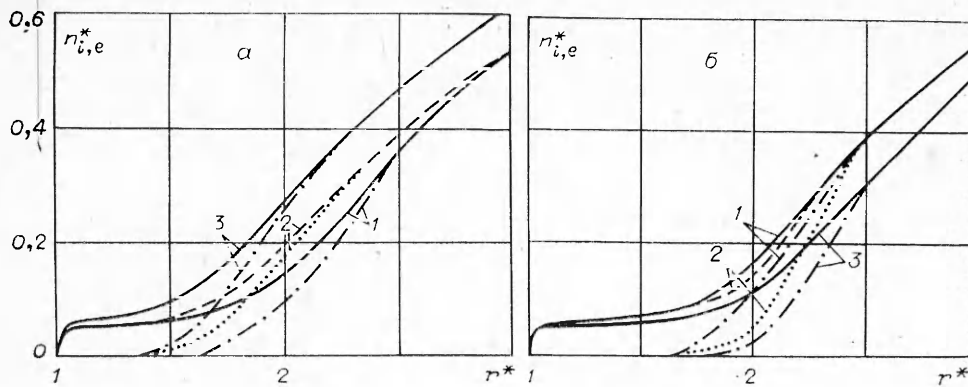


Рис. 2. Пространственно-временное распределение положительных ионов (сплошные и штриховые линии) и электронов (штрихпунктирные и пунктирные линии) вблизи зонда в случае, когда зонд становится менее (а) или более (б) отрицательным, в начальный t_0 (1), промежуточный (2) и конечный t_1 (3) моменты времени.

На рис. 2 представлены распределения концентраций ионов и электронов в окрестности зонда на стационарном участке зондового тока для начального (до изменения потенциала), промежуточного и конечного моментов времени, когда ток выходит на новый стационарный уровень, как показано на рис. 1. Если прикладываемый импульс делает зонд менее отрицательным относительно потенциала плазмы, то в течение релаксационного периода происходит такая перестройка слоя объемного заряда вокруг зонда, что он становится несколько тоньше, и наоборот.

Для количественного анализа результатов расчета переходных токов оказалась удобным перейти к новым безразмерным переменным:

$$\Psi_1 = \frac{I_1^c - I_1(t)}{ew_0 R_p S}, \quad \Psi_2 = \frac{I_2^c - I_2(t)}{ew_0 R_p S},$$

$$\xi = \frac{\tau_x}{t - t_{\text{имп}}} = \frac{1}{\Delta t (\alpha_0 w_0)^{1/2}},$$

где $I_1(t)$ и $I_2(t)$ — текущие значения токов; $t_{\text{имп}}$ — моменты изменения потенциала (соответственно t_0 или t_1), $\Delta t = t - t_{\text{имп}}$.

На рис. 3 в виде зависимостей Ψ_1 и Ψ_2 от ξ представлены результаты расчетов переходных токов $I_1(t)$ и $I_2(t)$ на зонд для различных значений равновесных концентраций $n = (w/\alpha)^{1/2}$ заряженных частиц плазмы вдали от зонда в условиях стационарного режима. Изменение величины n достигалось за счет варьирования скорости поперечной w при одном и том же значении коэффициента рекомбинации $\alpha = \alpha_0$ ($\alpha^* = 1$).

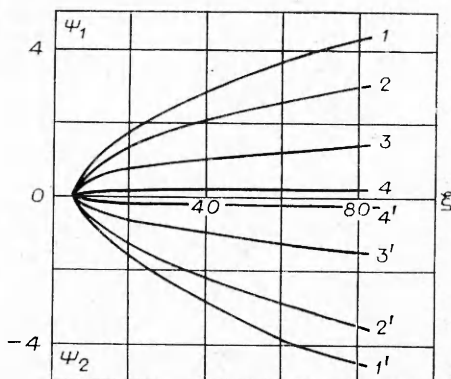
Численное решение задачи (1)–(3), (6), (7) позволяет установить характер зависимости тока на зонд от параметров, определяющих состояние плазмы. С этой целью проведены серии расчетов с варьированием величины w , α , δ_i и $|\Delta\phi|$ при различных значениях начального потенциала зонда, во всех вариантах величина $|\Delta\phi|$ бралась меньшей $|\Phi_p^0|$.

Обработка результатов расчетов на участке $0 < t < t_0$ (см. рис. 1) с использованием данных, полученных в [2], позволила записать для стационарного тока на зонд I_0 следующее соотношение:

$$I_0 = 2 \cdot 10^{-17} S b_i^{0,45} |\Phi_p^0|^{0,6} n^{1,34} \alpha^{0,55}. \quad (9)$$

Рис. 3. Зависимости величин Ψ_1 и Ψ_2 от значения ξ .

n , см⁻³: 1, 1' — $1,41 \cdot 10^{12}$, 2, 2' — 10^{12} , 3, 3' — $4,25 \cdot 10^{11}$, 4, 4' — $8 \cdot 10^{10}$.



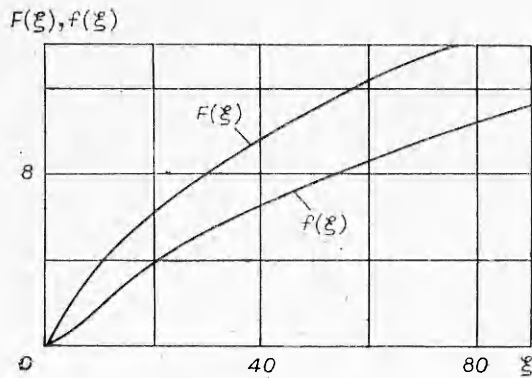


Рис. 4. Функции $F(\xi)$ и $f(\xi)$.

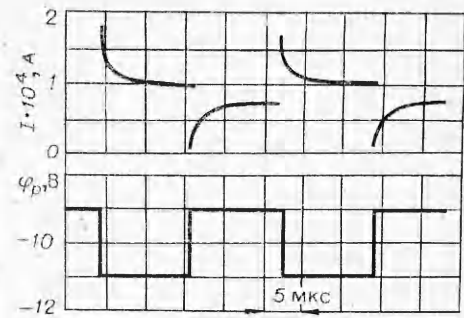


Рис. 6. Результат измерений переходных токов при ступенчатом изменении потенциала зонда в воздушной плазме при $T = 2880$ К и $p = 1$ атм за отраженной ударной волной.

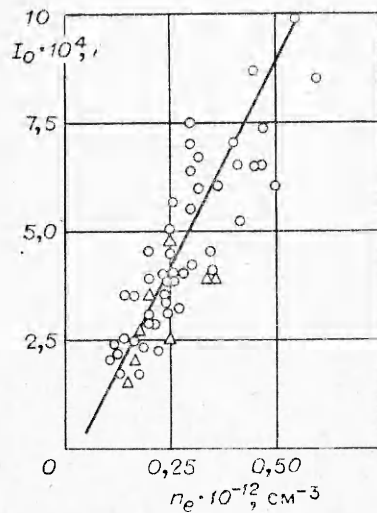


Рис. 5. Зависимость экспериментальных значений зондовых токов I_0 от концентрации свободных электронов n_e , измеренной СВЧ-интерферометром.

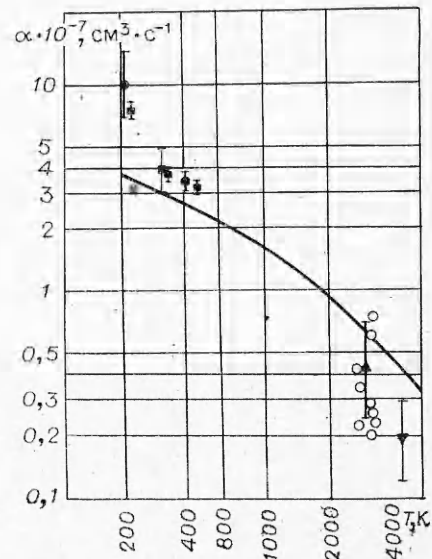


Рис. 7. Зависимость коэффициента диссоциативной рекомбинации электрона и молекулярного иона NO^+ от температуры (кривая — теоретическая зависимость [5], светлые точки — данные авторов, темные — экспериментальные данные [11]).

Величина нестационарного тока на переходных участках $t_0 \leq t < t_1$ и $t_1 \leq t < t_2$, исключая короткий интервал времени ($\sim 0,5$ мкс), когда значительную роль играют токи смещения, зависит в основном от невозмущенной зондом концентрации заряженных частиц в квазинейтральной области плазмы и коэффициента подвижности ионов. Выделяя зависимости от варьируемых параметров, можно получить следующие аппроксимирующие соотношения:

$$\Psi_1 = 0,025 \sqrt{\delta_i} n^* |\Delta\varphi^*|^{0,35} F(\xi), \quad (10)$$

$$\Psi_2 = 0,0375 \sqrt{\delta_i} n^* |\Delta\varphi^*|^{0,35} f(\xi). \quad (11)$$

Функции $F(\xi)$ и $f(\xi)$ представлены на рис. 4. Они практически не зависят от указанных выше параметров и являются универсальными для набора кривых 1—4 и 1'—4' (см. рис. 3), соответствующего достаточно широкому диапазону изменения параметров n^* и δ_i .

В соотношения (9)—(11) входят три неизвестных параметра плазмы — b_i , n и α (равновесная температура плазмы T считается известной). При заданных величинах одного из этих параметров соотношения (9), (10) или (9), (11) позволяют определить значения двух других. Это обстоятельство расширяет возможности применения зондовой методики для диагностики плазмы.

Для проверки предложенной модели работы зонда на ударной трубе, описанной в [8], проведены две серии опытов со смесью 21% O_2 + 79% N_2 со следами естественных загрязнений в интервале температур 2700—3200 К при давлении 1 атм за отраженной ударной волной. Параметры газа рассчитывались по измеренной скорости падающей ударной волны с учетом химических реакций диссоциации, ионизации и др. по методике [9].

В первой серии опытов одновременно регистрировались временной профиль концентрации электронов при помощи СВЧ-интерферометра с двухпроводной линией на длине волны 1,6 см в качестве зондирующей системы [8] и временной профиль тока на однопроводный зонд [10]. Это достигалось совмещением двухпроводной линии с электрическим зондом: проволоочки из нержавеющей стали и части волноводов, к которым они присоединены, электрически изолировались от СВЧ-тракта с помощью тонких тефлоновых прокладок, не влияющих на параметры СВЧ-волны. На обе проволоочки подавался одинаковый, постоянный по времени электрический потенциал, равный -9 В относительно потенциала заземленных стенок трубы. Электрический зонд, таким образом, состоял из двух, находящихся на расстоянии 4,5 мм одна от другой проволоочек диаметром 0,3 и длиной 80 мм, натянутых перпендикулярно направлению скорости распространения ударной волны на расстоянии 10 мм от торца ударной трубы.

Токи на зонд, возрастая, достигали по истечении 50—100 мкс после прихода отраженной ударной волны в измерительное сечение примерно постоянных (квазистационарных) значений от 10^{-5} до 10^{-4} А в разных опытах и сохраняли их в течение 100—150 мкс с отклонениями от средней величины около 20%, а затем спадали. При этом устанавливалось равновесие между скоростями ионизации и рекомбинации. Полученная в этом случае зависимость квазистационарного зондового тока I_0 от концентрации свободных электронов n_e , измеренной СВЧ-интерферометром, приведена на рис. 5.

Заметим, что принятая схема совмещения электрического зонда с двухпроводной линией интерферометра обладала относительно большой емкостью, поэтому для экспериментальной проверки соотношений (10) и (11) проведена другая серия опытов в тех же условиях, но с импульсным изменением потенциала зонда, обладающего малой собственной конструктивной емкостью, необходимой для обеспечения малой постоянной времени самого зонда. Потенциал зонда изменялся включением специального генератора импульсов последовательно с источником напряжения за время порядка 0,05 мкс от -9 до -11 В или от -9 до $-12,8$ В и через 12 мкс изменялся в обратном направлении. Генератор выполнен на микросхемах типа К-155ЛАЗ по схеме мультивибратора с парафазным выходом, работающего в ждущем и автоколебательном режимах. Один из выходов генератора подключался непосредственно к зонду, а второй — к эквиваленту зонда с элементами подстройки реактивного и активного сопротивлений. Перед измерением схема балансировалась с помощью подстроечных элементов по минимальному импульсному сигналу на масштабном сопротивлении 500 Ом. Запуск генератора при работе в ждущем режиме осуществлялся через специально изготовленный трансформатор с собственной емкостью, не превышающий 1,5 нФ. В качестве регистратора использовался высокоскоростной запоминающий осциллограф С1-42. Типичный результат измерений приведен на рис. 6.

Рассмотрим методику определения величины коэффициента рекомбинации по данным измерений стационарного тока (первая серия опы-

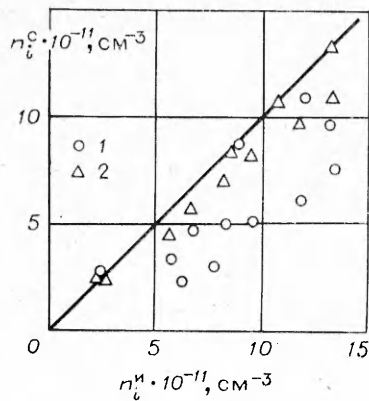


Рис. 8. Сопоставление концентраций положительных ионов n_i^C (9) и n_i^H (10) и (11).

Зависимость коэффициента α от температуры в соотношении (9) принята: 1 — [5]; 2 — данные настоящей работы.

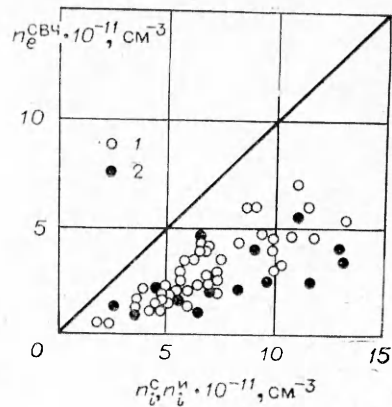


Рис. 9. Сопоставление концентрации свободных электронов $n_e^{СВЧ}$, измеренных СВЧ-интерферометром, и концентрации заряженных частиц n_i^C и n_i^H из зондовых измерений (1 — n_i^C из соотношения (9), 2 — n_i^H из соотношений (10) и (11)).

тов) и токов на переходных участках после подачи на зонд импульсов потенциала (вторая серия). Из калибровочной кривой (см. рис. 5) можно по величине I_0 определить значение концентрации свободных электронов n_e ($n_e = n$) в квазинейтральной области. При известном значении n из соотношений (9) и (10) или (9) и (11) можно определить величину α , исключая из них коэффициент подвижности ионов. Из результатов, приведенных на рис. 7, видно, что определенная таким образом величина α близка к экспериментальным данным [11] и к теоретически полученной в [5] зависимости $\alpha(T)$ для процесса диссоциативной рекомбинации $\text{NO}^+ + e^- \rightarrow \text{N} + \text{O}$, реализующегося в воздушной низкотемпературной плазме.

Отметим, что соотношения (10) и (11) при известной концентрации заряженных частиц и температуре плазмы могут служить для определения коэффициента подвижности ионов b_i из экспериментальных данных по изменению тока на зонд после подачи импульса $\Delta\phi$.

Рассмотрим методику определения концентрации заряженных частиц только на основе данных измерений зондового тока на стационарном и переходных участках. Пусть величина коэффициента подвижности ионов b_i известна. Тогда из (10) или (11) можно определить n , используя данные измерений Ψ_1 и Ψ_2 и расчет, приведенные на рис. 4. Если известна также величина коэффициента рекомбинации α , то для определения n можно использовать соотношение (9). На рис. 8 приведены результаты сравнения величин концентрации ионов, определенных по стационарному (n_i^C) и переходному (n_i^H) участкам тока на зонд. Видно, что имеется хорошее согласие между этими величинами, что свидетельствует о правдивости аппроксимационных соотношений (9)–(11).

Интересно сопоставить результаты измерений концентрации заряженных частиц при помощи СВЧ-интерферометра и по изложенной выше зондовой методике. Такое сравнение проведено на рис. 9. Видно, что зондовые измерения дают значения концентрации заряженных частиц, превышающие примерно в 1,5–2 раза концентрации свободных электронов, измеренной СВЧ-интерферометром.

На основании проведенного анализа расчетных и экспериментальных данных представляется возможным сделать следующие выводы.

1. Концентрации заряженных частиц, определенных по переходным токам при импульсном изменении потенциала зонда, находятся в удовлетворительном согласии с концентрациями, определенными из зондовых

измерений при постоянном потенциале зонда на участке стационарной концентрации заряженных частиц в плазме.

2. Определение коэффициента рекомбинации заряженных частиц по совокупности обоих методов дает значения, близкие к литературным данным.

3. Импульсным зондом можно при известном коэффициенте рекомбинации заряженных частиц определить коэффициент подвижности положительных ионов.

4. Концентрации заряженных частиц, определенные из зондовых измерений, в 1,5—2 раза превышают концентрации электронов, измеренные СВЧ-интерферометром.

Поступила в редакцию 16/IV 1983

ЛИТЕРАТУРА

1. И. А. Тихомиров и др. А. с. СССР, № 416617; Бюл. изобр., 1974, 7.
2. G. S. Aravin, Yu. K. Karasevich P. A. Vlasov e. a. Proc. XV Int. Conf. on Phenomena in Ionized Gases. Pt. II. Minsk, 1981.
3. И. Л. Панкратьева, В. А. Полянский. Изв. АН СССР. МЖГ, 1979, 2, 102.
4. Лин, Тир. Вопросы ракетн. техн., 1964, 5, 16.
5. С. F. Hansen. Phys. Fluids, 1968, 11, 4, 904.
6. Ю. И. Беляев, В. А. Полянский, Е. Г. Шапиро.— В кн.: Аэродинамика больших скоростей/Под ред. Г. Ф. Теленина. М.: Изд-во МГУ, 1979.
7. И. Мак-Даннел. Процессы столкновений в ионизованных газах. М.: ИЛ, 1966.
8. Г. С. Аравин, И. А. Власов, Ю. К. Карасевич и др. ФГВ, 1982, 18, 1, 49.
9. В. К. Душня.— В кн.: Тр. Института механики МГУ. № 21. М., 1973.
10. Е. В. Маколкин, И. А. Евграфов и др. А. с. СССР, № 386327; Бюл. изобр., 1973, 26.
11. Б. М. Смирнов. Ионы и возбужденные атомы в плазме. М.: Атомиздат, 1974.

ИНИЦИИРОВАНИЕ ТВЕРДЫХ ГЕТЕРОГЕННЫХ ВВ УДАРНЫМИ ВОЛНАМИ

*Б. Л. Глушаков, С. А. Новиков, А. П. Погорелов
(Москва)*

Исследования условий и механизма инициирования ударными волнами гетерогенных взрывчатых веществ, составляющих основную массу применяемых в практических целях ВВ, имеют важное значение и представляют большой интерес для понимания сущности и закономерностей процесса возбуждения детонации. Конечная цель этих исследований состоит в выявлении объективных характеристик чувствительности ВВ к ударно-волновому воздействию и в количественном их описании. Основные результаты работ, посвященных этому вопросу, представлены в [1—6].

Можно выделить два основных направления в экспериментах: регистрация профилей давления или массовой скорости с помощью датчиков, «закрепленных» в заданной лагранжевой точке [7—11], и определение параметров вводимой в образец ВВ ударной волны, вызывающей взрыв [12—14]. В первом случае полученная информация дает более полные сведения о процессе перехода ударной волны в детонационную, в то время как исследования по второму направлению в большей степени направлены в сторону практического использования. Результаты разработок по каждому направлению могут быть предметом самостоятельного детального анализа.

Для описания экспериментальных данных широко применяются различные математические модели, включающие законы сохранения в дифференциальной форме с соответствующими начальными и граничными условиями, уравнения состояния компонентов и закон эперговыделения, основанный, как правило, на формальном кинетическом подходе [5, 15,