

УДК 533.6.011.72

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ НЕКОТОРЫХ ПАРАМЕТРОВ ИОНИЗИРОВАННОГО ВОЗДУХА ПЕРЕД СИЛЬНОЙ УДАРНОЙ ВОЛНОЙ

В. А. ГОРЕЛОВ, Л. А. КИЛЬДЮШОВА

(Москва)

При помощи резонансного сверхвысокочастотного зонда проведено измерение электронной плотности  $n_e$  перед сильной ударной волной в воздухе. Показано, что результаты, полученные этим методом, хорошо согласуются с результатами, полученными обычными зондовыми методами. Методом электромагнитной индукции измерена скорость диффузии электронов в зоне перед ударной волной.

Данная работа посвящена экспериментальному исследованию параметров ионизованного воздуха перед фронтом сильной ударной волны в электроразрядной ударной трубе. Результаты измерения ионной концентрации, электронной температуры и проводимости зондовыми и электродными методами приведены в [1].

Однако применение зондов для исследования плазмы при наличии интенсивного потока излучения требует проведения проверочных экспериментов другим независимым методом. В качестве такого метода могут быть использованы методы сверхвысокочастотной диагностики плазмы.

Невысокий уровень концентрации электронов ( $n_e \approx 10^{10} - 10^{12} \text{ см}^{-3}$ ), характерный размер исследуемой плазмы, ограниченный диаметром канала трубы ( $d = 57 \text{ мм}$ ) и необходимость получения высокого пространственного разрешения  $\Delta \approx 1 \text{ см}$  затрудняют применение хорошо разработанных методов зондирования плазмы на сверхвысоких частотах. В связи с этим в данной работе использован метод резонансного сверхвысокочастотного зонда [2]. В качестве резонансной системы используется короткозамкнутый с двух концов отрезок проводной линии, помещенный в исследуемую плазму.

На расстоянии 4 м от разрядной камеры в канале ударной трубы по его диаметру был расположен короткозамкнутый отрезок трехпроводной линии. Длина линии 53 мм, диаметр проводов 0.8 мм, расстояние между ними 4 мм. Пространственное разрешение по оси канала в этом случае составляло  $\sim 10 \text{ мм}$ . Линия была соединена с фидерной системой, состоящей из отрезков коаксиальных кабелей, и измерительной линией ИКЛ-111 с короткозамыкающей перемычкой. Через аттенюатор фидерная система соединялась с выходом СВЧ-генератора ГЗ-10А ( $f = 5.8 - 6.7 \text{ Гц}$ ). Фидерная система настраивалась таким образом, чтобы в ней возникала система стоячих волн. При изменении концентрации электронов в области расположения короткозамкнутой линии изменялась ее эффективная длина  $l = l_0 \sqrt{\epsilon}$ , где  $l_0$  — геометрическая длина линии (53 мм), а

$$\epsilon = 1 - \frac{e^2 n_e \lambda^2}{\pi m_e c^2} \quad (4)$$

Здесь  $m_e$  — масса электрона,  $e$  — его заряд,  $\lambda$  — длина волны в свободном пространстве. Резонанс короткозамкнутой линии наступает в момент, когда  $l = \frac{1}{2} N \lambda$ , где  $N$  — число полуволн, которые укладываются в линии. Сигнал с линии ИКЛ-111 регистрировался на осциллографе ОК-17М. Момент резонанса проявлялся в виде характерного пика («метки концентрации») на осциллограмме. Электронная концентрация, соответствующая

щая метке, находится по формуле

$$n_e = \left( \frac{1}{\lambda^2} - \frac{N^2}{4l^2} \right) \frac{\pi m_e c^2}{e^2} \quad (2)$$

В условиях эксперимента линия находилась под плавающим потенциалом и, согласно [2], значения  $n_e$ , полученные по формуле (2), могут быть ниже истинных примерно на 10%.

На расстоянии 20 мм за короткозамкнутой линией был установлен двойной зонд. Электроды зонда — пластинки размером  $20 \times 5$  мм<sup>2</sup> и толщиной 0.1 мм. На зонд подавалось переменное напряжение с частотой  $f = 100-200$  кГц и амплитудой 4 в. Зондовый ток регистрировался на втором луче осциллографа. Методика зондовых измерений изложена в [1, 3].

На фиг. 1 показаны типичные осциллограммы сигналов сверхвысокочастотного зонда (нижний луч)  $\lambda = 5.3$  см и с двойного зонда (верхний луч). Условия эксперимента — начальное давление  $p_0 = 0.2$  мм рт. ст., скорость ударной волны  $v_s = 11.2$  км/сек. Метка концентрации на нижнем луче дает значение  $n_e = 2.8 \cdot 10^{11}$  см<sup>-3</sup>, соответствующее значение  $n_e$ , вычисленное по току двойного зонда  $I$

$$n_e = I(0.4eS\sqrt{2kT_e}) /$$

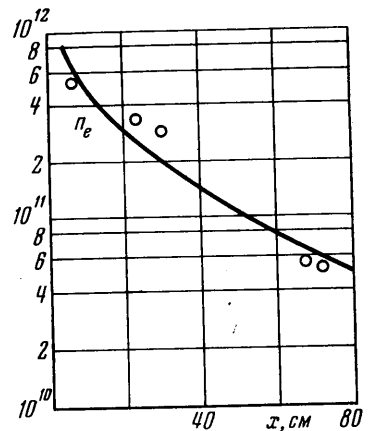
$$/ m_e)^{-1} = 2.2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$$

Фиг. 1

На фиг. 2 приведена зависимость  $n_e = f(x)$ , где  $x$  — расстояние до фронта ударной волны. Кривая построена по результатам зондовых измерений [1], точки — результаты измерения сверхвысокочастотным зондом. Видно, что значения  $n_e$ , полученные обоими методами, согласуются с точностью ~30%.

При изучении процессов предшествующей ионизации весьма важен вопрос о роли примеси легкоионизируемых элементов в воздухе перед ударной волной. В работе [4] показано, что если в чистом азоте концентрация электронов перед фронтом волны существенно зависит от чистоты азота, то в воздухе посторонние примеси играют, по-видимому, малую роль.

В этой работе были проведены контрольные эксперименты, в которых осуществлялось искусственное повышение уровня примеси в зоне расположения измерительных зондов. Вблизи двойного зонда в стенках канала были установлены две небольшие разрядные камеры (размер камер  $2 \times 5$  мм<sup>2</sup>), в которые помещалась соль BaCl<sub>2</sub>. За секунду перед пуском трубы в камерах осуществлялся электрический разряд конденсатора ( $c = 0.2$  мкф  $V = 6$  кв), и в канал трубы выбрасывалось



Фиг. 2

плазменное облако с повышенным содержанием атомов бария (потенциал ионизации 5.2 эв).

По результатам работы [5] концентрация атомов бария в зоне расположения двойного зонда в момент пуска составляла  $10^{11} \div 10^{12} \text{ см}^{-3}$ , что соответствует относительному содержанию примеси бария в воздухе  $\sim 10^{-4}$ .

В пределах точности измерения  $n_e$  зондовым методом введение такого количества Ва не повлияло на уровень концентрации электронов перед ударной волной.

При исследовании процессов, которые происходят в воздухе перед сильной ударной волной, представляет несомненный интерес измерение массовой скорости заряженного компонента плазмы в зоне предионизации. Знание скорости диффузии поможет дать ответ на вопрос о роли диффузии в появлении свободных электронов перед ударной волной.

Измерение массовой скорости заряженного компонента было проведено индукционным методом. Этот метод применялся в целом ряде работ (см., например, [6]) для измерения скорости ионизированного газа за ударной волной. Он основан на измерении разности потенциалов  $V$ , возникающей на границе плазменного потока при прохождении его через поперечное магнитное поле. Скорость потока определяется по формуле

$$u = cV / Bd \quad (3)$$

где  $V$  — разность потенциалов (э),  $d$  — расстояние между измерительными электродами (см),  $B$  — магнитная индукция (гс). Возможность непосредственного применения этого метода для измерения скорости диффузионного потока заранее не очевидна. Во-первых, в диффузионном движении различные компоненты плазмы могут двигаться с разными скоростями и, во-вторых, при невысокой плотности газа может быть существенным влияние магнитного поля на скорость диффузии.

Известно, что при диффузии плазмы через поперечное магнитное поле коэффициенты свободной электронной диффузии  $D_{eH}$  и амбиполярной диффузии  $D_{aH}$  определяются выражениями

$$D_{eH} = \frac{D_{e0}}{1 + (\omega_e \tau_e)^2}, \quad D_{aH} = \frac{D_{a0}}{1 + \omega_e \tau_e \omega_i \tau_i} \quad (4)$$

Здесь  $\omega_e$ ,  $\omega_i$  — ларморовские частоты для электронов и ионов,  $\tau_e$ ,  $\tau_i$  — времена столкновения электронов и ионов,  $D_{e0}$ ,  $D_{a0}$  — коэффициенты электронной и амбиполярной диффузии без магнитного поля. В условиях проведенных экспериментов при  $B \approx 1000 \text{ гс}$  и  $\omega_e \tau_e \gg 1$ , а  $\omega_e \tau_e \omega_i \tau_i \ll 1$ . Таким образом, магнитное поле могло существенно повлиять на процесс свободной электронной диффузии. Однако можно показать, что в условиях экспериментов влияние магнитного поля на величину  $D_{e0}$  не могло быть значительным. Для электронного и ионного компонентов плазмы перед ударной волной можно записать уравнения движения

$$\frac{n_e m_e}{\tau_e} \mathbf{u}_e = -n_e |e| \left\{ \mathbf{E} + \left( \frac{\mathbf{u}_e}{c} \right) \mathbf{B} \right\} - \nabla p_e \quad (5)$$

$$\frac{n_i m_i}{\tau_i} \mathbf{u}_i = n_i |e| \left\{ \mathbf{E} + \left( \frac{\mathbf{u}_i}{c} \right) \mathbf{B} \right\} - \nabla p_i \quad (6)$$

которые следуют из полных уравнений движения (см., например, [7]) для

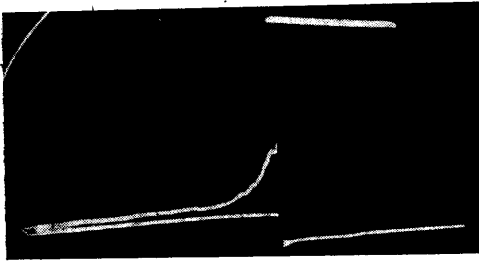
ионов и электронов при допущениях, справедливых в условиях эксперимента: основную роль играют столкновения ионов и электронов с нейтралами, скорость нейтрального компонента  $u_n = 0$ ; процесс квазистационарный

$$du_e/dt \ll u_e/\tau_e$$

Из (5) и (6) без учета членов второго порядка малости для компонентов, перпендикулярных  $B$  и оси канала трубы, вытекает уравнение

$$E_{\perp} = -\frac{u_{e\parallel}}{c} B + j_{\perp} \frac{m_e}{ne^2\tau_e} \quad (7)$$

где  $j_{\perp}$  — плотность холловского диффузионного тока,  $u_{e\parallel}$  — массовая скорость электронов в направлении движения ударной волны. Из (7) видно, что если воспрепятствовать протеканию холловского тока, скорость  $u_{e\parallel}$  может быть измерена индукционным методом. Важно также, что при «запирании» тока Холла вместо коэффициента свободной электронной диффузии в поперечном магнитном поле  $D_{e\perp}$  (4) можно использовать в расчетах коэффициент диффузии без магнитного поля  $D_{e0}$ . Этот вывод сразу же следует из уравнения (5) для компонентов, параллельных направлению движения ударной волны в случае свободной диффузии



Фиг. 3

$$u_{e\parallel} = -\frac{\tau_e}{nm_e} \left( \nabla p_e + \frac{j_{\perp}}{c} B \right) \quad (8)$$

Таким образом, если условия постановки эксперимента затрудняют протекание тока

Холла, индукционный метод может быть применен для измерения массовой скорости диффузионного движения электронов, при этом влияние магнитного поля на диффузию электронов может быть существенно ослаблено.

Применялась следующая схема эксперимента по измерению  $u_{e\parallel}$  перед фронтом волны. Электромагнит установлен на расстоянии 4 м от разрядной камеры трубы, создаваемое им магнитное поле изменялось от 800 до 1350 гс. По диаметру канала изменение величины  $B$  не превышало 5%. Вдоль оси канала поле можно считать постоянным на участке в 25 мм. В зоне постоянного магнитного поля на стенках стеклянного канала устанавливались плоские измерительные зонды с рабочей площадью  $\sim 0,75 \text{ см}^2$ .

Зонды соединялись между собой двумя последовательно включенными сопротивлениями  $R_H$  по 50 ком каждое. Напряжение с зондов подавалось на вход дифференциального усилителя, сигнал с которого поступал на осциллограф ОК-17М. При проведении экспериментов основная трудность заключалась в необходимости регистрации небольшой разности потенциалов между электродами  $V = 10^{-2} \div 1 \text{ в}$  на фоне больших отрицательных плавающих потенциалов  $V = 1 - 10 \text{ в}$ , которые возникают на электродах в зоне перед ударной волной. Применение дифференциального усилителя с коэффициентом дискриминации  $\sim 10^{-3}$  и изоляция всего регистрирующего тракта от земли позволило четко выделить полезный сигнал. На фиг. 3 показана типичная осциллограмма сигнала с зондов при  $p_0 = 0,2 \text{ мм рт. ст.}$

$v_e = 11.2$  км/сек,  $B = 1350$  гс. Чувствительность на нижнем луче примерно на два порядка меньше, чем на верхнем. В ходе экспериментов с целью контроля регулярно проводилась переполюсовка магнита.

Нагрузочное сопротивление  $R_H$  удовлетворяло условию  $V/R_H \ll j_L$ . Таким образом, холловский ток не мог замыкаться через  $R_H$ . Однако существует возможность его замыкания через плазму в областях без магнитного поля. Этот эффект оценить трудно. Поэтому были проведены контрольные эксперименты при  $B = 800$  гс, когда параметр  $(\omega_e \tau_e)^2$  уменьшается в 2.5 раза. Заметного влияния изменения величины  $B$  на скорость, вычисляемую по формуле (3), обнаружено не было.

На фиг. 4 показана зависимость скорости диффузионного движения электронного компонента плазмы от расстояния до фронта ударной волны, полученная в проведенных экспериментах. Систематического исследования зависимости скорости диффузии от скорости ударной волны не проводилось, однако отдельные эксперименты, проведенные в диапазоне скоростей от 10 до 12.5 км/сек, не обнаружили существенного изменения скорости диффузии.

На фиг. 4 пунктирная кривая — зависимость от расстояния скорости свободной электронной диффузии, а штрих-пунктирная — соответствующая зависимости амбиполярной диффузии.

Расчет этих кривых проводился по формулам

$$u_e = \frac{D_{e0}}{n_e} \frac{dn_e}{dx},$$

$$u_a = \frac{D_a}{n_e} \frac{dn_e}{dx} \quad (9)$$

$$D_{e0} = \frac{v_e^2}{3v_e},$$

$$D_a = \frac{v_i^2}{3v_i} \left( 1 + \frac{T_e}{T_n} \right)$$

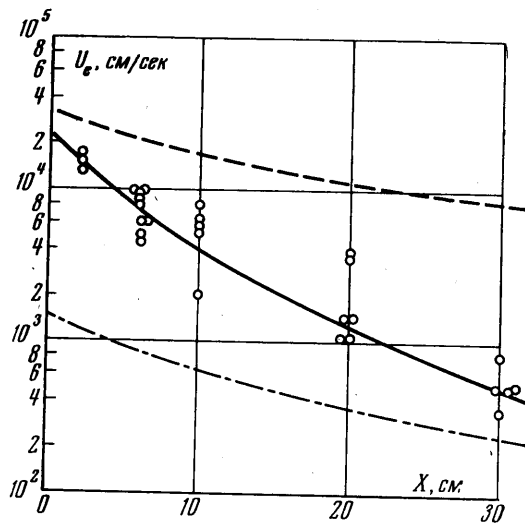
где  $v_e$ ,  $v_i$  — средние тепловые скорости электронов и ионов;

$v_e$ ,  $v_i$  — соответствующие частоты столкновений;

$T_e$ ,  $T_n$  — температура электронов и нейтралов. Распределение электронов по скоростям предполагалось максвелловским (время установления равновесия для электронов  $\tau_{ee} \approx 10^{-7}$  сек). Принималось, что  $T_n \approx 300^\circ \text{K}$ , а  $T_e = (6 \div 8) \cdot 10^3^\circ \text{K}$  [1]. Изменение  $T_e$  с расстоянием не учитывалось.

На фиг. 4 видно, что вблизи ударного фронта измеренная скорость диффузии вполне удовлетворительно согласуется с расчетным значением для свободной диффузии. По мере удаления от ударного фронта скорость диффузии быстро уменьшается и приближается к значению, соответствующему амбиполярной диффузии.

Авторы благодарят В. М. Чернышева, принимавшего участие в проведении экспериментов.



Фиг. 4

## ЛИТЕРАТУРА

1. Горелов В. А., Кильдюшова Л. А. Экспериментальное исследование параметров ионизированного воздуха перед сильной ударной волной. Изв. АН СССР, МЖГ, 1971, № 2.
2. Левитский С. М., Шашурин И. П. Метод резонансного сверхвысокочастотного зонда для измерения концентрации зарядов в плазме. Ж. техн. физ., 1961, т. 31, № 4.
3. Горелов В. А. Зондовые измерения за фронтом сильной ударной волны в воздухе. Ж. техн. физ., 1970, т. 40, № 4.
4. Omega M., Presley L. L. Electron density measurements ahead of shock waves in air. AIAA Journal, 1969, vol. 7, No. 12.
5. Горелов В. А., Фролов Ю. К. Измерение температуры за фронтом сильной ударной волны в электроразрядной ударной трубе. Ж. техн. физ., 1970, т. 40, № 4.
6. Макаров Ю. В., Чекалин Э. К. Физические процессы в электромагнитных ударных трубах. М., Атомиздат, 1968.
7. Альвен Г., Фельтхаммер К. Г. Космическая электродинамика. М., «Мир», 1967.