

ТРЕХЭЛЕКТРОДНЫЙ НЕСИММЕТРИЧНЫЙ ЗОНД ДЛЯ НЕПРЕРЫВНОГО ИЗМЕРЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ И ПЛОТНОСТИ ПЛАЗМЫ

В.А. Иванов

Рассмотрено функционирование трехэлектродного несимметричного плазменного зонда, погруженного в неоднородную и неизотермическую плазму. Получена формула, связывающая величину температуры электронов плазмы с измеряемым напряжением между симметричными электродами и токами в цепях симметричных и несимметричных электродов.

Несмотря на известные недостатки зондового метода диагностики, те преимущества, которыми он обладает (простота конструкции, локальность, широкий динамический диапазон измеряемых параметров плазмы и т.д.), snискали ему широкое распространение в плазменных экспериментах /1, 2/. Данная работа имеет цель расширить метод симметричного трехэлектродного зонда /3, 4/ на случай несимметричного зонда, находящегося в неоднородной по температуре и плотности плазме.

Применение трехэлектродных зондов обусловлено необходимостью непрерывного во времени измерения локальных значений температуры и плотности плазмы. В ряде случаев /5 – 7/ использование симметричного трехэлектродного зонда (все электроды одинакового размера) затруднено вследствие возникновения дуг (катодных пятен) на "отрицательном" (по отношению к электроду, находящемуся под плавающим потенциалом) электроде, принимающем в основном ионный ток плазмы. Если поместить собирающий ионы электрод в более холодную и менее плотную плазму, вероятность дугообразования на нем можно значительно уменьшить /8/. При этом для того, чтобы этот электрод не ограничивал потоки электронов, поступающих на два других электрода, необходимо существенно увеличить его площадь. Достаточно большая площадь отрицательного электрода позволяет также исследовать всю электронную ветвь зондовой характеристики, а следовательно, определить температуру основной массы электронов. Таким образом приходим к схеме несимметричного трехэлектродного зонда (рис. 1), в которой отрицательный электрод γ с площадью S_γ помещается в плазму с плотностью n_γ и температурой электронов T_γ (считаем плазму максвелловской неизотермической с температурой электронов существенно превышающей температуру однозарядных ионов). Два других близко расположенных друг к другу электрода a и β с одинаковой площадью $S_a = S_\beta \ll S_\gamma$ находятся в плазме, параметры которой ($T_a = T_\beta$, $n_a = n_\beta$) необходимо измерять непрерывно во времени. В цепи между электродами a и β включен вольтметр с таким большим сопротивлением (случай $R_\beta \rightarrow \infty$), что током электрода β , находящегося под плавающим потенциалом, в полном балансе токов зонда можно пренебречь ($J_\beta \ll J_a = J_\gamma$). Баланс плазменных токов, приходящих на электроды a и γ , и соотношения между потенциалами можно записать в виде

$$\begin{aligned}
 en_a S_a \sqrt{\frac{T_a}{2\pi m_e}} \exp\left(\frac{-eV_{fa} + e\Delta U_a}{T_a}\right) - en_a S_a \sqrt{\frac{T_a}{m_i}} &= en_\gamma S_\gamma \sqrt{\frac{T_\gamma}{m_i}} - \\
 - en_\gamma S_\gamma \sqrt{\frac{T_\gamma}{2\pi m_e}} \exp\left(\frac{-eV_{f\gamma} - e\Delta U_\gamma}{T_\gamma}\right), &
 \end{aligned}
 \tag{1}$$

где $U_{см} = \Delta U_\gamma + \Delta U_a$; e – заряд электрона или иона; m_e , m_i – соответственно массы электронов и ионов плазмы; ΔU_a и ΔU_γ – соответственно отклонения от плавающих потенциалов V_{fa} и $V_{f\gamma}$ электродов a и γ (отсчет идет от потенциала плазмы, принятого за нулевой) при подключении источника напряжения (смещения) $U_{см}$.

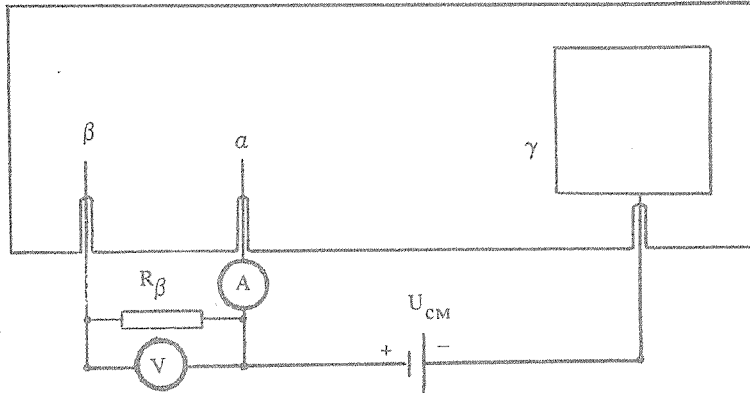


Рис. 1. Схема трехэлектродного несимметричного зонда α, β – два симметричных электрода, γ – несимметричный электрод, R_β – нагрузочное сопротивление между электродами α и β , А – амперметр или пояс Роговского для измерения тока, V – вольтметр или осциллограф, $U_{см}$ – источник питания или заряженный конденсатор для поддержания смещения по напряжению между несимметричными электродами зонда.

Используя соотношение Ленгмюра между электронным и ионным токами насыщения $e n \sqrt{T_e / 2 \pi m_e} \exp(-e V_f / T_e) = e n \sqrt{T_e / m_i}$, получаем из (1) уравнение для определения температуры плазмы

$$\Delta U_a = \frac{T_a}{e} \ln \left[\frac{1 + n_\gamma S_\gamma \sqrt{T_\gamma} / n_a S_a \sqrt{T_a}}{1 + (n_\gamma S_\gamma \sqrt{T_\gamma} / n_a S_a \sqrt{T_a}) \exp[-e U_{см} / T_\gamma + (e \Delta U_a / T_a)(T_a / T_\gamma - 1)]} \right]. \quad (2)$$

Разность потенциалов ΔU_a между электродами α и β прямо пропорциональна температуре электронов T_a , умноженной на коэффициент, слабо зависящий от многих переменных во времени величин. При достаточно больших напряжениях смещения $e U_{см} \gg T_\gamma \ln[(n_\gamma S_\gamma / n_a S_a) \sqrt{T_\gamma / T_a}]$ знаменатель дроби под логарифмом в (2) становится близким к единице, и выражение принимает вид

$$\Delta U_a \approx (T_a / e) \ln [1 + (n_\gamma S_\gamma / n_a S_a) \sqrt{T_\gamma / T_a}]. \quad (3)$$

В случае симметричного трехэлектродного зонда ($S_a = S_\beta = S_\gamma$) в однородной плазме ($n_a = n_\beta = n_\gamma$, $T_a = T_\beta = T_\gamma$) получаем из (3) формулу трехэлектродного зонда $\Delta U_a = (T_a / e) \ln 2$.

На практике соотношение (2) применять трудно, так как для точного расчета температуры необходимо измерять плотности плазмы вблизи электродов α и γ и температуру плазмы у электрода T_γ . В реальном эксперименте делать это весьма затруднительно и громоздко, и, кроме того, теряется оперативность получения информации об изменении температуры во времени, присущая симметричному зонду. Для упрощения получения информации из соотношения (2) предлагается заменить многочисленные измерения и расчеты прямыми экспериментальными измерениями токов J_α и J_β , поступающих из плазмы на электроды α и β .

Рассмотрим модифицированную схему несимметричного зонда с конечным значением сопротивления R_β . Тогда потенциал электрода β отличается от плавающего потенциала $V_{f\beta}$ на величину ΔU_β , а падение напряжения на R_β определяется выражением

$$V_\beta = J_\beta R_\beta = \Delta U_a - \Delta U_\beta. \quad (4)$$

Выражая токи на электроды α и β через параметры плазмы и подставляя их в (4), получим

$$J_k = en_k S_k \sqrt{\frac{T_k}{2\pi m_e}} \exp\left(\frac{-eV_{fk} + e\Delta U_k}{T_k}\right) - en_k S_k \sqrt{\frac{T_k}{m_i}},$$

где $k = \alpha, \beta$. Эти выражения позволяют определить величины

$$\Delta U_\beta = (T_\alpha/e) \ln(1 + J_\beta/J_{\beta i}), \quad \Delta U_\alpha = (T_\alpha/e) \ln(1 + J_\alpha/J_{\alpha i})$$

(здесь $J_{\beta i}$ и $J_{\alpha i}$ — соответственно ионные токи насыщения на электроды β и α), подстановка которых в (4) дает

$$V_\beta = \Delta U_\alpha - \Delta U_\beta = \frac{T_\alpha}{e} \ln\left(\frac{J_\alpha + J_{\alpha i}}{J_\beta + J_{\beta i}}\right). \quad (5)$$

Соотношение (5) аналогично выражению (2), однако его преимущество заключается в том, что под логарифмом стоит комбинация токов, величины которых можно экспериментально измерять в модифицированной схеме трехэлектродного зонда. Легко показать, что при достаточно большой асимметрии электродов $S_\beta/S_\alpha \gg \sqrt{m_i/2\pi m_e} (n_\alpha/n_\beta)$ величина $\Delta U_\alpha \approx U_{cm}$, и при $eU_{cm} \geq 3T_\alpha$ ток на электрод α будет близок к электронному току насыщения $J_\alpha = en_\alpha S_\alpha \sqrt{T_\alpha/2\pi m_e}$. При выборе сопротивления $R_\beta \ll (\Delta U_\alpha - \Delta U_\beta)/J_{\beta i}$ полный ток на электрод β также будет существенно превосходить ионный ток насыщения. Тогда в формуле (5) можно перейти от электронных токов к полным токам, измеряемым экспериментально. Это приводит к следующим выражениям

$$T_\alpha = |eV_\beta| \ln^{-1}(J_\alpha/J_\beta), \quad n_\alpha \approx J_\alpha/eS_\alpha \sqrt{T_\alpha/2\pi m_e}.$$

Таким образом, в схеме модифицированного несимметричного трехэлектродного зонда можно непрерывно во времени контролировать температуру и плотность плазмы в широком интервале значений параметров, измеряя всего лишь ток плазмы в цепи несимметричных электродов и напряжение между двумя симметричными электродами. Этот метод хорошо зарекомендовал себя в исследовании динамики плазмы вакуумной дуги [9]. Он может быть использован для непрерывного контроля температуры и плотности плазмы в пристеночной области, в области тени диафрагмы и в диверторных камерах термоядерных установок типа токамак или стелларатор.

ЛИТЕРАТУРА

1. Диагностика плазмы, под ред. Р. Ходдлстоуна, С. Леонарда. М. Мир, 1967.
2. Козлов О.В. Электрический зонд в плазме. М. Атомиздат, 1969.
3. Залкинд В.М., Павличенко О.С., Тарасенко В.П. Вопросы атомной науки и техники, сер. физика плазмы и проблемы управляемых термоядерных реакций, в. 2(4), 69 (1975).
4. Chang J.-S., et al. J. Phys. D, 13, 1083 (1980).
5. Ivanov V.A., Juttner B., Pursch H. IEEE Trans. Plasma Science, PS-13, 334 (1985).
6. Алдохин В.Н. и др. Физика плазмы, 8, 182 (1982).
7. Якубка К. и др. Физика плазмы, 12, 264 (1986).
8. Ivanov V.A. et al. Beitr. Plasma Phys., 23, 551 (1983).
9. Ivanov V.A., Juttner B., Pursch H. Procl XI Int. Symp. on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum. V. 1. 1984, Berlin (DDR) p. 157.