

04;12

Использование возмущающих зондов для диагностики плазменной струи

© В.И. Баткин, О.Я. Савченко

Институт химической кинетики и горения СО РАН,
630090 Новосибирск, Россия

(Поступило в Редакцию 4 декабря 1995 г.)

Излагается опыт использования решетки цилиндрических ленгмюровских зондов в качестве возмущающего тела для диагностики плазменной струи. По минимуму рассеяния ионов на участке зонда определяется потенциал плазмы на этом участке. Полученные таким образом значения потенциала сопоставляются с результатами анализа зондовых характеристик. Обсуждаются условия применимости метода. При помощи поданного на зонды импульса напряжения длительности 30 нс создается маркер плотности и производится времяпролетное зондирование плазменной струи.

Плазменная струя, создаваемая газоразрядным источником, характеризуется высокой направленностью движения ионов, в некоторых случаях [1,2] энергия направленного движения ионов в 10^3 раз превосходит энергию, характеризующую разброс их поперечных скоростей. Эти условия дают возможность, наблюдая за движением ионов, извлекаемых из плазмы, регистрировать поперечное возмущение, которое ионы испытывали на своем пути вдоль плазменной струи. Если в плазменную струю поместить цилиндрический ленгмюровский зонд, то можно дополнить измерение его вольт-амперной характеристики наблюдением воздействия зонда на ионы. По минимуму возмущения ионов можно независимо от вольт-амперной характеристики $I(U)$ зонда определить потенциал плазмы [3]. Данный метод измерения потенциала в отличие от его определения по d^2I/dU^2 [4] использует первую производную экспериментальной зависимости и менее чувствителен к временной нестабильности плазмы, действию магнитного поля, анизотропии плазмы. Конструкция прогреваемого цилиндрического зонда упрощается вследствие отсутствия надобности в экранировке [5]. В настоящей работе измерения потенциала по минимуму возмущения сопоставляются с результатами измерений по классической зондовой методике. Статические и импульсные зондовые измерения проведены на плазменной струе дугового генератора плазмы [6,7].

Установка, на которой проводились измерения, показана на рис. 1. Дуговой генератор водородной плазмы выбрасывает из отверстия в аноде 1 плазменную струю на сеточный диод 2, 3, который формирует пучок протонов с энергией 6 кэВ. Имеется аппаратура [8], которая позволяет при помощи щелевого коллиматора 7 и многопроволочного датчика 8 исследовать фазовый объем пучка. Цилиндрические зонды 4 — десять позолоченных вольфрамовых нитей диаметром 30 мкм, расположенных на расстоянии 500 мкм друг от друга, проходят через центральную область плазменной струи и удалены на 70 мм от сетки 2 диода. Имеется возможность перемещать зонды поперек плазменной струи, а генератор плазмы — в продольном направлении. Магнитным полем соленоида 5

в сочетании с электронным током на анодную насадку 6 создавался эффект фокусировки плазменной струи [9]. Конструкция экспандера источника ионов и соленоида описаны в работе [9].

Когда решетка зондов 4 находится в центральной части плазменной струи и отбрасывает тень на сетку 2 диода, потенциал зондов влияет на угловую расходимость части пучка ионов, расположенной в области тени. При некотором потенциале угловой разброс ионов минимален и совпадает с разбросом при убранных зондах. Пример угловых распределений ионов дан на рис. 2. Точки 1 отвечают минимуму рассеяния ионов при потенциале зондов — 31 В. Распределения 2 и 3 получаются, если потенциал сместить на 14.5 В соответственно вниз (–45.5 В) и вверх (–16.5 В) от названной величины. Расстояние от анода до зондов 28 мм, ток дугового разряда 100 А. Потенциал минимума рассеяния ионов естественно отождествить с потенциалом плазмы. Выделяя коллиматором участки тени решетки, можно определить потенциал плазмы на участках нитей. Данный способ измерения локального потенциала позволил сделать зонды прогреваемыми без изготовления мало-

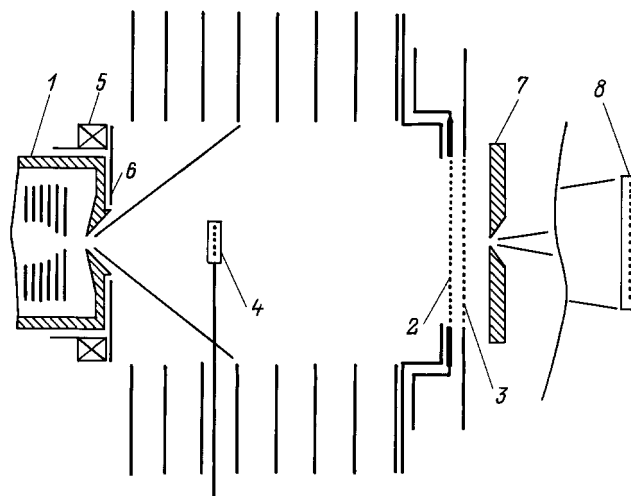


Рис. 1. Установка.

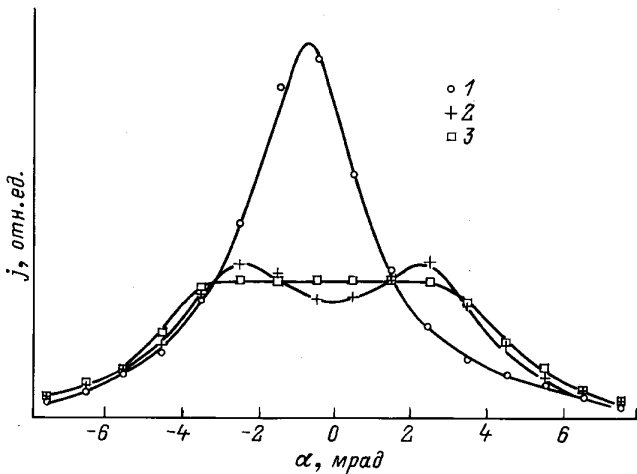


Рис. 2. Распределения ионов по углам.

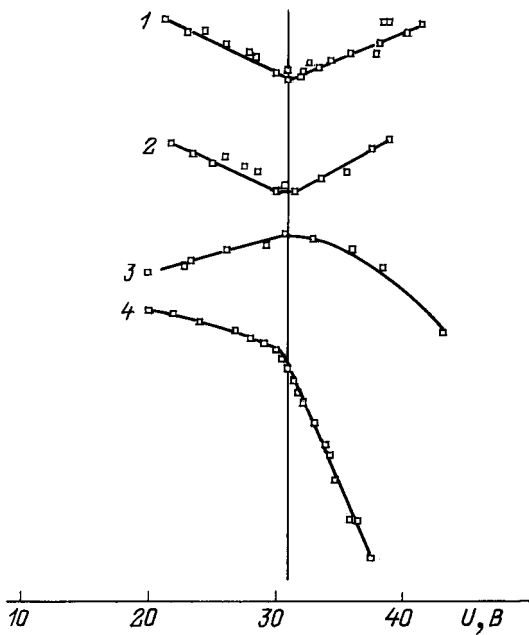


Рис. 3. Индикаторы минимума возмущения.

габаритных экранированных тоководов [5,6]. Условия применимости данного метода и механизм рассеяния ионов обсуждаются в Приложении.

Поскольку принцип минимума возмущения не связан с конкретным его проявлением, то можно использовать разные индикаторы возмущения. На рис. 3 индикатором является величина углового разброса ионов (1), их средняя поперечная скорость (2), ток сеточного диода (3). Данные 1–3 сопоставляются с логарифмом вольт-амперной характеристики (ВАХ) зондов (4). Вертикальная линия — 31 В иллюстрирует тождественность результатов определения потенциала по минимуму возмущения и по ВАХ зондов. Измерения проводились при отсутствии магнитного поля и достаточно однородной плазме, когда ВАХ зондов можно было ассоциировать с

локальными свойствами плазмы. Рис. 2 и 3 отображают результаты одних измерений.

Метод возмущающих зондов был использован для определения осевого распределения потенциала в плазменной струе при отсутствии и наличии ее фокусировки продольным магнитным полем. Данные приведены на рис. 4. Расстояние Z отсчитывается от анода. Точки 1 получены при отсутствии магнитного поля и электронного тока на стенке экспандера. Точки 2 отвечают случаю, когда было создано продольное магнитное поле, составлявшее 41 Э на расстоянии 10 мм от анода. При этом фокусировки плазменной струи не наблюдалось и рост плотности плазмы был вызван накоплением вторичных медленных ионов. Когда дополнительно к магнитному полю был создан электронный ток 0.7 А на электрод 6 (рис. 1), произошла фокусировка плазменной струи в прианодной области, что проявилось в продольном профиле потенциала (точки 3). Где было возможно (случаи 1 и 2), измерения потенциала по минимуму возмущения были продублированы его определением по ВАХ зондов: точки соответственно 4 и 5. Приведенные на рис. 4 данные иллюстрируют хорошее согласие результатов двух методов измерения потенциала при значительных вариациях плотности плазмы.

Метод возмущающих зондов позволяет определить не только потенциал плазмы, но и ее кинематические характеристики. Для этого нужно на зонды подать импульсное отрицательное напряжение и, меняя таким образом перехват ионов зондами, создать модуляцию плотности плазмы. По отклику тока извлекаемых из плазмы диодом ионов можно определить среднюю скорость движения центра метки плотности и скорость ее расплывания в промежутке l между зондами и диодом. Первое дает массовую скорость ионов V_i , второе — скорость ионного звука c , которая характеризует электронную температуру $c^2 = T_e/m_i$ [10]. Приведенная на рис. 5 типичная осциллограмма тока ионов иллюстрирует волновой характер расплывания маркера плотности. Временные характеристики токового импульса не зависят от амплитуды анализирующего импульса, так что процесс расплывания линейный. Длительность импульса напряжения по уровню 0.5 составляет 30 нс. Если время запаздывания

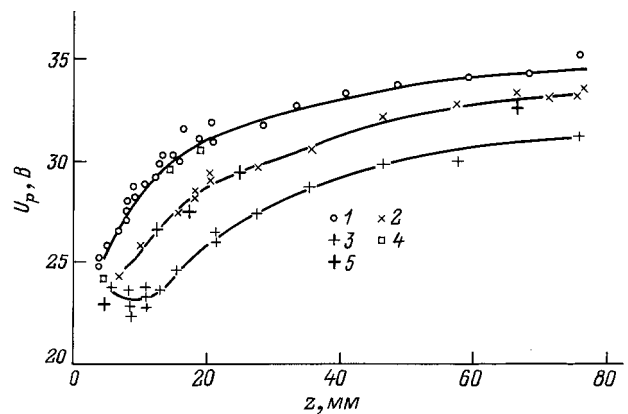


Рис. 4. Осевое распределение потенциала в плазменной струе.

начала фронта токового импульса относительно начала фронта импульса напряжения T_1 , а время конца спада T_2 , то

$$V_i = (l/T_1 + l/T_2)/2; \quad c = (l/T_1 - l/T_2)/2. \quad (1)$$

Наличие в плазменной струе медленных ионов приводит к тому, что возбуждаются две дополнительные ионно-звуковые волны, имеющие скорость $\approx \pm c$ вместо $\approx V_i \pm c$. Для $V_i > 2c$ использование формул (1) при наличии медленных ионов с одинаковой c быстрыми плотностью не приводит к заметному искажению V_i и на $< 20\%$ занижает T_e . Скорость ионов при $Z > 1.5$ см отвечает их кинетической энергии 28 эВ. Средняя температура электронов T_e , вычисленная по c , зависит от расстояния Z между зондами и анодом. При увеличении Z от 4 до 25 мм она падает от 3 до 2.4 эВ, при $Z > 25$ мм — до 2 эВ. Длительность фронтов импульса δI существенно больше длительности импульса напряжения на зондах. Различие естественно отнести к затуханию Ландау коротковолновых компонент спектра δI . При $T_e = 2$ эВ, $\varepsilon_i = 30$ эВ затухание звуковых волн с отношением частоты к показателю затухания 4–5 имеет место при продольной температуре ионов ≈ 0.5 эВ, которая близка к результатам прямых измерений разброса продольных скоростей ионов [2].

Оценки T_e полученные из измерений скорости волн, можно проконтролировать по зондовым характеристикам. Электронные компоненты зондовых характеристик изображены на рис. 6. Ток ионов I_i , вычтенный из тока зондов, аппроксимировался формулой

$$I_i = \alpha \sqrt{|U|} + \beta \sqrt{U_p - U},$$

где U и U_p — соответственно потенциал зонда и потенциал плазмы.

Первый член связан с ионами, направленно движущимися из анодного отверстия, второй — это ионы, образовавшиеся в объеме плазменной струи в результате ионизации и перезарядки. Отношение α/β близко к 3/2.

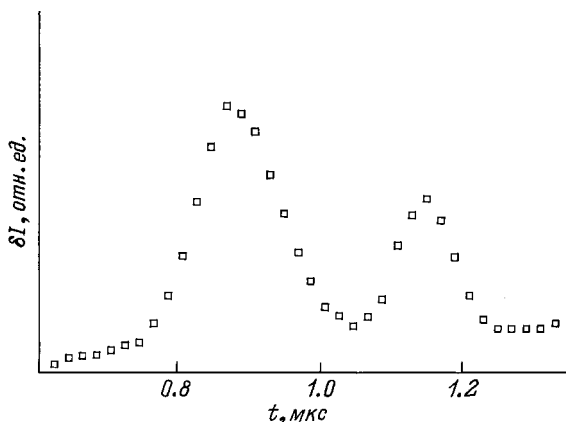


Рис. 5. Отклик тока ионов, извлекаемых диодом, на импульс напряжения на зондах. Время отсчитывается от начала импульса напряжения, $I_e = 0$. Осциллограмма перевернута.

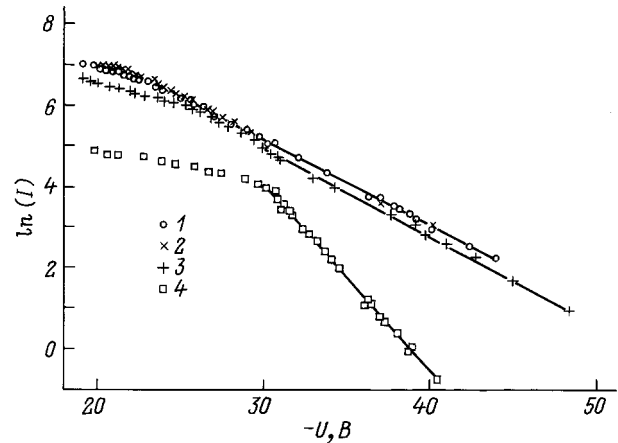


Рис. 6. Электронная ветвь зондовых характеристик. Z , мм: 1 — 8, 2 — 4.5, 3 — 14, 4 — 28; 1, 3 — без магнитного поля; 2, 4 — с магнитным полем.

Кривые 1 и 2 получены на расстоянии 4.5 мм от анода и отличаются соответственно отсутствием и наличием магнитного поля. Кривая 3 снята в магнитном поле при $Z = 14$ мм, 4 — при $Z = 28$ мм без поля. Характеристики 1, 2 и частично характеристика 3 отвечают больцмановскому распределению электронов с $T_e = 4.5$ эВ. По мере удаления от прианодной области появляется низкотемпературная электронная компонента, которая на зондовой характеристике 3 видна как ступенька, а при больших расстояниях доминирует. Температура этой компоненты 2 эВ. "Горячие" электроны поставляются анодным отверстием, "холодные" — вторичные частицы, которые накапливаются в потенциальной ловушке, создаваемой плазменной струей. Преобладание первичных электронов, имеющих малый момент импульса, подтверждает динамическую модель фокусировки плазменной струи в прианодной области [6], объясняющую появление фокусирующего ионы электрического поля необходимостью компенсации силы Лоренца, действующей на электроны в продольном магнитном поле. Полученные из зондовых характеристик данные об энергетическом распределении электронов согласуются с результатами оценок T_e по скорости ионного звука. Распределение Больцмана, измеренные здесь значения T_e и представление о геометрическом разлете ионов дают оценку продольного падения потенциала плазмы, близкую к данным рис. 4. В то же время амбиполярный механизм ускорения ионов не объясняет величину их полной кинетической энергии, достигающей 30–50 эВ [1,2].

Выводы

Метод определения потенциала плазмы по минимуму рассеяния ионов решеткой цилиндрических зондов может быть рекомендован для применения в случаях, когда плазменный поток обладает достаточной степенью направленности и его плотность не слишком велика.

Решетка зондов может быть использована и для времяпробного зондирования плазмы, которое дает экспресс-информацию о скорости ионов и температуре электронов.

Приложение. Рассеяние ионов решеткой цилиндрических зондов

Если плазма не слишком разрежена, то при длине свободного пробега электронов λ , дебаевском радиусе D потенциальная яма размером r заполняется электронами за характерное время $t > (\lambda/V_e)(D/r)^2$. При этом условия для окрестности $\approx D$ зондов, а также при их радиусе $R \ll D$ поле зондов экранируется на характерном расстоянии $\approx D$. При расстоянии между зондами $H \gg D$ можно пренебречь взаимным влиянием зондов. В этом случае электрическое поле вокруг каждого из них в линейном приближении задается модифицированной функцией Бесселя $E \sim K_1(x/D)$.

Расчет поперечной скорости v_{\perp} , которую приобретает ион, пролетая на расстоянии x от зонда при $v_{\perp}/v_{\parallel} \ll 1$, дает

$$v_{\perp}/c = UF(x/D).$$

Здесь $U = e\varphi/[f(R/D)\sqrt{\varepsilon_i T_e}]$; φ — потенциал зонда относительно плазмы; $c = \sqrt{T_e/m_i}$ — скорость ионного звука; ε_i , T_e — кинетическая энергия ионов и температура электронов в энергетических единицах;

$$F(x) = x\sqrt{2} \int_0^{\infty} dy K_1(\sqrt{x^2+y^2}) / \sqrt{x^2+y^2} \approx 2.2 \exp(-x);$$

$$f(x) = \int_x^{\infty} K_1(t) dt \quad \text{при } R \ll D \quad f \approx 2.$$

Два основных фактора смещают потенциал минимума рассеяния ионов: фактор ионной тени и фактор поглощения зондом электронов. При $R \ll D$ и малой поперечной температуре ионов T_i преобладает первый эффект. Если считать ширину тени h по траектории ближнего к зонду иона, то $h = 2r \cos(\pi Z/2L_1)$, а длина тени $L_1 = \pi D \sqrt{\varepsilon_i/T_e}$. Оценка длины тени из углового разброса ионов дает $L_2 \approx R\sqrt{T_i/\varepsilon_i}$. Объединив эти оценки, получим $L \approx 1/\sqrt{L_1^{-2} + L_2^{-2}}$. При $R \ll D$ и $T_i \ll \varepsilon_i$ $h \ll D \ll L$, так что тень притягивает ионы подобно плоской заряженной электронами пластине. С учетом тени

$$v_{\perp}/c = UF(x/D) + \sqrt{2}(R/D) \exp(-x/D).$$

При $U < 0.4$ зонды возбуждают в поперечном направлении короткие ионно-звуковые волны, которые испытывают быстрое затухание Ландау и увеличивают поперечную температуру ионов за зондами,

$$\Delta T_i \approx 4.8 T_e (D/H) (U - U_0)^2,$$

где $U_0 \approx 0.64(R/D)[1 + 4(D/R)^2(T_i/T_e)]^{0.5}$.

При $U \gg 0.4$ создается многопоточный разлет ионов и можно говорить о дрейфе рассеянных зондами ионов, слабо возмущенном объемным полем.

Данные рис. 2 получены при $T_e \approx 2$ эВ, $T_i \approx 0.1$ эВ, $D \approx 0.1$ мм, $\varepsilon_i \approx 30$ эВ, когда $R/D \approx 0.15$ и эффект тени несуществен. Двугорбые распределения 2 и 3 отвечают $U \approx \pm 1$. При $T_i = 0$ одиночный зонд разбрасывает ионы с угловым распределением $\sim 1/\alpha$. Конечный шаг H решетки зондов приводит к тому, что вершина распределения срезается начиная с угла рассеяния ионов на расстоянии $\approx H/2$ от зонда. В данных условиях $H/2 = 2.5D$. Решетка зондов имеет конечный размер с углом видимости, соответствующим $v_{\perp}/c = 0.2$. Ионы меньших углов разлета попадают из центра решетки с "подрезанным" распределением по скоростям, а ионы больших углов — из края решетки с распределением $1/\alpha$. Этот эффект усиливается амбиполярной диффузией плазмы в сторону тени решетки.

Список литературы

- [1] Баткин В.И., Гетманов В.Н., Савченко О.Я. и др. // ПМТФ. 1982. № 6. С. 30–36.
- [2] Баткин В.И. // ЖТФ. 1996. Т. 66. Вып. 3. С. 37–39.
- [3] Баткин В.И. XI Всесоюз. семинар по линейным ускорителям заряженных частиц. Аннот. докл. Харьков, 1989. С. 79.
- [4] Алексеев Б.В., Котельников В.А. Зондовый метод диагностики плазмы. М.: Энергоатомиздат, 1988. 240 с.
- [5] Шунько Е.В. Препринт Института ядерной физики / СО АН СССР. № 136. Новосибирск, 1983. 42 с.
- [6] Димов Г.И., Кононенко Ю.Г., Савченко О.Я. и др. // ЖТФ. 1968. Т. 38. Вып. 6. С. 997–1004.
- [7] Димов Г.И., Росляков Г.В., Савченко О.Я. Препринт Института ядерной физики / СО АН СССР. № 145. Новосибирск, 1967. 25 с.
- [8] Баткин В.И., Гетманов В.Н. // ПТЭ. 1983. № 5. С. 72–75.
- [9] Баткин В.И. // ПМТФ. 1991. № 5. С. 11–14.
- [10] Арцимович Л.А., Сагдеев Р.З. Физика плазмы. М.: Атомиздат, 1978. 315 с.